

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

На правах рукописи

Яковлев Дмитрий Вадимович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЦР  
НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ  
ЛОВУШКЕ**

Специальность 01.04.08 —

«Физика плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Багрянский Петр Андреевич

Новосибирск — 2016

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Описание эксперимента</b> . . . . .	18
1.1 Установка ГДЛ . . . . .	18
1.2 Взаимодействие волн миллиметрового диапазона с плазмой . . . . .	22
1.3 Система ЭЦР-нагрева плазмы . . . . .	29
1.4 Адаптация магнитной системы ГДЛ к экспериментам по ЭЦР-нагреву плазмы . . . . .	43
1.5 Конденсаторный накопитель для экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы . . . . .	45
<b>Глава 2. Результаты экспериментов</b> . . . . .	55
2.1 Общая динамика и характерные параметры разряда в установке ГДЛ . . . . .	55
2.2 Эксперименты по ЭЦР-нагреву в магнитной конфигурации А . . . . .	59
2.3 Эксперименты по ЭЦР-нагреву в магнитной конфигурации Б . . . . .	64
2.3.1 Эксперименты с узким профилем поглощения мощности . . . . .	69
2.3.2 Эксперименты с широким профилем поглощения СВЧ-мощности . . . . .	77
<b>Глава 3. Обсуждение результатов экспериментов по         ЭЦР-нагреву плазмы</b> . . . . .	83
3.1 Режимы с узким профилем поглощения СВЧ-мощности . . . . .	83
3.2 Режимы с широким профилем поглощения СВЧ-мощности . . . . .	89

<b>Глава 4. Эксперименты с созданием плазмы при помощи СВЧ-пробоя</b> . . . . .	<b>92</b>
4.1 СВЧ-пробой газа и характеристики начальной плазмы . . . . .	92
4.2 Разряды с нейтральной инжекцией, инициированные СВЧ-пробоем	101
4.3 Краткий анализ результатов эксперимента по СВЧ-пробоею в ГДЛ	107
<b>Заключение</b> . . . . .	<b>113</b>
<b>Список литературы</b> . . . . .	<b>119</b>

## Введение

К настоящему моменту вопрос о принципиальной возможности создания реактора управляемого термоядерного синтеза с положительным выходом энергии можно считать решенным. Результатом более полувекового развития одного из главных направлений исследований является система, основанная на удержании плазмы в магнитном поле с замкнутыми силовыми линиями, создаваемым соленоидом тороидальной формы. Практическая реализация данной идеи воплощена в двух похожих типах установок – токамак и стелларатор [1]. Последний позволяет обойти одно из фундаментальных ограничений токамака – необходимость поддержания тока в плазме, платя за это существенным усложнением системы магнитных катушек. Основным параметром, характеризующим ту или иную конструкцию реактора, является коэффициент ( $Q$ ), равный отношению полной мощности термоядерных реакций, происходящих в плазме, к затратам на ее поддержание. Близкое к единице значение  $Q$  было достигнуто в экспериментах на токамаке JET около 20 лет назад [2]. Следующим шагом должно стать достижение  $Q = 10$  в экспериментах на строящейся во Франции установке ITER - крупнейшем в мире экспериментальном термоядерном реакторе [3].

Несмотря на безусловную значимость ITER для физики высокотемпературной плазмы, беспрецедентная сложность и стоимость этой установки вызывает серьезные вопросы об экономических перспективах данного вида реакторов. Вместо перечисления сложнейших научных и технологических задач, которые необходимо решить для создания рентабельной электростанции на основе токамака, можно ограничиться простым примером, иллюстрирующим весь масштаб проблемы: при сопоставимой тепловой мощности масса токамака превышает массу тепловыделяющего ядра реактора деления в 30-60 раз [4]. При этом также следует учесть, что на сегодняшний день традиционная ядерная энерги-

ка испытывает определенные трудности, связанные с привлечением инвестиций для строительства новых электростанций, а также снижением рентабельности уже построенных за счет высокой конкуренции на рынке электроэнергии. [5].

Осознание возможных ограничений тороидальных систем постепенно приводит к возобновлению интереса к более простым магнитным конфигурациям, среди которых ближайшими конкурентами по степени проработки и объему экспериментальных данных являются открытые или линейные магнитные системы удержания плазмы [6]. На фоне заметного прогресса в крупнейших действующих экспериментах [7] стали появляться новые установки, базирующиеся на подходах, теоретически позволяющих обойти главный недостаток открытой ловушки – неудовлетворительно большие потери энергии и частиц вдоль открытых силовых линий [8, 9].<sup>1</sup>

Одним из главных недостатков выбранной для реактора тороидальной геометрии является чрезвычайно низкое давление плазмы по отношению к давлению магнитного поля ( $\beta$ ). Как для токамака, так и для стелларатора это значение не превышает 3-5% [1]. Учитывая квадратичную зависимость интенсивности термоядерных реакций от  $\beta$  (при заданном внешнем магнитном поле и оптимальной температуре плазмы), нетрудно понять одну из основных причин, по которой токамак эволюционировал в поистине колоссальное сооружение.<sup>2</sup>

Осесимметричная магнитная ловушка открытого типа лишена этого ограничения. Более того, основной тенденцией последних лет в передовых установках как раз и является удержание плазмы с высоким  $\beta$ , в перспективе при-

---

<sup>1</sup>Что показательно, такие экспериментальные установки в состоянии привлекать частных инвесторов, в отличие от большинства замкнутых систем.

<sup>2</sup>Здесь следует оговориться и упомянуть относительно новое направление – сферомак [10], в сущности являющийся токамаком с максимально низким аспектным соотношением (степенью «сферичности»). Хотя такая конфигурация магнитного поля и позволяет удерживать плазму с  $\beta$  до 40% [11], при масштабировании до реактора установка этого типа все же столкнется с большей частью проблем, свойственных обычному токамаку, а также рядом новых специфических проблем. Несмотря на то, что сферический токамак теоретически привлекателен как компактный и относительно недорогой источник нейтронов [12], попытки рассмотрения реактора на основе такой установки неизбежно сталкиваются с серьезными трудностями, связанными с ограничениями на размер внутренней части тороидальных катушек и индуктора. Это, в частности, приводит к практической невозможности использования сверхпроводящих катушек, отказу от нейтронной защиты, а также к некоторым новым физическими ограничениям [13].

ближающим к единице. В экспериментах по этому направлению наметился серьезный прогресс: было продемонстрировано не только стабильное удержание плазмы с  $\beta = 60\%$  [14] в прямом соленоидальном поле, но даже возможность обращения внешнего магнитного тока в плазме с последующей стабилизацией полученного «плазмоида» [15].<sup>3</sup>

Второй характерной чертой современных открытых ловушек является строгое соблюдение осевой симметрии магнитного поля, которое помимо очевидных инженерных преимуществ является наиболее благоприятным с точки зрения минимизации диффузии плазмы поперек магнитного поля. Первым препятствием при попытке осуществлении данного подхода становится т.н. желобковая неустойчивость плазмы, являющаяся прямым следствием диамагнитных свойств плазмы. Изначально, наиболее эффективным способом обхода неустойчивости стало применение "квадрупольных" стабилизирующих магнитных секций, сопряженных с основным объемом удержания плазмы [16]. Однако, как показали эксперименты [6], введение несимметричного элемента приводит к значительному росту поперечного, т.н. неоклассического транспорта, связанного со сложной формой магнитных поверхностей в такой установке. Более того, в установке с высоким  $\beta$ , подобно стелларатору, потребуется оптимизация системы магнитных катушек с учетом возмущения поля в узком диапазоне параметров плазменного разряда. К счастью, существуют подходы, позволяющие подавить желобковую неустойчивость и в простейшей конфигурации прямого соленоида. Среди таких методов следует отметить активную стабилизацию с обратной связью, впервые исследовавшуюся на установке ОГРА-3 [17] и несколько подходов, экспериментально проверенных на установке газодинамическая ловушка (ГДЛ) в ИЯФ им. Будкера и являющихся одной из ее главных научных задач [18–20].

---

<sup>3</sup>В перспективе, масштабированием удерживающего магнитного поля до значений, достижимых в рамках существующих технологий сверхпроводников, можно достичь плотности мощности термоядерных реакций на 1-2 порядка выше, чем в самых совершенных замкнутых системах. Это способно открыть принципиально новые перспективы для энергетики, начиная с действительно компактного реактора синтеза и заканчивая доступом к «безнейтронным» термоядерным реакциям.

Таким образом, к настоящему времени уже была экспериментально доказана возможность удержания плазмы с энергией ионов [6, 18], оптимальной для реакции D-T синтеза и предельным давлением плазмы  $\beta \sim 1$ . При этом важно подчеркнуть возможность удержания такой плазмы с сохранением минимального уровня поперечных потерь, в целом, соответствующих теоретической оценке поперечного транспорта в замагниченной плазме. Эксперименты на установке ГАММА-10 показывают [21], что поперечный перенос, вызванный возбуждением дрейфовых колебаний находится на достаточно низком уровне, и, по крайней мере, значительно слабее как продольных потерь, так и неоклассического транспорта. Хотя нет сомнений, что турбулентный перенос универсален для любой установки с градиентом температуры плазмы, возможность его минимизации при помощи прямого воздействия на радиальный профиль потенциала плазмы является уникальной возможностью только открытой магнитной ловушки.

Очевидным достоинством осесимметричных линейных ловушек является относительная простота обслуживания и модернизации вплоть до глубокой модификации профиля магнитного поля. Это, в частности, было одной из основных причин для широкого распространения таких установок на заре термоядерных исследований. Другим существенным достоинством линейной геометрии являются значительно сниженные требования к конструкционным материалам как в отношении стойкости к нейтронному облучению, так и относительно теплового потока истекающей плазмы. В первом случае играет роль большая свобода в выборе размера вакуумной камеры и толщины нейтронной защиты, а во втором – возможность расширения потока плазмы практически в произвольное число раз.

Наконец, следует отметить еще одно преимущество открытой геометрии силовых линий. Практически с момента создания открытых ловушек обсуждается возможность прямого преобразования кинетической энергии истекающего потока плазмы в электроэнергию. В 1983 году в экспериментах на установке ТМХ была показана эффективность преобразования в 48% для плазмы с уме-

ренной температурой [22], хотя существуют и проекты преобразователей, работающих с эффективностью от 75% до 90% [23]. Для установки на основе D-T реакции это является способом улучшить энергобаланс путем возвращения части энергии, затраченной на нагрев плазмы. Однако для реактора синтеза на основе топливной смеси D-He<sup>3</sup> это является вполне реальной возможностью для полного отказа от теплового цикла.

Хотя этот (далеко не полный) список достоинств и показывают преимущества открытой магнитной конфигурации для реактора синтеза, он остается пока второстепенным по отношению к главному недостатку открытой системы – высокому уровню продольных потерь энергии вдоль открытых силовых линий. За всю историю открытых ловушек было опробовано множество способов увеличить энергетическое время жизни плазмы. Одним из наиболее плодотворных подходов стало добавление дополнительных «запирающих» секций, сопряженных с основным объемом удержания. В данных секциях при помощи мощной инжекции атомарных пучков создается локализованная популяция анизотропных ионов, приводящая к возникновению характерного пика потенциала – т.н. амбиполярного барьера для ионов, покидающих основной объем удержания [24]. Аналогичным образом устроен термобарьер для электронов, только в данном случае создается анизотропная популяция электронов при помощи электронного циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева [24]. Оба способа продемонстрировали свою эффективность и полное соответствие теории продольного удержания плазмы, что позволило проработать концепцию амбиполярной или тандемной ловушки до конкретного проекта реактора класса ITER [25]. Однако, вследствие сокращения финансирования исследования по этому достаточно перспективному, но все-же затратному направлению были приостановлены.

В настоящее время основные усилия сконцентрированы на поиске и пересмотре магнитных конфигураций, позволяющих пассивно улучшить энергобаланс открытой ловушки. Для основной области удержания это, прежде всего, рассмотрение конфигураций с высоким  $\beta$  [26]. В данном случае выигрыш

обеспечивается снижением магнитного потока открытых силовых линий, которые перехватывает плазма. Этот подход универсален для любой системы с открытыми силовыми линиями, будь то классическая зеркальная ловушка, конфигурация с обращенным полем, антипробкотрон или же поливелл. Главными физическими задачами здесь является практическое получение плазмы с высоким давлением и ее стабилизация. Существуют также новые подходы, в теории позволяющие подавить потери плазмы с открытых силовых линий. В ИЯФ были предложены концепции более сложных магнитных зеркал для пассивного подавления потока плазмы. В случае с многопробочной секцией [8] речь идет о преобразовании энергии истекающего потока плазмы в колебания своеобразного магнитного «резонатора», тормозящего этот поток. В случае со спиральной концевой секцией [27] речь идет о преобразовании энергии дрейфового вращения истекающего потока в продольную энергию [27]. В настоящее время в ИЯФ идет подготовка к экспериментальной проверке этих двух концепций [28, 29].

Рассмотрим далее один из ключевых вопросов энергобаланса открытой ловушки. Без учета электростатического потенциала плазмы, скорость потерь электронов в такой системе должна быть многократно выше, чем скорость потерь ионов. Поэтому, в равновесии плазма приобретает ненулевой положительный потенциал, электростатически уравнивающий поток ионов и электронов. Проблема заключается в том, что отражающий электроны скачок потенциала оказывается снаружи от основного объема удержания, отделяемого максимумом магнитного поля. Если же представить, что во внешнем объеме, о котором идет речь, имеется дополнительный источник электронов, то поток этих электронов в ускоряющем потенциале будет ограничен только эмиссионной способностью источника. Ближайшим примером такого источника является проводящая стенка, на которую опираются силовые линии в открытой ловушке. К счастью, эксперименты показывают, что такая ситуация на практике не реализуется. При детальном рассмотрении профиля потенциала в области отражения выясняется, что комбинация эффектов рассеяния вторичных электронов и от-

ражения от магнитной пробки приводят к модификации потенциала, которая, в конечном счете, не дает им проникнуть в основной объем удержания [30]. Это позволяет полностью исключить вторичную эмиссию и другие источники электронов в области за магнитной пробкой и в действительности свести энергобаланс открытой ловушки к идеализированному описанию без обратного потока нового вещества через магнитную пробку. На данный момент опыт ГДЛ, а также других крупных установок [6] позволяет говорить о том, что именно такая ситуация реализуется в эксперименте [18]. Однако, здесь следует поставить вопрос: является ли эта физика достаточно надежной и универсальной для рассмотрения реальных проектов реакторов на основе открытой ловушки и будет ли она работать при существенно возросшей электронной температуре плазмы? Удовлетворительный ответ может быть дан только в условиях реального эксперимента.

Из-за особенностей энергобаланса открытой ловушки, для нагрева плазмы в основном объеме удержания получили наибольшее распространение два метода для нагрева ионов: инжекция в плазму пучков ускоренных атомов, или нейтральная инжекция и нагрев радиоволнами в диапазоне частот ионного циклотронного резонанса [31]. Первый из них является относительно дорогим, но отличается предельно простой физикой взаимодействия ускоренных атомов с плазмой и универсальностью применения. Второй – более дешевый с точки зрения генерации необходимой мощности, но требует расположения излучающей антенны близко к границе плазмы и очень чувствителен к распределению плотности плазмы и профилю магнитного поля. Хотя во многих открытых ловушках с достаточно «редкой» плазмой была продемонстрирована работоспособность ИЦР-нагрева, установка, в которой изначально предполагается существенное возмущение магнитного поля плазмой, вероятно, потребует разработки новых подходов в реализации данного метода.

В тороидальных системах наравне с упомянутыми выше методами получил широкое распространение метод ЭЦР нагрева электронной компоненты

плазмы [32]. При этом ЭЦР нагрев плазмы в токамаке ценится также из-за уникальных возможностей, связанных с топологией поверхности ЭЦ резонанса, представляющей собой вертикальную линию в полоидальном сечении. Это, например, позволяет осуществлять локализованный нагрев и быстрое нацеливание пучка СВЧ на практически любую область плазмы. Примером использования возможностей этого метода являются недавно разработанные системы обратной связи для активного подавления локализованных неустойчивостей в плазме [33]. Другой возможностью, которую предоставляет данный метод, является СВЧ-пробой газа для инициации плазменного разряда. Как показывают последние эксперименты [34], ЭЦР-нагрев позволяет не только создать начальную плазму, но и сгенерировать в ней ток без задействования индуктора токамака.

**Объектом исследования** настоящей работы являются возможности метода ЭЦР нагрева плазмы в открытой ловушке, применяемого, прежде всего, в качестве дополнительного метода нагрева для увеличения электронной температуры плазмы. По указанным ранее причинам это применение ЭЦР нагрева получило заметно меньшее распространение в открытых системах. Помимо особенностей удержания электронной компоненты плазмы, это связано с геометрией установок такого типа, существенно ограничивающей выбор направлений, подходящих для ввода излучения. Опыт предыдущих исследований показывает, что ЭЦР нагрев в открытой ловушке часто сопровождается качественным изменением функции распределения электронов, которая разделяется на различные энергетические фракции [35]. Создание термобарьера, например, целиком полагается на высокоэнергетичную анизотропную популяцию «перегретых» электронов, создаваемых при ЭЦР нагреве. При этом типичное для тороидальной системы применение данного метода – нагрев тепловой компоненты плазмы в основном объеме удержания, часто отодвигается на второй план.

**Актуальность** исследования ЭЦР нагрева плазмы в открытой ловушке определяется, с одной стороны, уникальными возможностями, которые предо-

ставляет данный метод для решения ключевых вопросов физики удержания плазмы в таких системах, а с другой - отсутствием представлений об эффективности данного метода для нагрева плазмы в установке реакторного класса на основе открытой ловушки, с учетом нетривиальных физических и технических особенностей его применения в установке такого типа.

Одним из физических вопросов является механизм продольных потерь энергии электронной компонентой плазмы в открытой ловушке. Несмотря на то, что в нескольких экспериментах была продемонстрирована эффективная термоизоляция плазмы от торцевой стенки при электронной температуре плазмы 200-300 эВ [18, 36], реактор на основе открытой ловушки, все же, предполагает существенную экстраполяцию параметров плазмы и определяющий вопрос о достижимости электронной температуры на уровне нескольких кэВ остается открытым. В связи с этим, метод ЭЦР нагрева плазмы, осуществляющий непосредственный нагрев электронов и обладающий самой высокой плотностью мощности среди распространенных методов нагрева плазмы, представляется как нельзя более подходящим инструментом.

Вторым вопросом является эффективность данного метода для увеличения термоядерного выхода реактора на основе открытой ловушки. Говоря более конкретно, в установке с основным нагревом плазмы при помощи мощной нейтральной инжекции, время удержания анизотропных плещущихся ионов определяется их торможением на электронах. При этом мощность потерь энергии быстрыми ионами в такой установке пропорциональна частоте электрон-ионного столкновения:

$$\nu_{ei} = const \cdot n_i Z^2 T_e^{-3/2} \quad (1)$$

где  $n_i$  - плотность ионов,  $Z$  - заряд иона,  $T_e$  - температура электронов.

Из последнего соотношения следует, что за счет увеличения электронной температуры можно добиться существенного увеличения времени удержания быстрых ионов, определяющих термоядерный выход установки.

Исходя из сказанного выше, сформулируем **цели настоящей работы**:

1. Провести экспериментальную проверку работоспособности предложенной для ГДЛ схемы ЭЦР-нагрева плазмы
2. Исследовать влияние ЭЦР-нагрева на электронную температуру плазмы и на время удержания быстрых ионов
3. Проверить существующую модель описания продольных потерь энергии при возросшей электронной температуре плазмы
4. Исследовать возможность создания начальной плазменной мишени при помощи СВЧ-пробоя газа

Опыт предыдущих исследований по ЭЦР нагреву тепловой компоненты плазмы в открытой ловушке с высокоэнергичными ионами, в основном, ограничивается двумя крупными экспериментами – ГАММА-10 и ОГРА-4.<sup>4</sup>

Установка ГАММА-10 [38], принадлежащая к поколению тандемных или амбиполярных ловушек, по сей день является крупнейшей в мире магнитной ловушкой открытого типа. Она состоит из центрального осесимметричного солеоида, присоединенных к нему стабилизирующих несимметричных секций типа «бейсбол» и оканчивается короткими осесимметричными «запирающими» секциями, в которых при помощи комбинации нейтральной инжекции и ЭЦР-нагрева формируются потенциальные барьеры для ионной и электронной компонент плазмы.

Система для ЭЦР-нагрева плазмы в центральной секции установки появилась относительно недавно [39,40]. Генерацию микроволнового пучка на частоте 28 ГГц обеспечивает гиротрон с максимальной мощностью до 500 кВт. Согласно одной из схем ЭЦР нагрева на ГАММА-10, излучение вводится в камеру

---

<sup>4</sup>Особо отметим, что в данной работе не затрагиваются эксперименты по ЭЦР нагреву плазмы в многозарядном источнике ионов SMIS37 [37].

перпендикулярно оси установки в области под магнитной пробкой и попадает на внутреннее зеркало, которое отражает пучок в направлении ослабления магнитного поля под острым углом. Волна в плазме имеет круговую поляризацию и поглощается в условиях циклотронного резонанса на первой гармонике. Несмотря на блестящее применение ЭЦР нагрева для создания пиков амбиполяного потенциала плазмы в концевых секциях, эксперименты с ЭЦР нагревом плазмы в центральной секции ГАММА-10 выявили существенные трудности в применении данного метода.

По результатам измерений при помощи Томсоновского рассеяния [41–44] ЭЦР нагрев мощностью от 50 кВт приводит к росту электронной температуры с 50 эВ до 100 эВ, однако при этом сопровождается ростом колебаний линейной плотности плазмы и лишь незначительным увеличением диамагнитного сигнала. Более того, при увеличении мощности до 100 кВт и выше, происходит дальнейшее усиление колебаний, резкое падение диамагнитного сигнала, а в некоторых случаях и полная потеря плазмы. Измерения продольного потока ионов при помощи торцевого анализатора и оптические измерения, явно указывают на появление и рост амплитуды глобальных радиальных колебаний плазмы, в частности, приводящих к существенному выделению вещества с элементов вакуумной камеры. В работе [43] в качестве одной из возможных причин деградации удержания называется несимметричность профиля поглощения СВЧ-мощности. Таким образом, дополнительная мощность ЭЦР нагрева в центральной секции установки, которую можно эффективно использовать для увеличения времени удержания ионов, составляет менее 1% от суммарной мощности нагрева плазмы в ГАММА-10.

Последней в серии установок ОГРА в Курчатовском институте стала установка ОГРА-4, представляющая собой ловушку с конфигурацией токовых витков типа бейсбол. В этой установке генерация плазменной мишени для нейтральной инжекции осуществлялась при помощи пробоя газа СВЧ-пучком, вводимым вдоль оси установки. На установке были проведены детальные исследо-

вания режимов генерации предплазмы [45], и большое внимание было уделено изучению функции распределения электронной компоненты плазмы при ЭЦР-нагреве. В результате авторами была предложена теория ЭЦР-нагрева в такой ловушке [46], позволяющая объяснить большинство экспериментальных наблюдений, в частности, касающихся генерации электронной компоненты с тремя энергетическими фракциями. К сожалению, экспериментам с совместной работой нейтральной инжекции и ЭЦР-нагрева, представляющим основной интерес для настоящей работы, было уделено меньшее внимание.

Таким образом, перечисленные экспериментальные исследования, к сожалению, не позволяют дать удовлетворительный ответ ни на один из поставленных выше вопросов. Излагаемые ниже результаты восполняют этот пробел и, следовательно, обладают **научной новизной**.

### **Научные положения, выносимые на защиту и их практическая значимость**

1. В крупномасштабной магнитной ловушке открытого типа возможен ЭЦР нагрев плазмы, при котором вся поглощенная мощность передается тепловым электронам с начальной температурой около 100 эВ. Это открывает принципиальную возможность с одной стороны, увеличить время удержания ионов с энергиями термоядерного диапазона, а с другой - исследовать совокупность физических процессов, определяющих удержание в открытой магнитной ловушке плазмы с параметрами, адекватными задачам реализации управляемого термоядерного синтеза.
2. Использование рефракции пучка СВЧ излучения в плазме позволяет реализовать в открытых магнитных ловушках схему ввода излучения, представляющую альтернативу распространенным и трудно реализуемым в установках реакторного класса схемам с продольным вводом и схемам с внутренними зеркалами. При этом такая схема нагрева поз-

- воляет управлять пространственным распределением плотности поглощаемой мощности.
3. В крупномасштабной магнитной ловушке открытого типа возможно достижение температуры электронов, близкой к 1 кэВ. При таких температурах стационарная мощность продольных потерь в установке ГДЛ определяется газодинамическим истечением плазмы через пробки и на несколько порядков меньше мощности потерь, предсказываемой на основе классической электронной теплопроводности.
  4. Применение ЭЦР нагрева позволяет увеличить время удержания ионов, сформированных при помощи нейтральной инжекции в плазму, что приводит к увеличению термоядерного КПД открытой ловушки с плещущимися ионами. При дополнительной СВЧ-мощности, составляющей  $20 \pm 10\%$  от мощности нейтральной инжекции, увеличение интегральной мощности термоядерных реакций составляет не менее 80%.
  5. ЭЦР пробой нейтрального газа позволяет создать мишенную плазму, подходящую для инициации разряда в крупномасштабной ловушке открытого типа с нейтральной инжекцией. Разработанный в данной работе метод представляет собой альтернативу инжекции плазмы через магнитную пробку и является более предпочтительным в условиях существенно подавленного продольного потока плазмы, ожидающегося в установках следующего поколения.

### **Объем, структура работы и личный вклад автора**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В Главе 1 приведено описание установки ГДЛ, изложены элементы теории взаимодействия волн миллиметрового диапазона с плазмой, описана предложенная для ГДЛ схема ЭЦР нагрева плазмы. Часть работы по технической подготовке эксперимента, связанная с созданием системы управления комплексом ЭЦР нагрева и емкостного накопителя, интеграцией этих систем в комплекс

ГДЛ, разработкой диагностических методов и их применением для сборки и настройки всех элементов системы ЭЦР нагрева, а также подготовка соответствующих публикаций были выполнены лично автором.

В Главе 2 освещены общие вопросы физики удержания плазмы в ГДЛ, представлен сценарий эксперимента по ЭЦР нагреву плазмы и приведены его результаты. Экспериментальные данные были получены лично автором или при его определяющем участии.

В Главе 3 изложены результаты анализа экспериментальных данных по ЭЦР нагреву плазмы и предпринята попытка объяснения наблюдаемых явлений. Личным вкладом автора является систематизация результатов экспериментов, формулировка задач для численного моделирования, участие в анализе результатов и подготовка публикаций.

В Главе 4 изложены результаты экспериментов по СВЧ-пробое газа и генерации мишенной плазмы. Личным вкладом автора является постановка задачи, получение экспериментальных данных, их обработка и анализ, а также участие в обсуждении теоретической модели СВЧ-пробоя газа.

Полный объём диссертации составляет 127 страниц, включая 46 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 82 наименования.

## Глава 1. Описание эксперимента

### 1.1 Установка ГДЛ

Установка газодинамическая ловушка в ИЯФ им. Будкера (рис. 1.1), предложенная В.В. Мирновым и Д.Д. Рютовым [47] и впервые запущенная в 1985 году, принадлежит к поколению осесимметричных магнитных ловушек. Исходной идеей, лежащей в основе ГДЛ, стала попытка сохранить достоинства простой зеркальной ловушки Будкера-Поста с анизотропной функцией распределения высокоэнергичных ионов. При этом опасность возникновения кинетических неустойчивостей (см. например [6]), связанная с анизотропией функций распределения, снимается при помощи добавления второй – изотропной и относительно холодной компоненты плазмы. При конечном размере конуса потерь и ожидаемой температуре плазмы она должна удерживаться в газодинамическом режиме, т.е. должно выполняться следующее условие

$$L \gg \lambda_{ii} \frac{\ln(R)}{R} \quad (1.1)$$

где  $L$  - продольный размер области удержания,  $\lambda_{ii}$  - длина свободного пробега иона относительно рассеяния на угол порядка единицы,  $R$  - отношение максимального поля к минимальному ("пробочное отношение").

При создании ГДЛ предполагалось, что найдутся методы для стабилизации желобковой неустойчивости с сохранением осевой симметрии магнитного поля. Эти ожидания вполне оправдались. Как показали эксперименты, относительно большое давление плазмы за магнитной пробкой, свойственное газодинамическому течению, может давать стабилизирующий вклад в критерий возникновения желобковых мод, который превосходит дестабилизирующий вклад от центральной секции. Возможность такой стабилизации была экспериментально

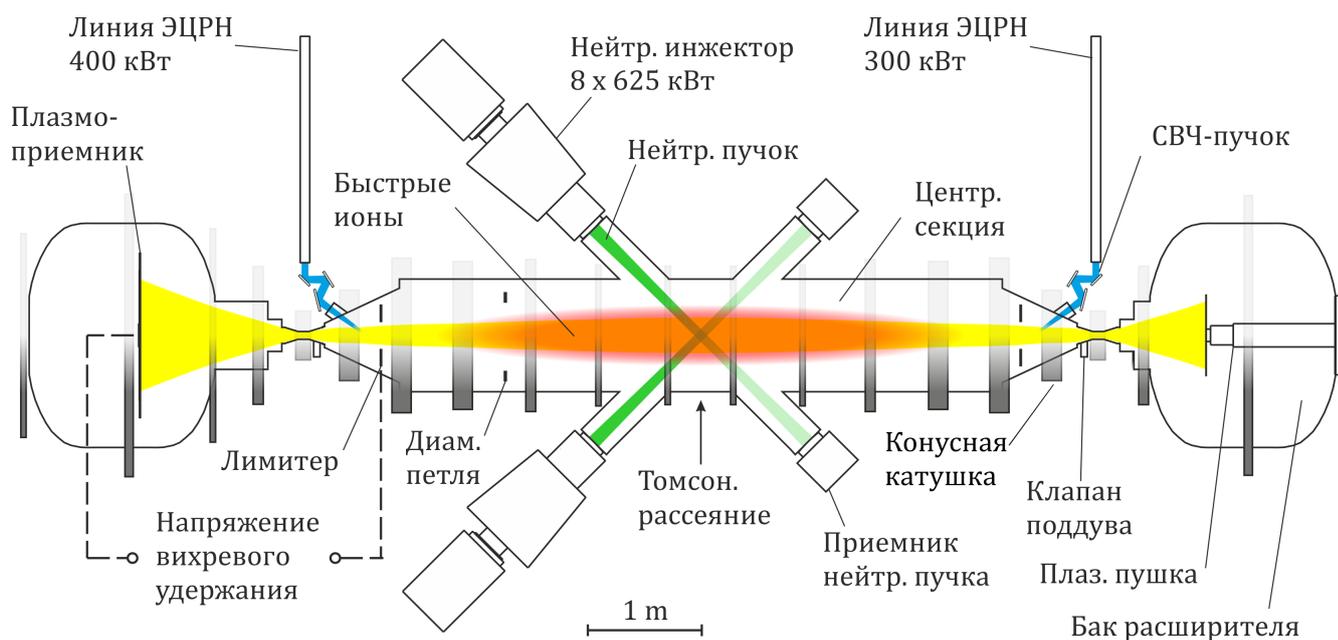


Рисунок 1.1 — Установка ГДЛ

подтверждена как в случае со расширяющимся магнитным полем за пробкой, так и с дополнительной секцией в конфигурации антипробкотрона [20]. Также был изучен стабилизирующий вклад от эффекта конечного ларморовского радиуса быстрых ионов [48]. Однако, самым эффективным методом подавления потерь, связанных с развитием МГД-мод, стало вихревое удержание [49]. Суть метода заключается в создании обратного дрейфового вращения (по отношению к естественному вращению за счет радиального градиента амбиполярного потенциала) на границе плазмы, которое препятствует накоплению поляризационных зарядов, способствующих развитию желобковой неустойчивости. На практике это реализуется при помощи радиальных кольцевых электродов – лимитеров, на которые подается положительное смещение потенциала относительно центральной области плазмы, проецирующейся вдоль силовых линий на торцевую стенку в расширителе. Более подробно реализация данного метода в условиях реального эксперимента на ГДЛ рассмотрена в Разделе 2.1.

Удерживаемая в ГДЛ плазма состоит из двух энергетических фракций. Первая – популяция анизотропных «плещущихся» ионов, образующаяся в результате наклонной инъекции атомарных пучков. Время углового рассеяния

быстрых ионов значительно превышает время торможения на электронах плазмы, что позволяет сохранить высокую анизотропию функции распределения. Наклонная инжекция атомарных пучков в комбинации с особым профилем магнитного поля в ГДЛ приводят к характерному распределению плотности быстрых ионов в центральной секции с пиками плотности и давления в области точек остановки, определяемых соотношением  $R = 2$  (по вакуумному магнитному полю). Упомянутое выше рекордное значение  $\beta = 60\%$  было достигнуто в области точек остановки [14].

Вторая энергетическая фракция – теплая плазма, служит мишенью для захвата атомарных пучков, а также вносит вклад в стабилизацию кинетических неустойчивостей быстрых ионов. Ионы теплой плазмы удовлетворяют соотношению (1.1) и удерживаются в газодинамическом режиме, заполняя конус потерь почти в каждой точке центральной секции (условие (1.1) может нарушаться вблизи магнитных пробок). Суммарная плотность плазмы постоянна вдоль силовой трубки в центральной секции и спадает в области за магнитной пробкой. Как было сказано во Введении, амбиполярный поток плазмы через магнитную пробку достигается за счет приобретения плазмой положительного потенциала, состоящего  $4 - 5 \cdot T_e$  [30, 50]. Для оценок достаточно принять, что энергия, выносимая одной электронно-ионной парой составляет  $\sim 8T_e$ , а полная (ионная и электронная) мощность потерь при газодинамическом течении через пробку составляет [50]:

$$W = const \cdot (T_e)^{3/2} \quad (1.2)$$

Важно подчеркнуть, что выражение (1.2) выполняется даже если электронная температура значительно превосходит ионную. В целом, существующая теория [30, 50] описывает удержание плазмы в ГДЛ с удовлетворительной точностью, что было подтверждено экспериментами на протяжении двух десят-

ков лет при непрерывном росте параметров плазмы в установке. Параметры установки ГДЛ собраны в таб. 1.

Таблица 1 — Основные параметры установки ГДЛ

Длина центрального соленоида	7 м
Магнитное поле в центре	0.35 Тл
Пробочное отношение (R)	30
Мощность нейтральной инжекции (НИ)	5 МВт
Захваченная в плазме мощность НИ	1-3 МВт
Длительность импульса НИ	5 мс
Угол наклона нейтральных пучков	45°
Энергия ускоренных атомов НИ	23 кэВ
Плотность плазмы ( $n_e$ )	$0.6 - 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Плотность быстрых ионов в точке остановки	до $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Средняя энергия быстрых ионов	10 кэВ
Электронная температура ( $T_e$ )	200 — 250 эВ
Максимальное значение $\beta$	60%
Радиус плазмы в центральной плоскости	15 см

В ГДЛ имеется широкий набор диагностик для измерения параметров плазмы. Наиболее важную информацию для обсуждаемых экспериментов предоставляет система Томсоновского рассеяния (ТР) для регистрации электронной температуры и плотности плазмы. В настоящее время ТР позволяет получить эти параметры для единственной фиксированной по радиусу точки в центральной плоскости ГДЛ в заданный момент времени. ТР имеет ограничение на минимальную плотность плазмы, для которой измерения остаются надежными, составляющее около  $0.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Большой объем информации можно получить при помощи измерения возмущений внешнего магнитного поля плазмой. Для измерения суммарного дав-

ления плазмы и достаточно медленных его изменений используются т.н. диамагнитные петли, сигнал с которых пропорционален производной по времени от потока магнитного поля, вытесняемого плазменным шнуром. Одна такая петля установлена в центральной плоскости ГДЛ, вторая – в точке отражения быстрых ионов. Привлекая данные об энергетической и пространственной функции распределения быстрых ионов, получаемые при численных расчетах, можно по диамагнитному сигналу рассчитать полную энергию, запасенную быстрыми ионами в плазме. Второй набор магнитных диагностик представляет собой набор «точечных» магнитных катушек [51], предоставляющих возможность регистрировать спектр волновых чисел магнитных колебаний с частотами до нескольких МГц.

Также на ГДЛ имеется дисперсионный интерферометр [52] для измерения линейной плотности плазмы. Разрешение данной диагностики составляет  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Т.к. эксперимент проводится с дейтериевой плазмой, имеется возможность регистрировать поток нейтронов с энергией 2.45 МэВ в реакции D-D. Система регистрации потока нейтронов построена на основе фотоэлектронных умножителей и сцинтилляторов [53].

## 1.2 Взаимодействие волн миллиметрового диапазона с плазмой

Взаимодействие электромагнитных волн миллиметрового диапазона с плазмой при параметрах, характерных для магнитных систем удержания, было рассмотрено во множестве статей и монографий. Следуя [54], воспроизведем основные выводы данной теории.

Рассмотрим однородную бесстолкновительную плазму, состоящую из нескольких сортов заряженных частиц и находящуюся во внешнем однородном

магнитном поле. Будем рассматривать движение частиц сорта  $s$  в приближении холодной плазмы:

$$n_s m_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = n_s m_s \left( \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + (\vec{v}_s \nabla) \vec{v}_s \right) = n_s q_s \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_s \times \vec{B} \right), \quad (1.3)$$

где  $\vec{v}_s$  - возмущение скорости под воздействием волны,  $\vec{E}$  - электрическое поле волны,  $\vec{B}$  - сумма внешнего магнитного поля и поля волны.

В Фурье-представлении тензор диэлектрической проницаемости может быть записан в виде:

$$\hat{\varepsilon}(\omega, \vec{k}) = 1 + 4\pi \sum_s \hat{\chi}_s(\omega, \vec{k}), \quad (1.4)$$

где  $\hat{\chi}_s$  - тензор диэлектрической восприимчивости компоненты плазмы  $s$ . Тогда вклад в ток от компоненты  $s$  можно выразить через восприимчивость следующим образом:

$$\vec{j}_s = \hat{\sigma}_s \vec{E} = -i\omega \hat{\chi}_s \vec{E} \quad (1.5)$$

Линеаризуя уравнение (1.3) и оставив только величины первого порядка, получим:

$$-i\omega m_s \vec{v}_s = q_s \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v}_s \times \vec{B} \right) \quad (1.6)$$

Опуская преобразование системы (1.6) и получение компонент тензора  $\hat{\chi}_s$ , запишем выражение для диэлектрического тензора (направление вектора  $\vec{B}_0$  выбрано вдоль оси  $z$ ):

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

где

$$\begin{aligned}
\mathbf{S} &= \frac{1}{2}(R + L) \\
\mathbf{D} &= \frac{1}{2}(R - L) \\
\mathbf{R} &= 1 + \sum_s \chi_s^- = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega(\omega + \Omega_s)} \\
\mathbf{L} &= 1 + \sum_s \chi_s^+ = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega(\omega - \Omega_s)} \\
\mathbf{P} &= 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}
\end{aligned} \tag{1.8}$$

Записав волновое уравнение для среды с тензором (1.7), получим:

$$\begin{pmatrix} S - N^2 \cos^2 \theta & -iD & N^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - N^2 & 0 \\ N^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0, \tag{1.9}$$

где  $N = \frac{kc}{\omega}$ , а  $\theta$  - угол между осю  $z$  и  $\vec{k}$ .

Условие на существование нетривиальных решений системы приводит, окончательно, к дисперсионному соотношению в приближении холодной плазмы:

$$\tan^2 \theta = \frac{-P(N^2 - R)(N^2 - L)}{(SN^2 - RL)(N^2 - P)} \tag{1.10}$$

Дисперсионное соотношение для плазмы, состоящей из электронов и одного сорта ионов, удобно качественно анализировать при помощи СМА-диаграммы (рис. 1.2). Сплошными линиями на диаграмме обозначены отсечки и резонансы, которые делят пространство параметров на набор областей, в которых может непрерывно существовать до двух решений дисперсионного соотношения. Общее наименование для двух решений – быстрая и медленная волна, которые в случае продольного распространения принято называть правой и левой

волной, а при поперечном – необыкновенной и обыкновенной волнами. Фигуры в виде овалов и восьмерок являются угловыми диаграммами вектора фазовой скорости волны (направление магнитного поля совпадает с вертикальной осью на диаграмме).

Приближение холодной плазмы позволяет качественно анализировать доступность той или иной схемы ввода излучения. В частности, если рассмотреть возможность ввода излучения в плазму ГДЛ на частоте 54.5 ГГц и построить соответствующие поверхности электронного циклотронного резонанса ( $R = \infty$ ), верхнегибридного резонанса ( $S = 0$ ) и отсечки ( $R = 0$ ), то можно обнаружить (рис. 1.2), что поверхность ЭЦ резонанса доступна для необыкновенной волны на первой гармонике (X1) только со стороны сильного поля. Поглощение же обыкновенной волны (O) и необыкновенной волны на второй гармонике (X2) может быть получено только в рамках кинетической теории.

В работе [55] была рассмотрена возможность ввода излучения в плазму ГДЛ и оценены коэффициенты поглощения с учетом тепловых поправок для X1, O1 и X2 – волн. Приведем далее основные результаты этой работы.

В первую очередь, нужно заметить, что основным препятствием на пути создания схемы ЭЦР нагрева в ГДЛ является то, что большинство исследованных ранее в открытых ловушках схем ввода излучения неприменимы. В частности, продольный ввод излучения вдоль оси установки – наиболее благоприятный сценарий для X1-волны, успешно применялся в установке ОГРА-4 и так же успешно применяется на установке SMIS37 [56] в ИПФ РАН. В геометрии установки ГДЛ такой способ ввода по нескольким причинам невозможен. “Квази-поперечный” ввод X1-волны вдоль поверхности резонанса неэффективен по причине сильной рефракции. Для O1-волны такой способ также неэффективен, но уже по причине относительно малой электронной температуры, достаточно большого градиента магнитного поля в области ЭЦ-резонанса и малой толщины плазменного шнура. В этом случае коэффициент поглощения равен:

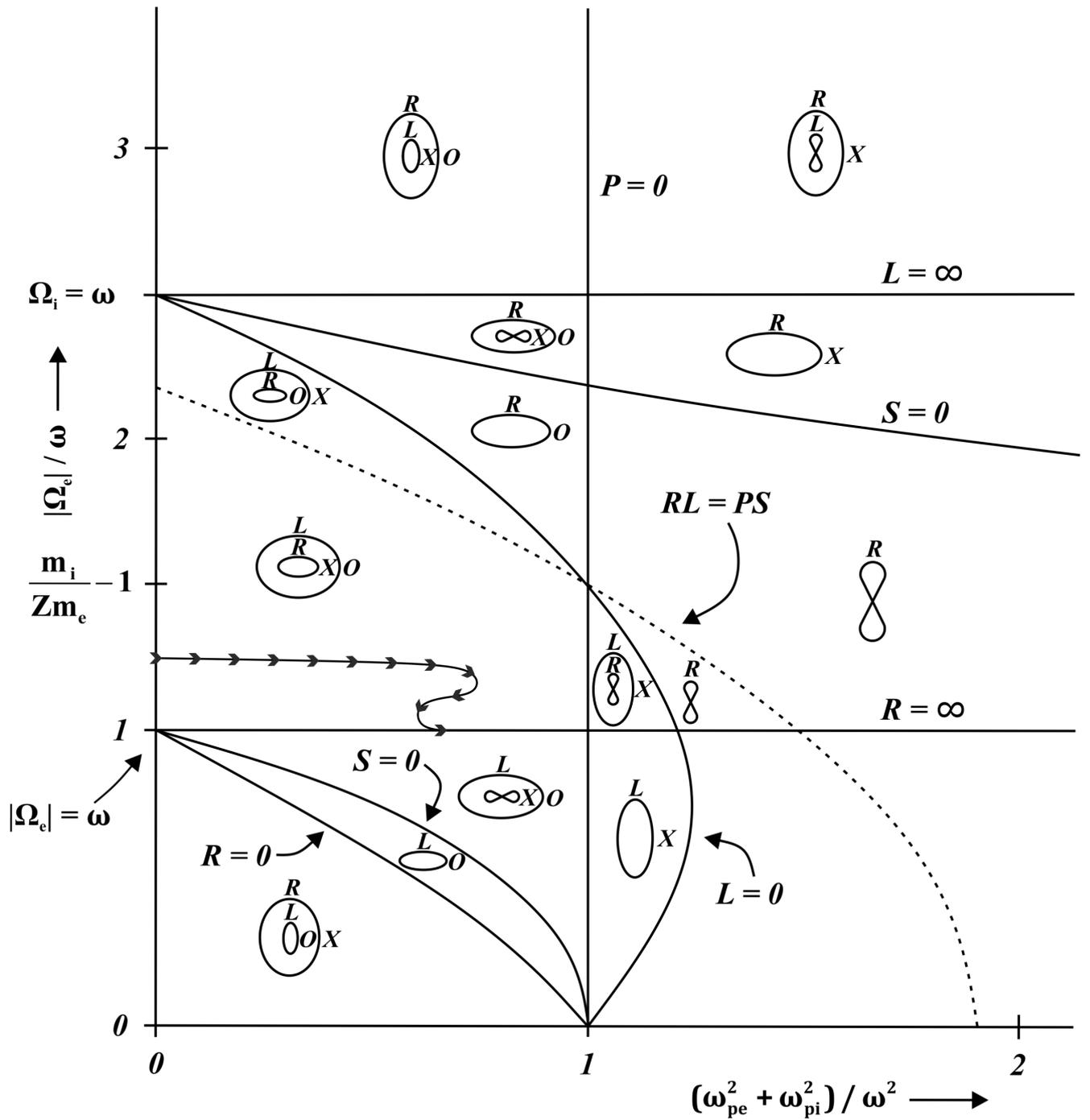


Рисунок 1.2 — СМА-диаграмма для двухкомпонентной плазмы. При фиксированной частоте волны, единицы вертикальной оси пропорциональны напряженности магнитного поля; по горизонтальной — плотности плазмы. Для удобства отображения  $m_i = 2.5m_e$ . Линией со стрелками показана траектория микроволнового пучка в плазме ГДЛ. Фигурами овала и восьмерки показаны диаграммы вектора фазовой скорости. Обозначения рядом с диаграммами, соответственно: R, L, O, X - правая, левая, обыкновенная и необыкновенная

$$\tau^{O-mode} \approx \pi X \beta_e^2 k L_b \ll 1 \quad (1.11)$$

где  $\beta_e = \sqrt{\frac{T_e}{m_e c^2}}$ ,  $X = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sim 1$ ,  $k = \omega_{ce}/c \approx 11.4 \text{ см}^{-1}$  - волновое число для частоты 54.5 ГГц в вакууме и  $L_b$  - характерный масштаб неоднородности магнитного поля. Сопоставимым коэффициентом поглощения обладает и X2-волна. Для достижения существенного поглощения мощности в этих случаях требуется многократное прохождение луча через плазму.

Все же, в работе [57] было найдено решение для ГДЛ, при котором удается добиться квази-продольного распространения X1-волны вблизи ЭЦ резонанса при вводе микроволнового пучка через боковую границу плазмы. Прежде всего, нужно заметить, что при выбранных частотах плазма в ГДЛ является достаточно плотной. В сравнении, например, с установкой ГАММА-10, для которой  $X \ll 1$ , в ГДЛ это значение лежит в пределах  $0.2 < X < 1$ . Поэтому при распространении таких волн в плазме рефракция волнового пучка играет ключевую роль. Как видно из рис. 1.2, при приближении к поверхности ЭЦ резонанса растет продольный показатель ( $N_{\parallel} = k_{\parallel} \frac{c}{\omega}$ ) преломления «необыкновенной» волны: диаграмма фазовой скорости стягивается из эллипса в «восьмерку». При этом  $N_{\parallel}$  растет тем быстрее, чем меньше угол между  $\vec{k}$  и  $\vec{B}_0$ .

На рис. 1.3 показаны траектории лучей, полученные в рамках геометрической оптики для модельного профиля плотности плазмы и распределения магнитного поля. Как можно видеть, при определенной комбинации параметров плазмы даже небольшого горизонтального перемещения луча на пути от верхней границы плазмы к нижней может быть достаточно для такого приращения  $N_{\parallel}$ , при котором могут создаваться условия для полного внутреннего отражения луча от нижней границы плазмы, т.е.  $N_{\parallel} > 1$ . Естественно ожидать, что это условие будет заведомо выполняться при последующем приближении отраженного луча к верхней границе плазмы и т. д. Таким образом, речь уже

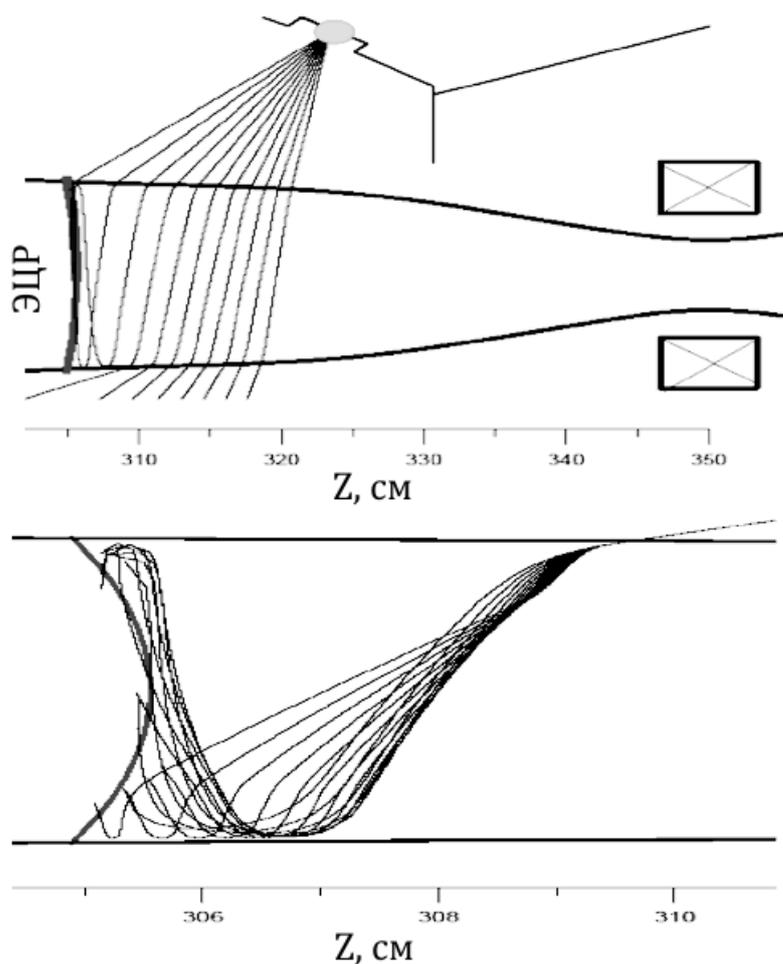


Рисунок 1.3 — Расчетные траектории геометрооптических лучей для X1-волны в плазме ГДЛ при наклонном вводе излучения через боковую границу плазмы.

идет о полном захвате луча в своеобразном плазменном «волноводе» и гарантированном его приближении к поверхности ЭЦ резонанса.

При квазипродольном распространении и выполнении условия

$$N_{\perp} \ll N_{\parallel} \sim \beta_e^{-1/3} \quad (1.12)$$

X1-волна испытывает «аномальное» поглощение в плазме с конечной температурой:

$$\tau^{X-mode} \approx \frac{8}{\sqrt{\pi}} \beta_e^{1/3} X^{2/3} (1-X)^{3/2} kL_B \sim 10 \quad (1.13)$$

С учетом рефракции, для плазмы ГДЛ возможно подобрать условия, при которых будет выполнено соотношение (1.12). При помощи моделирования в рамках геометрической оптики в работе [57] были рассмотрены различные варианты расположения системы ввода излучения с учетом геометрии установки и получен доступный диапазон параметров плазмы и магнитного поля. Также удалось установить, какая часть функции распределения электронной компоненты плазмы эффективно взаимодействует с волной. В расчете для случая плазмы с  $T_e = 150$  эВ и плотностью  $1.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> показано, что именно электроны с  $v_{\parallel} \sim \sqrt{T_e}$  получают большую часть мощности СВЧ-излучения. Результаты данной работы инициировали проектирование системы ЭЦР нагрева для ГДЛ.

### 1.3 Система ЭЦР-нагрева плазмы

Созданная в 2013 году система ЭЦР нагрева базируется на двух гиротронах [58] Буран-А с частотой генерации 54.5 ГГц и паспортной мощностью 450 кВт (рис. 1.4). Подробное описание элементов системы приведено в [59].

Паспортные характеристики гиротронов приведены в таб. 2. Для питания гиротронов в ИЯФ был создан высоковольтный импульсный модулятор, рассчитанный на напряжение 70 кВ при токе 25 А [60]. Модулятор способен выдавать импульсы со стабилизированным напряжением длительностью до 4 мс.

Для согласования излучения гиротрона с передающей волноводной линией к выходному фланцу гиротрона присоединен квазиоптический преобразователь мод (Matching optical unit - MOU), состоящий из двух зеркал со специально рассчитанным для каждого гиротрона профилем. Выход MOU присоединен к алюминиевой сверхразмерной волноводной линии с внутренней гофрировкой. Расчетные потери мощности в таком волноводе составляют 0.006%/1 м. Волно-

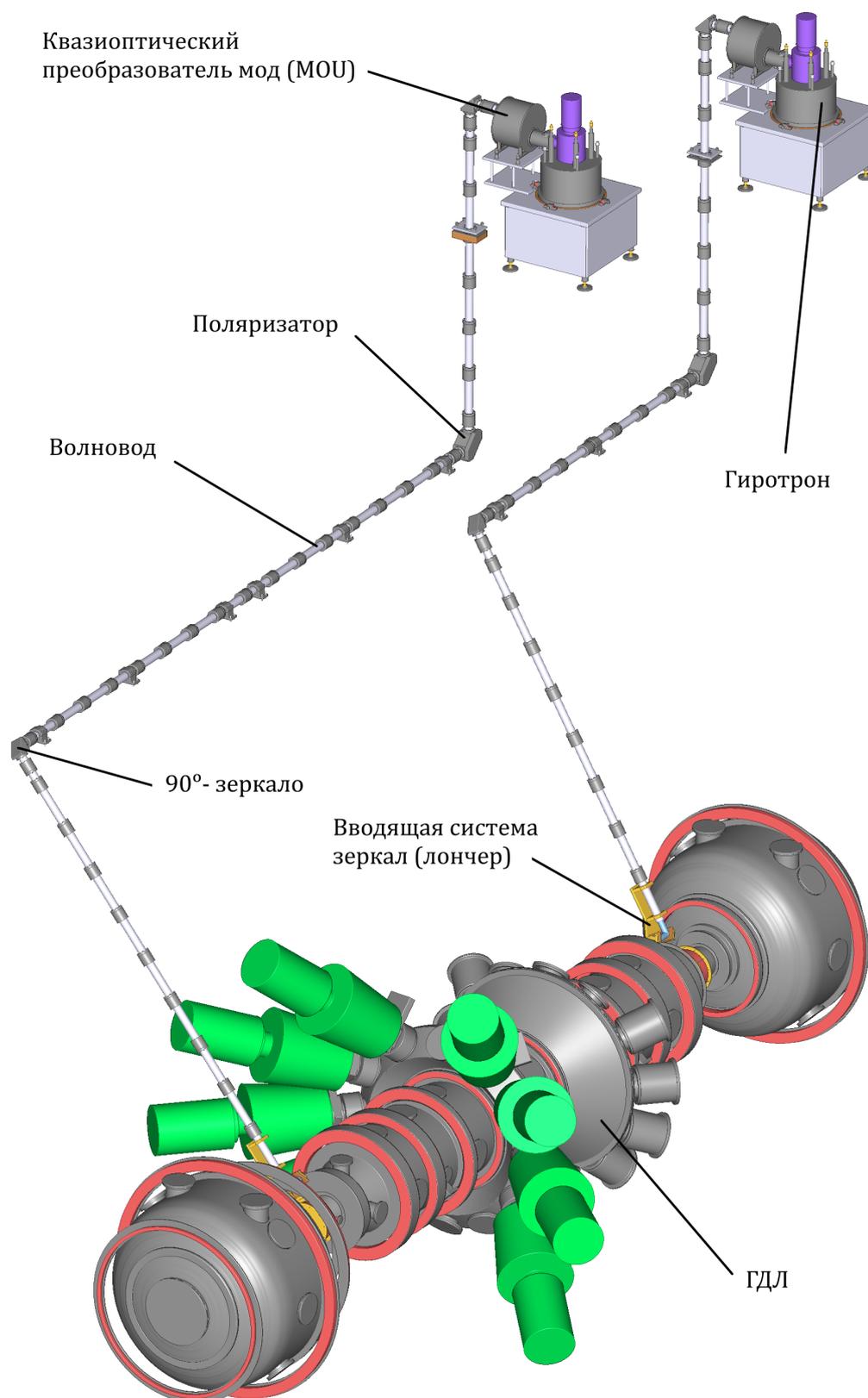


Рисунок 1.4 — Общий вид системы ЭЦР-нагрева ГДЛ

вод для каждой из двух линий ЭЦР-нагрева состоит из четырех прямолинейных участков. Участок, идущий от МОУ, оканчивается  $90^\circ$ -зеркалом с монитором мощности на основе СВЧ-диода Д402. После прохождения следующего участка, излучение попадает в поляризатор, совмещенный с  $90^\circ$ -зеркалом. Поляризатор (рис. 1.4), состоящий из двух профилированных и одного плоского зеркал, позволяет преобразовать линейную поляризацию исходного пучка в произвольную эллиптическую. Для выбранной схемы нагрева поляризация преобразуется в правовращающуюся<sup>1</sup> эллиптическую, при этом длинная ось лежит в плоскости оси установки. Далее следует третий прямолинейный участок,  $90^\circ$ -зеркало, а затем последний наклонный участок волноводной линии. После прохождения волновода микроволновый луч попадает на трехзеркальную антенну ("лончер") (рис. 1.4). Два последних зеркала имеют параболический профиль и обеспечивают фокусировку луча на ось установки. В вакуумную камеру ГДЛ излучение попадает сквозь окно из кварцевого стекла со специально рассчитанной толщиной для минимизации отражения.

Существенной частью работ по настройке системы ЭЦР нагрева является последовательное проведение луча по оптическим элементам. Мощность гиротрона позволяет осуществлять центровку луча как при помощи СВЧ-пробоя на металлизированной поверхности, так и при помощи наблюдения частично поглощающего экрана в ИК-диапазоне. Пример ИК-изображения микроволнового луча на специальном пленочном экране с частичным поглощением показан на рис. 1.5.

Центровка луча по оптическим элементам еще не дает сведений о потерях мощности вдоль волноводной линии. Т.к. контроль мощности генераторов и потери при передаче являются ключевыми параметрами системы микроволнового нагрева, остановимся подробнее на методе измерения мощности СВЧ-импульса.

---

<sup>1</sup>Под правовращающейся, в данном случае, понимается поляризация, при которой направление вращения вектора электрического поля волны в системе отсчета ведущего центра электрона совпадает с направлением циклотронного вращения электрона. Соответственно, для противоположных линий ЭЦР нагрева излучение, распространяющееся по волноводу, имеет противоположное направление вращения вектора поляризации.



Рисунок 1.5 — Пример ИК-изображения микроволнового пучка, прошедшего через частично поглощающий экран

Для решения этой задачи был разработан импульсный жидкостный калориметр (рис. 1.6).

Калориметр представляет собой согласованную нагрузку и может быть подключен в разрыв волноводной линии, как к выходному фланцу гиротрона, так и к концу волновода перед лончером. Входящий в калориметр пучок излучения попадает на конический рассеивающий элемент, который отражает излучение на поглотитель, представляющий собой плотно намотанную фторопластовую трубку с этиловым спиртом. Нагрев поглотителя приводит к изменению сопротивления вольфрамовой проволоки, пропущенной через трубку и позволяет вычислить поглощенную за импульс энергию. Калориметр позволяет регистрировать импульсы от 5 до 500 Дж. С помощью калориметра были подобраны оптимальные параметры гиротронов, измерена их мощность, а также измерены потери в линиях. Для измерения максимальной мощности гиротронов используются укороченные импульсы длительностью до 1 мс. Основные рабочие параметры системы ЭЦР-нагрева собраны в таб. 2.

При уходе из оптимума магнитного поля (в сторону увеличения) в резонаторе гиротрона, наблюдается плавное снижение СВЧ-мощности. Данная особенность позволяет, в частности, регулировать мощность гиротронов в широком диапазоне без перестройки питающего высокого напряжения. Это, на-

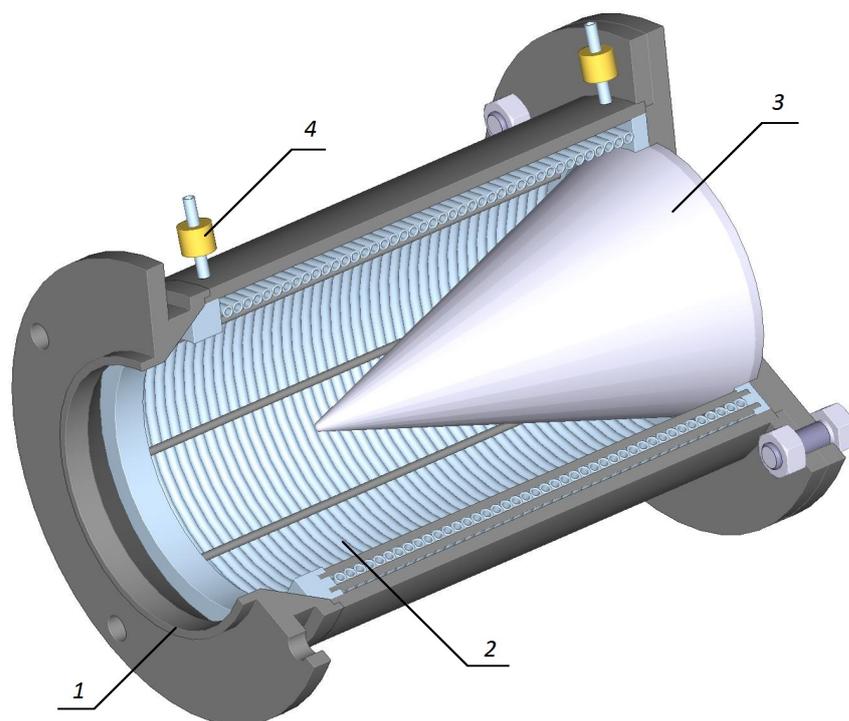


Рисунок 1.6 — Конструкция импульсного СВЧ-калориметра. 1 - входной фланец, 2 - поглощающий элемент, 3 - конический рассекающий элемент, 4 - выводы для измерений и калибровки

пример, дает возможность обойти ограничение калориметра и осуществлять проверку стабильности выходной мощности во время импульса рабочей длительностью до 5 мс. Для этого при сниженной мощности делаются несколько измерений с различной длительностью СВЧ-импульса. Тщательное измерение параметров гиротронов позволяет обойтись без прямой регистрации мощности в линии ЭЦР-нагрева во время эксперимента и осуществлять контроль их исправной работы по осциллограммам высокого напряжения, тока электронной пушки и сигнала СВЧ-диода.

Второй частью работы по технической подготовке системы ЭЦР-нагрева к экспериментам на установке ГДЛ стало создание автоматизированной системы управления и питания гиротронов и ее интеграция в общую систему управления установки. Полное описание системы приведено в [61]. Комплект оборудования, обеспечивающей функционирование одного гиротрона, включает в себя:

Таблица 2 — Параметры системы ЭЦР-нагрева ГДЛ

Тип гиротронов	Буран-А (ГИКОМ) - диодный
Частота	54.5 ГГц
Магнитное поле в резонаторе	1.95 Тл
Мощность одного модуля	450 кВт
Тип модулятора	Конденсаторный
Напряжение модулятора	72 кВ
Ток модулятора	24 А
Длительность импульса	до 4 мс
Макс. частота повторения	1 импульс за 60 с
Длина передающей линии	15 м/17 м
Потери в линии (после МОУ)	8%/10%
Диаметр СВЧ-пучка в фокусе	2.5 см
Угол наклона луча (к оси установки)	36°
Положение фокуса на оси установки	+304 см/-304 см

высоковольтный источник питания, трансформатор накала электронной пушки, блок питания магниторазрядного насоса, контур системы водяного охлаждения, шкаф с аппаратурой системы управления.

Ускоряющее напряжение на электронную пушку гиротрона подает созданный в ИЯФ импульсный высоковольтный источник питания, построенный по конденсаторной схеме и оборудованный системой стабилизации напряжения с точностью 1%. Максимальная длительность стабилизированного импульса составляет 4 мс. Рабочее напряжение перестраивается от 4.5 до 70 кВ с дискретностью 4.5 кВ. Модулятор построен по схеме емкостного накопителя с частичным разрядом. Он состоит из 16 идентичных последовательно соединенных секций, рассчитанных на напряжение холостого хода 5.4 кВ. Блок схема модулятора приведена на рис. 1.7.

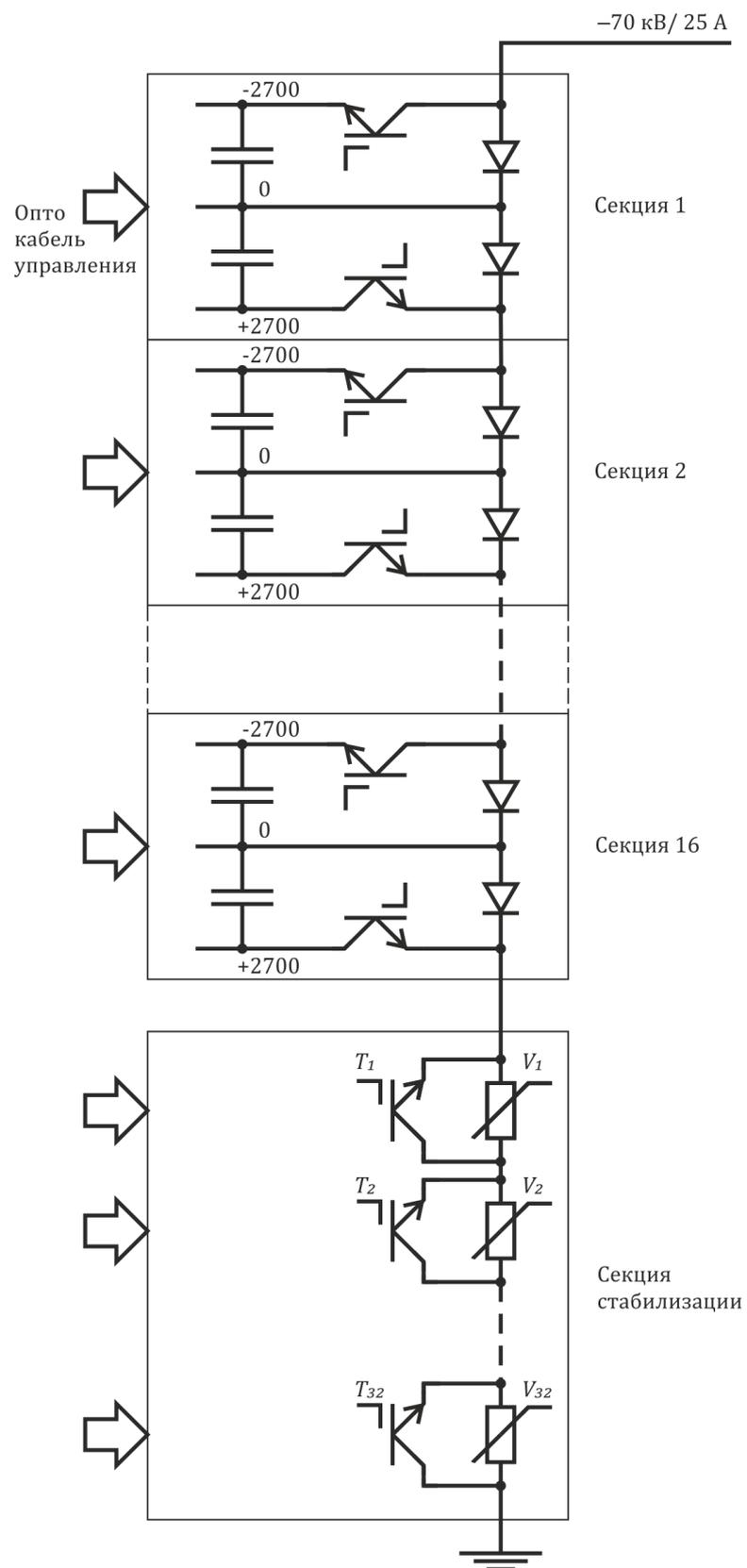


Рисунок 1.7 — Блок-схема высоковольтного модулятора питания гиротрона

Стабилизация вершины импульса при разряде конденсаторов производится дискретным способом – во время импульса изменяется число варисторов в последовательной цепи, включенной в положительной (низкопотенциальной) ветви выхода модулятора. Суммарное напряжение варисторов в цепи стабилизации составляет примерно 13 кВ. В начале импульса все варисторы включены в токовую цепь, и их суммарное напряжение вычитается из суммарного напряжения конденсаторных батарей. По мере разряда батарей варисторы по очереди закорачиваются IGBT транзисторами, подключенными параллельно варисторам и управляемыми общей схемой управления, преобразующей сигнал ошибки выходного напряжения модулятора в числовой код. Таким образом выходное напряжение модулятора поддерживается на заданном уровне с квантом регулировки напряжения 0.4 кВ.

Источник питания управляется последовательностью из двух импульсов: первый запускает зарядку конденсаторов, второй отвечает за длительность и время начала импульса высокого напряжения. Сигналы поступают в источник по единственной оптоволоконной линии. Первым подается световой импульс длительностью от 10 до 50 мкс, после чего начинается зарядка конденсаторных батарей, продолжающаяся 90 с. Импульс длительностью более 50 мкс приводит к подаче высокого напряжения на нагрузку, по окончании импульса напряжение выключается.

Сигналы с низковольтных выводов источника пропорциональны выходному току и напряжению. Форма и амплитуда этих сигналов позволяет контролировать работоспособность источника питания и режим работы гиротрона. Отклонение напряжения от оптимального значения более чем на 1% или тока на 2.5% служит индикатором изменения выходной мощности гиротрона свыше 5%. Дополнительным индикатором отклонений в работе гиротрона служит осциллограмма с СВЧ-диода, установленного за отверстием в одном из зеркал передающей линии. Также источник питания оборудован системой защиты, отключающей выходное напряжение при возникновении СВЧ-пробоя на входных

и выходных окнах передающей линии. Сигнал отключения формируется датчиком-фотодиодом, вспышка от пробоя передается к датчику по оптоволоконной линии.

Постоянное магнитное поле (1.95 Тл) в области резонатора гиротрона создается сверхпроводящим соленоидом с рабочим током 57 А. Ввиду резкой зависимости выходной мощности гиротрона от магнитного поля ток соленоида поддерживается постоянным с точностью 20 мА. Вследствие конструктивных особенностей соленоида подъем тока до рабочих значений и его уменьшение до нуля по окончании работы должны проводиться с постоянной скоростью  $\sim 2$  А/мин.

Питание соленоида осуществляется регулируемым стабилизированным источником тока Agilent N5763A. Источник оборудован контроллером с интерфейсом Ethernet и протоколом обмена информацией SCPI. Команды протокола обеспечивают задание тока источника, измерение выходного тока и напряжения.

Сверхпроводящий соленоид охлаждается жидким гелием, для контроля уровня которого в резервуар встроен датчик на основе сверхпроводящей NbSn-проволоки. Через проволоку пропускается прогревающий ток 300 мА. Часть проволоки, погруженная в жидкий гелий, остается в состоянии сверхпроводимости, а по падению напряжения на оставшейся части проволоки вычисляется уровень жидкости в резервуаре.

Катод электронной пушки гиротрона – накаливаемый. Для удержания гиротрона в оптимальном режиме напряжение на накальной спирали стабилизируется с точностью 0.5%.

Питание накальной спирали, находящейся под высоким напряжением, осуществляется через развязывающий трансформатор с напряжением изоляции 100 кВ от лабораторного автотрансформатора со схемой стабилизации напряжения вторичной обмотки. Лабораторный трансформатор запитан от сети 220 В

через твердотельное реле. Схема стабилизации имеет также низковольтный выход, пропорциональный выходному напряжению.

Вакуум в гиротроне поддерживается встроенным магниторазрядным насосом. По току магниторазрядного насоса можно судить о качестве вакуума в лампе. При импульсах гиротрона до 5 мс с периодом несколько минут ток насоса не превышает 5 мкА.

Для подачи напряжения на насос используется источник питания, состоящий из трансформатора, выпрямителя, шунта для измерения тока и твердотельного реле для включения питания. Выходное напряжение источника составляет 5 кВ, максимальный ток — 100 мкА. Гиротрон оборудован водяной системой охлаждения. В нашем случае используется дистиллированная вода, контроль работы системы осуществляется при помощи датчиков расхода воды.

Задачи, возлагаемые на созданную систему управления, заключаются в выводе гиротронов на заданный режим, поддержании этого режима работы, диагностике параметров комплекса и выключении комплекса по окончании серии экспериментов или в случае возникновения опасной ситуации. Для запуска одного гиротрона используются три сигнала от системы синхронизации установки ГДЛ. Сигнал зарядки конденсаторов высоковольтного источника формирует “медленная” часть системы за 90 с до начала работы гиротронов. Времена начала и окончания высокого напряжения задает “быстрая” часть системы синхронизации. Это позволяет независимо позиционировать импульсы гиротронов по времени и задавать их длительность с высокой точностью. Управление комплексом ЭЦР-нагрева предполагает определенную последовательность операций, а именно: включение и выключение высоковольтного источника, схемы питания накала, магниторазрядного насоса, источника тока соленоида, стабилизатора тока датчика гелия, а также изменение тока сверхпроводящего соленоида с заданной скоростью. Эта последовательность зависит от параметров системы и действий оператора.

Контроль параметров комплекса заключается в измерении и отображении значений напряжения накала, тока и напряжения на сверхпроводящем соленоиде, тока магниторазрядного насоса; измерении и отображении формы импульсов тока и напряжения высоковольтного источника питания, огибающей напряжения на СВЧ-диоде; анализе состояния датчиков напора воды, датчиков открытия дверей; измерении и отображении уровня жидкого гелия в сверхпроводящем магните.

За исключением процедуры измерения формы импульсов, все операции происходят с секундными временами. Импульс генерации гиротрона длится до 4 мс, изменения формы импульсов тока и напряжения связаны с работой системы стабилизации высоковольтного источника и имеют постоянную времени несколько десятков микросекунд.

Для реализации вышеперечисленных функций была создана система управления на основе двух одинаковых комплектов аппаратуры, отвечающих каждый за свой гиротрон, а также общей программной и аппаратной части. Комплект аппаратуры (рис. 1.8) включает в себя источник тока Agilent N5763A, свободно программируемый контроллер Advantech ADAM-5510 TCP с модулями 5055S, 5017P, стабилизатор тока для измерения уровня гелия, блок синхронизации и необходимые блоки питания.

Модуль ADAM-5055S имеет восемь бинарных выходов и восемь бинарных входов. Три выхода управляют твердотельными реле, подающими питание на устройства, один выход используется для питания стабилизатора тока при измерении уровня гелия. Пять входов модуля контролируют состояние датчиков потока воды, датчиков открытия дверей и используются для синхронизации измерений.

Модуль ADAM-5017P – двенадцатиразрядный восьмиканальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Модуль отвечает за измерение напряжения накала, тока магниторазрядного насоса и сигнала с датчика уровня гелия.

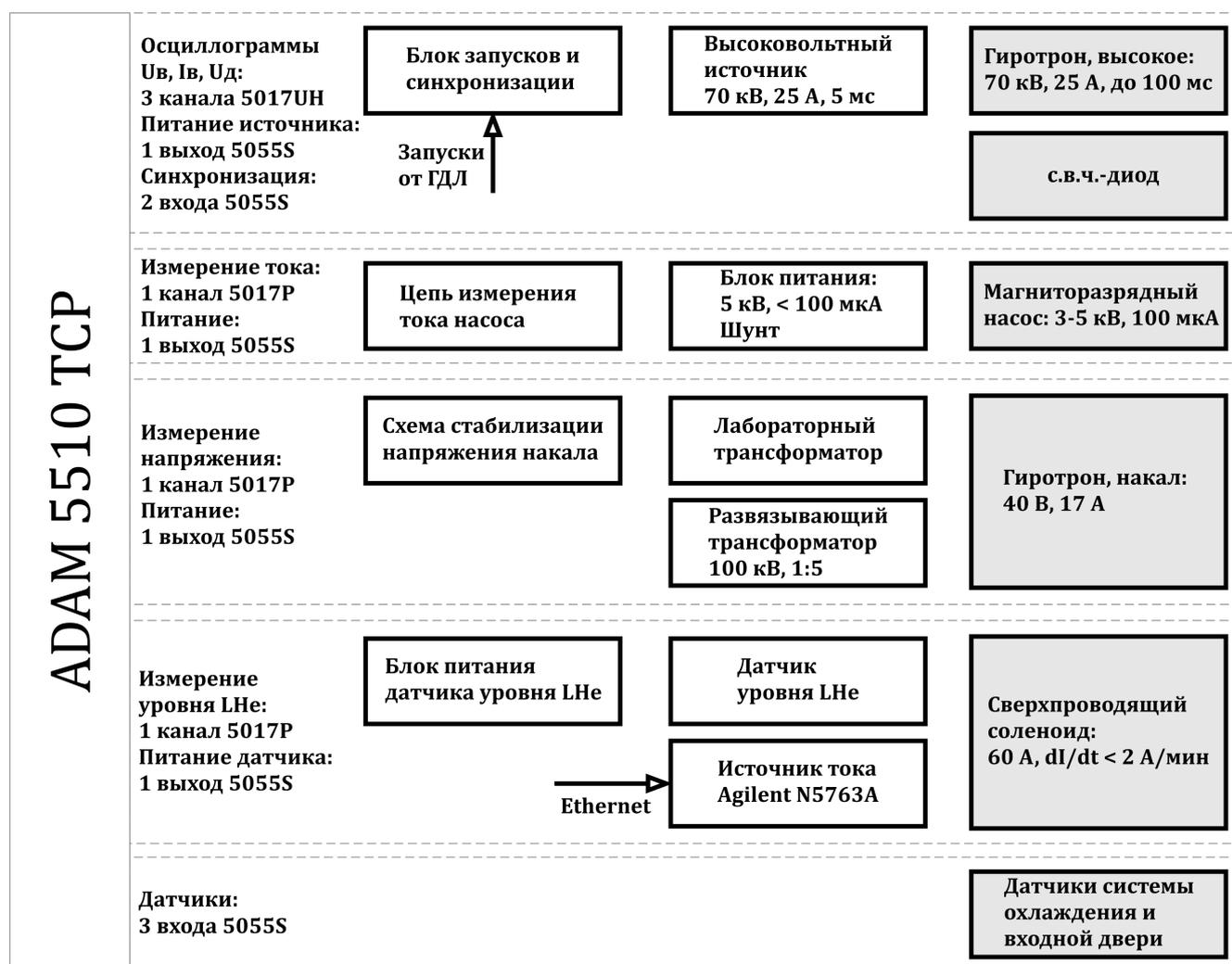


Рисунок 1.8 — Блок-схема устройств системы ЭЦР-нагрева ГДЛ

Блок стабилизатора тока 300 мА подает ток прогрева на измеритель уровня жидкого гелия. Блок питается от ADAM-5055S, мощность одного выхода этого модуля равна 4.8 Вт ( $24 \text{ В} \cdot 0.2 \text{ А}$ ), максимальная потребляемая датчиком мощность  $< 1.5 \text{ Вт}$  ( $0.09 \text{ А}^2 \cdot 15 \text{ Ом}$ ). Блок содержит DC-DC преобразователь FDD03, стабилизатор тока на операционном усилителе LM2904 и транзисторе RFD9110.

Блок синхронизации (рис. 1.8) выполняет преобразование сигналов системы синхронизации установки в последовательность импульсов для высоковольтного источника питания и модуля ADAM-5055S.

Высоковольтному источнику питания требуется подавать на единственный оптический вход импульс зарядки батарей длительностью  $\sim 25 \text{ мкс}$  или

импульс подачи высокого напряжения с управляемой длительностью от 0.2 до 4 мс.

Для измерения формы импульсов программа контроллера ADAM-5510 нуждается в точной синхронизации с источником питания, которая обеспечивается подачей на цифровой вход модуля 5055S двух сигналов: первый «Зарядка» информирует контроллер о начале зарядки источника и подготавливает контроллер к приему второго сигнала «Запуск», который дает команду на немедленное начало сбора осциллограмм быстродействующим АЦП 5017UH. Сигнал «Запуск» должен приходиться до начала импульса высокого напряжения. От системы синхронизации установки по оптическим каналам поступают три импульса: импульс команды зарядки длительностью  $\sim 1$  с, импульсы начала и конца высокого напряжения длительностью 10 мкс.

Блок синхронизации преобразует секунднй световой импульс команды зарядки от системы синхронизации ГДЛ в 25-микросекунднй импульс, поступающий в источник питания и 10-миллисекунднй импульс, поступающий в канал «Зарядка» контроллера. Сигнал начала импульса высокого напряжения преобразуется в 40-микросекунднй импульс, поступающий в канал «Запуск» контроллера. Через запрограммированную задержку 600 мкс блок синхронизации начинает выдавать прямоугольный световой импульс в высоковольтный источник, что приводит к его включению на нагрузку. По приходу в блок сигнала окончания импульса или по истечении 6 мс прямоугольный импульс прекращается. Блок синхронизации выполнен на базе микроконтроллера AT89LP4052-20, оптических преобразователей HFBRx528 и оптронов PC817.

Гиротроны, источники питания, вся измерительная и управляющая аппаратура расположены в отдельном помещении площадью 36 м<sup>2</sup>. Аппаратура системы управления занимает два настенных шкафа размером 700×900×300 мм, в каждом из которых размещены управляемый блок питания Agilent N5763A и блоки в конструктиве DIN-рейка: Advantech ADAM-5510, блок питания 24 В,

блок питания 5 В, блок синхронизации, стабилизатор тока, набор фильтров электромагнитный помех для измеряемых сигналов.

Каждый шкаф обслуживает свой гиротрон. Внешние сигнальные линии включают линии связи Ethernet от контроллера и блока питания криомагнита, три оптических кабеля от системы синхронизации установки ГДЛ.

Программное обеспечение системы управления включает в себя две копии программы в контроллерах ADAM и программу управления, созданную в среде разработки LabView для Linux. Программа исполняет алгоритм управления, отображает индикаторы текущего состояния устройств и осциллограммы сигналов после каждого импульса. Функции управления привязаны к набору кнопок и других элементов графического интерфейса. Программа связывается с устройствами периодически и после каждого воздействия оператора. С источниками тока криомагнитов программа общается по приборному протоколу SCPI. С контроллером Advantech ADAM-5510 программа связывается по протоколу ModBus-TCP.

В алгоритм управления заложены такие функции, как аварийная остановка тока в сверхпроводящих соленоидах при критическом снижении уровня жидкого гелия, отключение высоковольтных источников при открывании входной двери, сбор статистики расхода жидкого гелия. Остальные действия выполняются по команде оператора.

Программа в контроллере Advantech ADAM-5510 TCP, реализованная на языке C с использованием специализированных библиотек Advantech, исполняет циклические процедуры измерения, формирования буфера с измерениями, чтения буфера параметров. Обмен буферами с программой сервера осуществляется по ее запросу. По внешнему сигналу выполняется процедура синхронизации измерения формы импульсов.

За исключением этих процедур, программа в контроллере выполняет только отдельные операции по запросу главной программы, задающей общий алгоритм функционирования. Эти операции имеют фиксированный алгоритм, кото-

рый может задействовать несколько модулей. Например, процедура измерения уровня жидкого гелия включает стабилизатор тока изменением состояния выхода модуля ADAM-5055S, через определенное время измеряет напряжение на входе АЦП ADAM-5017P, выключает стабилизатор тока, осуществляет масштабирование и обновляет значение в буфере обмена.

#### 1.4 Адаптация магнитной системы ГДЛ к экспериментам по ЭЦР-нагреву плазмы

Магнитное поле в ГДЛ поддерживается импульсно за счет разряда конденсаторных батарей через систему медных катушек. Основной плазменный разряд с нейтральной инжекцией длительностью 5 мс происходит во время максимума полусинусоидального импульса тока в катушках. Модельное распределение магнитного поля, использованное при расчетах распространения микроволнового пучка в плазме в работе [57], немного отличается от профиля магнитного поля, обеспечиваемого в эксперименте.

Магнитное поле в области ввода луча в плазму в стандартной конфигурации ГДЛ ниже требуемого на 10%, поэтому поверхность ЭЦР-резонанса смещена к магнитной пробке и не может пересекать входящий микроволновый пучок. Результаты экспериментов, которые последуют далее, в связи с этим можно разделить на несколько экспериментальных кампаний, в которых конфигурация магнитного поля была разными способами адаптирована к экспериментам по ЭЦР-нагреву. Т. к. базовые параметры плазмы (без ЭЦР-нагрева) сильно зависят от магнитного поля, полученные результаты не подходят для прямого сравнения друг с другом. Поэтому в данной работе, в первую очередь, изложены отдельные результаты экспериментов в разных магнитных конфигурациях (рис. 1.9), а затем предпринята попытка их обобщения.

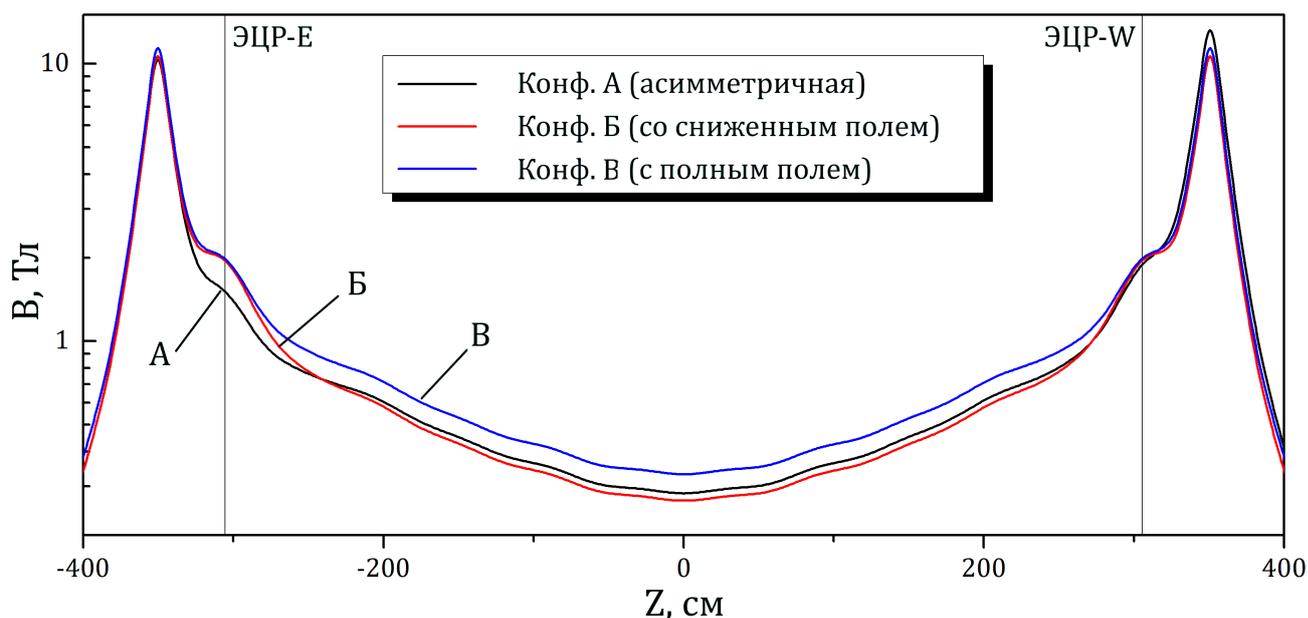


Рисунок 1.9 — Профили магнитного поля в ГДЛ в различных экспериментальных кампаниях по ЭЦР-нагреву плазмы

Первая серия экспериментов была проведена в магнитной конфигурации А (асимметричная магнитная конфигурация), а ее результаты представлены в разделе 2.2. Вторая серия экспериментов была выполнена в конфигурации Б (конфигурация с ослабленным полем), ее результаты представлены в разделе 2.3. В отличие от первых двух вариантов, для которых лишь требовалась перекоммутация имеющихся источников питания магнитного поля, для проведения экспериментов в конфигурации В (конфигурация с полным полем), потребовалась существенная модернизация системы питания магнитного поля ГДЛ. Модернизированный в рамках данной работы конденсаторный накопитель, представляет интерес как с технической точки зрения, за счет новых решений на основе современной полупроводниковой электроники, так и ввиду его особого применения в экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы, для которых требуется особая точность поддержания и регулировки тока в магнитных катушках.

## 1.5 Конденсаторный накопитель для экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы

Система питания магнитного поля установки ГДЛ включает в себя две крупные конденсаторные батареи емкостью  $C = 0.33 \text{ Ф}$  и  $C = 0.15 \text{ Ф}$ , заряжаемые до напряжения 4.5 кВ. Для увеличения доступного энергозапаса была восстановлена законсервированная конденсаторная батарея емкостью 0.15 Ф и максимальным напряжением зарядки 6 кВ. Эта батарея является одной из серии стандартных конденсаторных батарей, созданных для питания соленоида гофрированного магнитного поля установки ГОЛ-3 [62] более 25 лет назад. В данном случае потребовалась разработка нового зарядного устройства и системы управления, базирующихся на современных подходах к схемотехнике и автоматизации таких устройств [63].

Общая схема накопителя, зарядного устройства и нагрузки представлена на рис. 1.10 (показана половина). Конденсаторная батарея состоит из 10 секций по 100 конденсаторов ИК-6-150 УХЛ4 (С1-С1000), соединенных параллельно. Каждый конденсатор подключен к общей шине секции через плавкий насыпной предохранитель (П1-П1000), предотвращающий разряд всей секции на один конденсатор при его пробое. Для коммутации на нагрузку каждая секция оснащена тиристорной сборкой МКТ-3 (VT1-VT10) на напряжение 10 кВ. Максимально допустимая амплитуда тока в данной сборке при импульсе длительностью 15 мс составляет около 30 кА, что на порядок превосходит нагрузку в штатном режиме работы накопителя. Накопитель разбит на две группы по 5 секций. В группе секции объединены параллельно по выходу (после тиристорных ключей) и по зарядке. Два запусковых импульса (по одному на группу секций) поступают в накопитель по коаксиальным кабелям из пультовой установки. В накопителе эти сигналы заведены в два пятиканальных блока запуска, которые генерирует оптические импульсы для каждой секции группы. Импульсы от блоков запус-

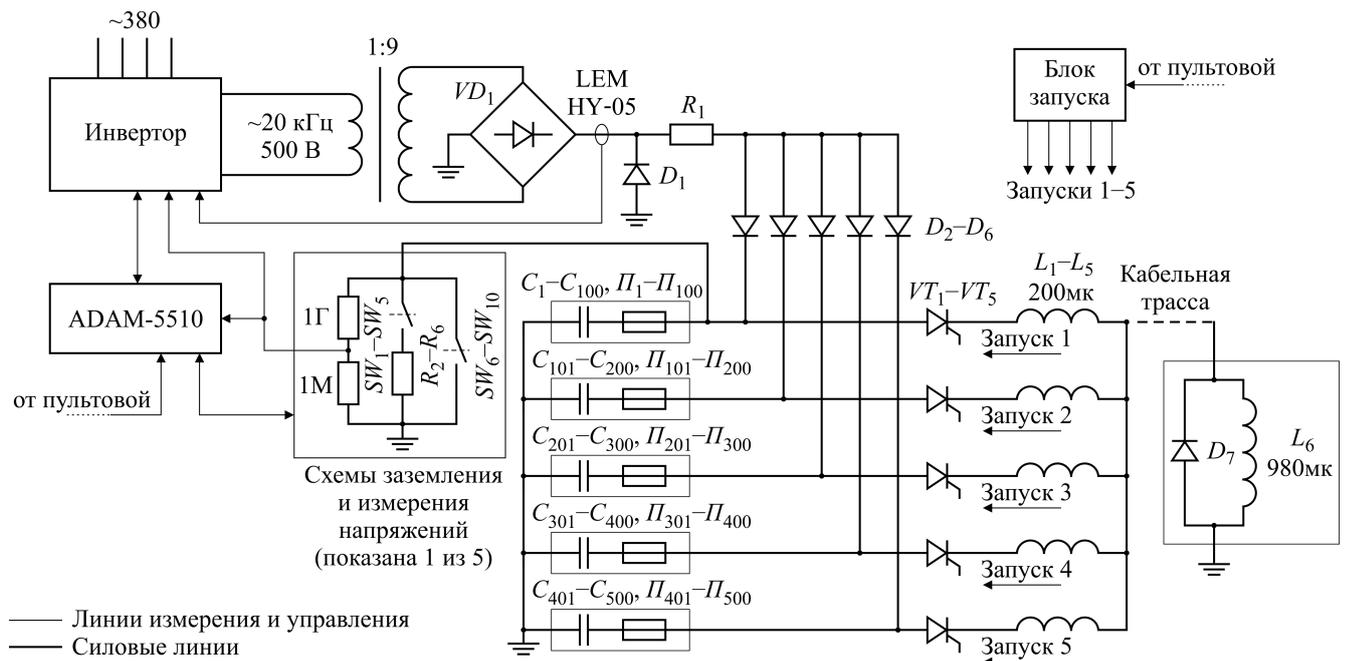


Рисунок 1.10 — Общая блок-схема накопителя (показана только половина)

ка приходят в секции по оптическим кабелям и попадают в блоки поджига, непосредственно открывающие тиристорные ключи.

Режим работы накопителя и мощность зарядного устройства были выбраны исходя из типа используемых конденсаторов, имеющих ограничение на максимальное время нахождения в заряженном состоянии. В качестве базы для разработки зарядного устройства конденсаторной батареи были использованы производимые в ИЯФ инверторы для установок электронно-лучевой сварки [64]. Существующее разбиение накопителя на две группы по 5 секций, а также требуемый темп зарядки батарей (до 4.5 кВ не более чем за 2 мин) определили выбор в пользу двухканальной системы зарядки. Зарядные устройства имеют фиксированное выходное напряжение, которое достигается при помощи окончных повышающих трансформаторов, а ограничение зарядного тока и поддержание заданного напряжения на батарее достигаются за счет ШИМ-регуляции в инверторах. Трансформаторы были разработаны с расчетом на частоту основной гармоники инвертора 20 кГц и ток вторичной обмотки 5 А при выходном напряжении до 4.5 кВ.

Для снятия остаточного напряжения в каждой секции имеется высоковольтное нормально замкнутое реле (SW1–SW5), подключенное к балластной нагрузке (R12–R16). Реле используется для штатного заземления конденсаторов после очередного импульса накопителя, а также в случае аварийных ситуаций, не требующих полного отключения блока. Окончательное заземление секций происходит при замыкании дугогасящих контакторов (SW6–SW10), приводимых в движение электромотором через систему рычагов. Данный механизм используется по окончании работы с накопителем, а также когда требуется проводить работы в конденсаторном блоке.

Для подключения накопителя к магнитным катушкам ГДЛ была проложена трасса длиной  $\sim 100$  м из 4 алюминиевых трехжильных высоковольтных кабелей АВБбШв 3х70-6 кВ (по два кабеля на группу) с сечением  $210 \text{ мм}^2$  каждый. Для использования всего сечения кабеля и минимизации ударов, возникающих при пиковых значениях тока до 40 кА, две жилы в каждом кабеле подключены в одном направлении, а третья – в противоположном. По оценкам, индуктивность кабельной трассы при таком подключении составляет  $\sim 50 \text{ мкГн}$ .

Накопитель используется для питания двух последовательно соединенных магнитных катушек с расчетной суммарной индуктивностью  $0.98 \text{ мГн}$ . Выходы обеих групп секций объединены на стороне установки перед подключением к катушкам. К катушкам подключена параллельная сборка (D6) из 6 пар последовательно соединенных диодов ДЛ173-1250-28 для затягивания спада импульса тока, при этом скорость спада тока определяется сопротивлением подводящих проводов от катушек магнитного поля к сборке.

Зарядное устройство состоит из инвертора (рис. 1.11) и повышающего трансформатора с секционированным выпрямителем. Внутренний контроллер инвертора обеспечивает заряд конденсаторной батареи заданным током в диапазоне  $0.5\text{-}5 \text{ А}$  с дальнейшим переходом в режим поддержания напряжения на емкости, а также обеспечивает быстрое ( $< 20 \text{ мкс}$ ) отключение источника в

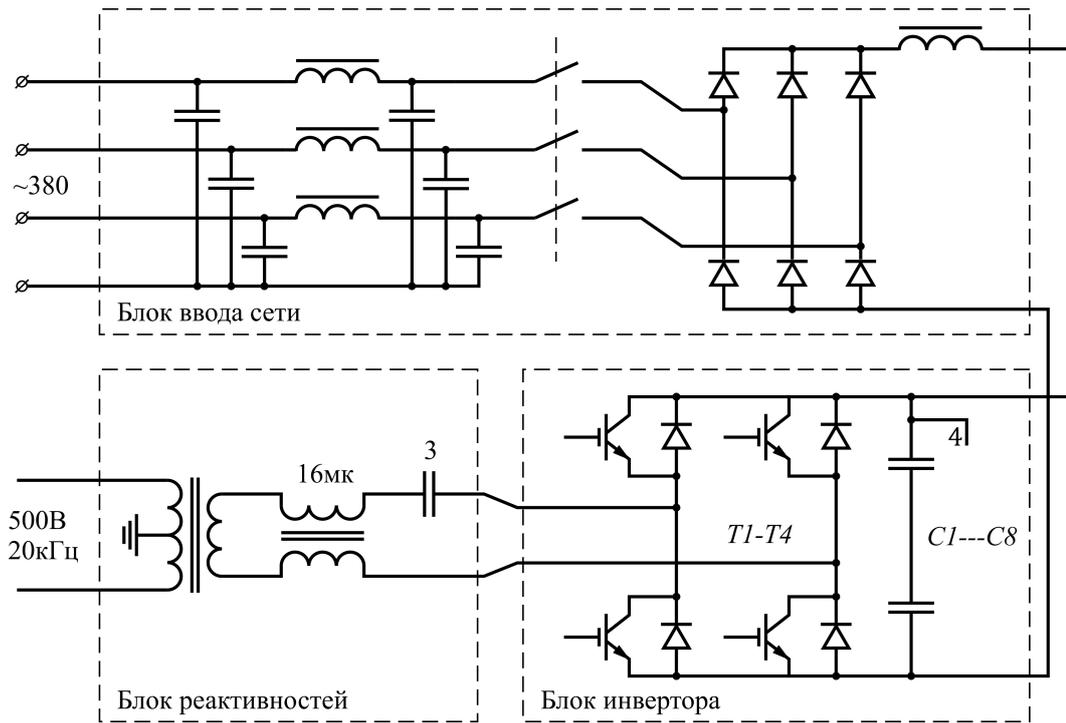


Рисунок 1.11 — Структурная схема инвертора. T1-T4 – FF600 R12 KR4C

случае возникновения пробоя в конденсаторах батареи для защиты как самого источника, так и следующих за ним элементов цепи зарядки.

Блок ввода сети (рис. 1.11) инвертора предназначен для выпрямления промышленной трёхфазной сети напряжением 380/220 В и фильтрации сетевых помех. Через блок осуществляется включение и выключение инвертора, в том числе автоматическое аварийное отключение. Также в блоке расположен источник питания управляющей электроники.

Основной функцией блока инвертора является преобразование выпрямленного сетевого напряжения в переменное напряжение с частотой основной гармоники 20 кГц, а также стабилизация заданного напряжения или тока. Кроме этого, блок содержит в себе управляющую логику источника, интерфейсы для связи с внешними устройствами и органы ручного управления. В блок заведены сигналы с датчиков температуры диодов выпрямительного моста, силовых транзисторов инвертора, потока воды в контуре охлаждения и других параметров инвертора, а также сигналы обратной связи — ток вторичной обмотки трансформатора и напряжение на конденсаторной батарее.

Блок реактивностей служит для согласования выхода инвертора с высоковольтным выпрямителем и выполняет следующие функции: согласование импедансов на рабочей частоте 20 кГц, фильтрация высших гармоник, устранение бросков тока в нагрузке. Кроме этого блок обеспечивает плавный переходной процесс при коммутации тока в нагрузке и гальваническую развязку выпрямителя от трехфазной сети.

Контроллер инвертора построен с использованием цифрового сигнального процессора Texas Instruments TMS320F2811 и программируемой логической матрицы Altera MAX3128. Для взаимодействия с внешними устройствами в контроллере реализованы управляющие интерфейсы CANbus, MODBUS-RTU, а также модуль локального управления и индикации. Основным изменением, внесенным в инвертор при переходе к задаче зарядки конденсаторных батарей, стала переработка внутренней логики управляющего контроллера.

Входные сигналы, несущие информацию о состоянии источника, поступают на масштабирующие буферы с защитой от импульсов перенапряжения и от синфазной помехи. Сигналы от высоковольтного делителя напряжения конденсаторной батареи и датчика тока кроме этого имеют гальваническую развязку, для того чтобы исключить наводки на контроллер при разряде емкости на нагрузку. С выхода буферов сигналы поступают на входы аналогово-цифрового преобразователя, и далее все они обрабатываются уже только внутри управляющего алгоритма, находящегося в сигнальном процессоре. Управляющий алгоритм разбит на несколько функциональных блоков: блок входной фильтрации, блок защиты, блок индикации и управления и блок стабилизации. Блок входной фильтрации оцифровывает сигнал с частотой в 4 раза превышающей рабочую частоту силового преобразователя инвертора. Это позволяет усреднить сигналы за период работы силового преобразователя (50 мкс) и таким образом практически полностью подавить помехи, наводящиеся на входы контроллера при работе инвертора. Для коррекции фазовой характеристики на выходе усредняющего фильтра расположены фильтры с экспоненциальной импульсной харак-

теристикой с постоянной времени 200 мкс. Далее все сигналы поступают в блок защиты, контролирующей превышение параметрами источника безопасных значений, блок индикации и передаются в буфер для связи с внешними устройствами. Значения выходного напряжения и выходного тока источника передаются в блок стабилизации, вычисляющий сигнал управления для широтно-импульсного формирователя. С формирователя ШИМ сигналы управления силовыми ключами подаются на программируемую логическую матрицу, в которой реализован блок аппаратной защиты, физически отключающий силовые ключи в случае нештатной ситуации. С выхода этого узла сигналы управления поступают на усилители управления силовыми ключами. В результате на выходе силового преобразователя формируется прямоугольные импульсы напряжения частотой 20 кГц, модулированные по скважности в соответствии с управляющим сигналом.

Напряжение измеряется инвертором на эталонной секции подключенной группы. Для измерения тока зарядки конденсаторных батарей используется бесконтактный датчик тока LEM HU-05.

Регулятор работает в двух режимах. Режим стабилизации тока задействован до тех пор, пока разность между заданным и измеряемым напряжением на заряжаемой конденсаторной батарее не упадет до фиксированного порога (около 100 В). После этого активируется режим стабилизации выходного напряжения. Для этого перестраиваются коэффициенты ПИД регулятора, и переключается сигнал ошибки с токового на ошибку напряжения. Такая структура позволяет избежать насыщения регулятора и релейного режима работы на конечном этапе зарядки и плавно переключиться в режим поддержания напряжения на емкости.

Выпрямитель совмещен с трансформатором с секционированной вторичной обмоткой. Каждая из 6 секций обмотки подключена к выпрямительному мосту на высокочастотных диодах RHRG30120. Выпрямители соединены последовательно, выходное напряжение секции составляет  $\sim 750$  В. Суммарное вы-

ходное напряжение выпрямителя до 4500 В. Сердечник трансформатора собран из ленты трансформаторной стали толщиной 0.1 мм, общим сечением 16 см<sup>2</sup>. Габариты трансформатора с выпрямителем составляют 500×330×200 мм. Трансформатор рассчитан на работу в периодическом режиме с периодом работы до 2 мин и перерывами от 5 мин. Трансформатор был также испытан в течение 30 мин в режиме холостого хода. В результате максимальный нагрев сердечника составил около 100°. Нагрев трансформатора во всех режимах определяется преимущественно потерями в сердечнике.

Общее управление конденсаторным накопителем было реализовано при помощи программируемого контроллера Advantech ADAM-5510 TCP, зарекомендовавшего себя как удобное решение для небольших установок с разнообразными каналами управления и измерения [61]. При разработке управляющей программы ставилось целью максимально сократить набор команд, получаемых контроллером из пультовой установки, сводящихся, в конечном счете, к командам включения, выключения, зарядки и разрешения импульса. Данный подход позволяет исключить аварийную ситуацию, которая может возникнуть при потере связи с пультовой установки, а также в целом повышает универсальность разработанного программного обеспечения.

В список датчиков и измеряемых параметров входят: датчики открытия дверей в отсек, датчики снятия диэлектрических штанг, состояние силовых выключателей, положение заземляющих контакторов, состояние высоковольтных разрядных реле, контроль напряжения сети, напряжения на каждой из 10 секций. Этот список дополняет набор статусной информации, периодически получаемой от инверторов. Хотя эти данные используются только во внутренних алгоритмах регулирования, весь объем также доступен и для сервисной (отладочной) программы, запускаемой из пультовой установки.

Список управляемых устройств включает в себя: электромотор, приводящий в движение замыкающие контакторы, разрядные реле секций, внешние переключатели силового питания инверторов, а также сами инверторы. В от-

вет на внешние команды, инверторы производят включение пускателей в блоке ввода сети, включение выхода на нагрузку, задания установку напряжения стабилизации, максимального тока, а также изменение различных коэффициентов и калибровок инверторов.

Программа контроллера состоит из нескольких блоков. Блок обнаружения ошибок и аварий анализирует весь набор датчиков и принимает решение о прерывании зарядки и полном или частичном отключении накопителя. Среди составляющих его алгоритмов стоит отметить блок регистрации непредвиденных разрядов секций, контроль срабатывания тиристорных ключей, а также обнаружение и сбор статистики сбоев механических устройств – разрядных реле и контакторов. Блок подготовки и зарядки накопителя проверяет состояние всех устройств, производит необходимые переключения для приведения накопителя в состояние готовности. При получении команды зарядки, программа обновляет параметры инверторов и запускает зарядку. Блок отключений производит безопасное отключение устройств до нескольких уровней, в зависимости от причины отключения или типа возникшей неисправности. Минимальным уровнем отключения является выключение выхода инверторов, самым глубоким – полная остановка с заземлением при помощи замыкающих контакторов.

Защита от перезарядки секций (помимо точного подбора числа витков во вторичной обмотке трансформатора) реализована отдельно в программе контроллера и в программе инвертора. Ограничение времени с высоким напряжением ( $> 500$  В) на конденсаторных секциях реализовано в коде контроллера независимо в блоке зарядки и блоке обнаружения ошибок. В контроллере предусмотрена защита от зависания процессора, реализованная в виде сторожевого таймера (Watchdog timer), перезагружающего контроллер при отсутствии очередного ответа от программы.

Управление инверторами осуществляется по протоколу Modbus RTU со скоростью 115200 бод, а управление самим контроллером по Modbus TCP по оптической линии связи из пультовой установки. Помимо добавления ограни-

ченного набора команд в главную управляющую программу ГДЛ, было создано отладочное приложение (в среде NI Labview), имеющее доступ ко всему объему статусной информации и возможности индивидуального переключения устройств в блоке. В штатном режиме информация о состоянии конденсаторного накопителя, за исключением значений напряжения на секциях и нескольких регистров состояния, поступает оператору установки в виде набора текстовых сообщений. В программе контроллера предусмотрена возможность одновременного подключения нескольких клиентов.

Непосредственное включение тиристорных ключей происходит по сигналу от высокоскоростной системы синхронизации установки ГДЛ, поступающих в два пятиканальных блока запуска. В накопителе предусмотрена возможность работать только с половиной батареи, относящейся к одной из двух групп секций. Наличие двух блоков запуска позволяет производить независимый запуск каждой из двух групп.

Конденсаторный блок получает команду на зарядку за 60-120 с до импульса установки ГДЛ. За это время контроллер проверяет состояние всех устройств и блокировок и отдает команду на включение выхода инверторов. По достижении заданного напряжения на всех секциях батареи инверторы продолжают его поддерживать до получения команды разрешения запуска или отмены выстрела. Если этих команд не поступило в фиксированный временной интервал, происходит отмена выстрела и разрядка батареи.

Накопитель был интегрирован в общую систему питания катушек ГДЛ и задействован в нескольких сотнях выстрелов. Стабильность поддержания напряжения на секции составляет  $\pm 10$  В при зарядке до 3.6 кВ. Разность напряжений между группами секций в режиме поддержания напряжения не превышает 20 В.

Максимальный ток в катушках магнитного поля составляет около 30 кА при напряжении зарядки конденсаторных батарей 3500 В. По расчетам при напряжении зарядки 4500 В ток в катушках может достигать 38.5 кА. Пол-

ная индуктивность подключенной цепи, которую можно оценить по времени нарастания тока в катушке (рис. 1.12), составила 1.12 мГн. Данное значение складывается из индуктивностей катушек, защитных дросселей секций (рис. 1.10) и подводящих проводов.

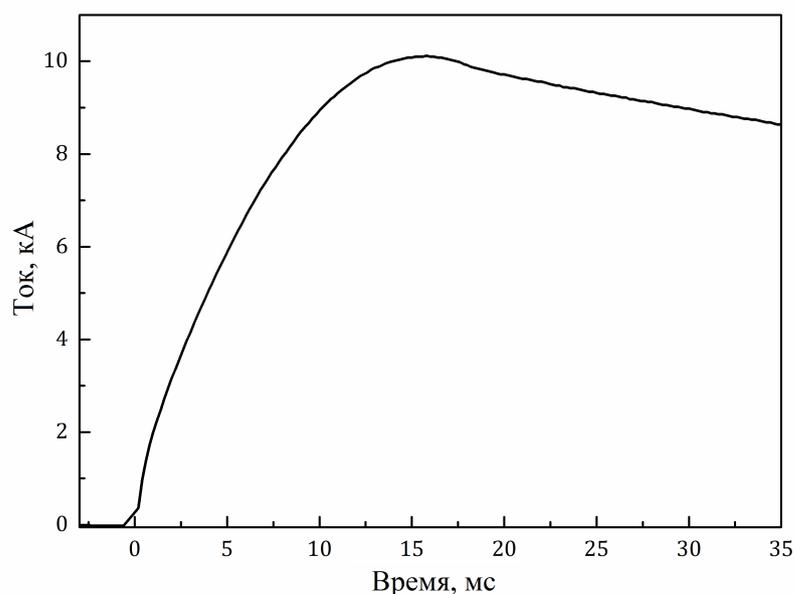


Рисунок 1.12 — Осциллограмма тока через магнитные катушки при импульсе конденсаторного накопителя, заряженного до 1 кВ;  $C = 0.15$  Ф и  $L = 1.12$  мГн. Для измерения тока использовался датчик LEM HAZ-10000.

Схема питания магнитных катушек, реализованная при помощи нового накопителя, позволяет производить локальную модификацию профиля магнитного поля вблизи точки ввода СВЧ-пучка (рис. 1.9), которая в отличие от предыдущих экспериментов не изменяет условия для удержания плазмы. Остающимся ограничением данной схемы подключения, однако, является невозможность независимой настройки условий ЭЦ-резонанса для каждой из линий микроволнового нагрева. Результаты экспериментов в данной магнитной конфигурации приведены в главе 4.

## Глава 2. Результаты экспериментов

### 2.1 Общая динамика и характерные параметры разряда в установке ГДЛ

На 2.1 приведена типичная временная диаграмма разряда в ГДЛ.

Подпитка плазмы веществом, помимо инъекции нейтральных атомов, осуществляется при помощи напуска газа через кольцо азимутально распределенных отверстий в пробочном узле вакуумной камеры (рис. 1.1). Напуск газа начинается за  $\sim 10$  мс до начала нейтральной инъекции. При этом фаза быстрого напуска газа заканчивается до начала нейтральной инъекции, а поддержка плазмы во время основного разряда происходит частично за счет накопленного в вакуумной камере газа и частично за счет остаточного давления в каналах напуска газа. Основной метод нагрева плазмы пучками ускоренных атомов предполагает наличие достаточно плотной начальной плазменной мишени, позволяющей ионизовать значительную долю инжектируемых атомов. Следует отметить, что при параметрах плазмы ГДЛ, резонансная перезарядка является доминирующим процессом в ионизации быстрых атомов.

Плазменную мишень необходимой плотности создает дуговой генератор плазмы («плазменная пушка»), установленный в одном из баков-расширителей ГДЛ (рис. 1.1). Плазма затекает в центральную секцию через магнитную пробку вдоль силовых линий. Ширина профиля плотности плазменной мишени составляет  $\sim 15$  см в центральной плоскости установки, а электронная температура

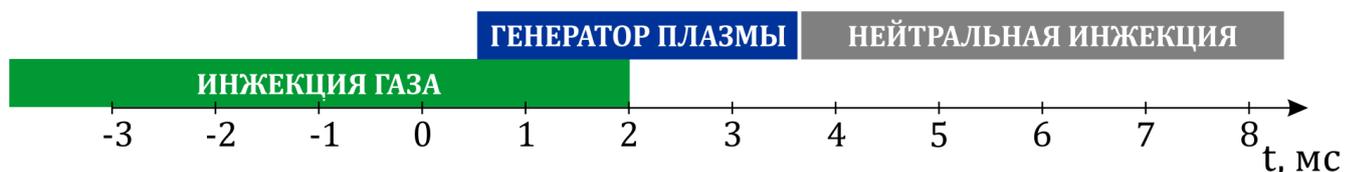


Рисунок 2.1 — Типичный сценарий разряда в ГДЛ

составляет  $\sim 10$  эВ [65]. Важно отметить, что на этапе инжекции мишенной плазмы никаких методов для ее стабилизации не применяется, а накопления поляризационных зарядов не происходит по причине «закорачивания» всего сечения плазмы проводящими элементами дугового генератора.

В рамках данной работы также была проведена отдельная серия экспериментов, в которой мишенная плазма создавалась при помощи СВЧ-пробоя нейтрального газа микроволновым пучком. Возможность такого пробоя и накопления мишенной плазмы не была предсказана заранее и была обнаружена только в процессе экспериментов по ЭЦР-нагреву. В Главе 4 изложены результаты экспериментального исследования данного способа начала разряда. Несмотря на то, что эти эксперименты по большому счету являются отдельным исследованием, они являются одним из ярких примеров возможностей системы микроволнового нагрева в открытой ловушке, исследование которых является одной из целей настоящей работы.

По достижении необходимой плотности плазменной мишени генератор отключается и включается нейтральная инжекция. На рис. 2.2 показана типичная зависимость линейной плотности плазмы во время работы генератора плазмы и при включении НИ.

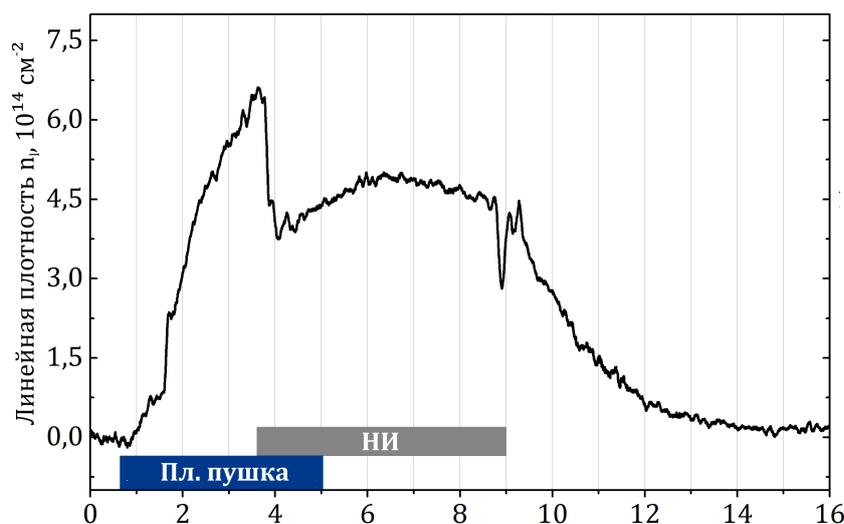


Рисунок 2.2 — Типичная осциллограмма линейной плотности плазмы при инжекции мишенной плазмы и при включении НИ

Захватываемая в плазме мощность нейтральной инжекции вычисляется по сигналу вторично-эмиссионных датчиков, измеряющих мощность каждого из атомарных пучков после выхода из плазмы. Как было отмечено во Введении, потери быстрых ионов, в основном, связаны с торможением на электронах плазмы. Среди других возможных каналов потерь следует отметить низшую моду желобковой неустойчивости; микронеустойчивости - колебания, связанные с анизотропией и наличием «пустот» в функции распределения; потери при резонансной перезарядке на остаточном газе в периферийных областях плазмы. Первый канал потерь удается практически полностью устранить с применением техники "вихревого удержания" [49], описание которой последует ниже. Согласно работе [51], потери, связанные с развитием микронеустойчивостей, являются незначительными в условиях эксперимента на ГДЛ. Мощность же потерь, связанная с резонансной перезарядкой, была измерена в работе [66] и составила менее  $\sim 10\%$  от инжектируемой мощности. Передача энергии быстрыми ионами мишенной плазме приводит к нагреву электронной компоненты, которая, в свою очередь, передает энергию ионам мишенной плазмы.

На рис. 2.3 показан типичный сигнал с диамагнитной петли, расположенной в точке остановки быстрых ионов. Из графика видно, что текущая длительность работы системы питания нейтральной инжекции не позволяет достичь стационарных условий с точки зрения накопления быстрых ионов. Отсюда следует, что профили электронной температуры и плотности тепловой компоненты плазмы, определяющие потери энергии быстрыми ионами, также меняются во время разряда. Это обстоятельство подтверждается детальными измерениями при помощи томсоновского рассеяния и имеет существенное влияние на интерпретацию результатов экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы.

На рис. 2.3 также показана осциллограмма напряжения на электродах вихревого удержания [49], которое включается одновременно с началом нейтральной инжекции. Для создания области дифференциального дрейфового вращения на периферии плазмы на лимитеры (рис. 1.1) подается положительное сме-

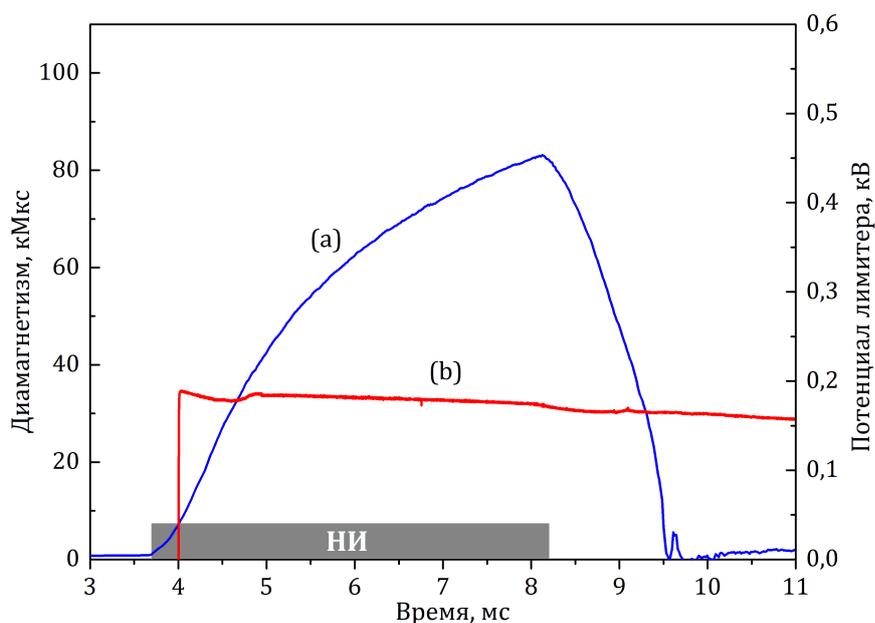


Рисунок 2.3 — Типичный диамагнитный сигнал плазмы в точке остановки быстрых ионов в разряде без дополнительного ЭЦР-нагрева (a); потенциал лимитера (b)

щение по отношению пластинам плазмодриемника в расширителях, на которые опираются центральные области плазменного шнура. При таком способе подключения торцевые пластины принудительно заземляются. Также существует альтернативный вариант подключения, при котором лимитеры остаются заземленными, а на торцевые пластины подается отрицательное смещение. Согласно выводам работы [49] оптимальный скачок потенциала для подавления желобковой неустойчивости составляет  $1-1.2 T_e$ . При этом следует учесть, что данное требование получено для некоторого модельного распределения электронной температуры по радиусу, а указанное значение  $T_e$  относится к центральным областям плазмы.

## 2.2 Эксперименты по ЭЦР-нагреву в магнитной конфигурации А

Первая экспериментальная кампания [67] по ЭЦР-нагреву плазмы в ГДЛ была осуществлена в магнитной конфигурации А (рис. 1.9). Система питания магнитных катушек была переконфигурирована таким образом, что необходимое усиление магнитного поля в области ввода излучения достигалось только для одной из линий ЭЦР нагрева за счет снижения поля с противоположной стороны. В результате максимальная вводимая СВЧ-мощность ограничивалась значением в 400 кВт. Точка фокусировки излучения  $Z = 303.5$  см, угол наклона микроволнового луча к оси установки  $36^\circ$  и поляризация излучения (правовращающаяся) были установлены в соответствии с требованиями работы [57].

На рис. 2.4 показан сценарий эксперимента по ЭЦР-нагреву плазмы и диамагнитный сигнал плазмы в точке остановки быстрых ионов. Как видно из графика, через 400-500 мкс после начала СВЧ-импульса наблюдается резкое снижение давления быстрых ионов. Сигнал с диамагнитной петли, установленной в центральной плоскости ГДЛ, показывает аналогичную динамику. Механизмом потери плазмы является раскачка амплитуды одной из низших мод желобковой неустойчивости. В пользу этого свидетельствует сигнал магнитного зонда (рис. 2.4), измеряющего вариацию радиальной составляющей магнитного поля от времени. Характерная частота колебаний в момент развития неустойчивости составляет около 10 кГц и приблизительно соответствует модам  $m = 1-2$  желобковой неустойчивости [49, 68]. Крупномасштабные колебания плазмы также прослеживаются на сигналах вторично-эмиссионных датчиков инжекторов (рис. 2.5, верхний график) и на сигнале линейной плотности плазмы (нижний график).

Неустойчивость в данной серии экспериментов возникала в каждом разряде с ЭЦР-нагревом, а наблюдаемая длительность стадии стабильного нагрева составляла  $400 \pm 50$  мкс. Было обнаружено, что на возникновение неустойчи-

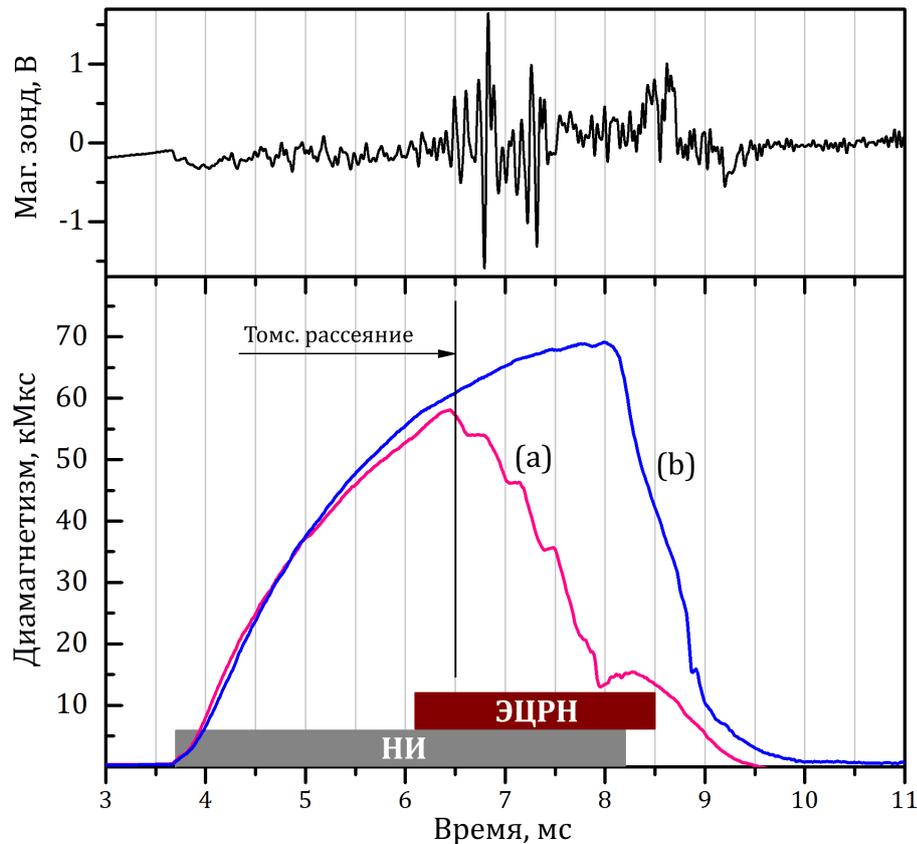


Рисунок 2.4 — Сценарий эксперимента и график диамагнитного сигнала в точке остановки быстрых ионов в разряде с дополнительным ЭЦР-нагревом (а) и без него (б). Верхний график - сигнал магнитного зонда, соответствующий разряду с дополнительным нагревом

ности не оказывает влияние смещение начала СВЧ-импульса по отношению к импульсу нейтральной инжекции.

Измерения при помощи томсоновского рассеяния на оси установки показывают, что, несмотря на быстрый распад плазмы при включении СВЧ-мощности, успевают произойти существенный нагрев ее электронной компоненты. Электронная температура на оси установки непосредственно перед включением СВЧ-нагрева, а также в разряде без дополнительного нагрева составляет  $\sim 200$  эВ при плотности  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$  при доле захваченной мощности нейтральной инжекции  $\sim 35\%$ . Однако, уже спустя 0.3 мкс ( $t = 6.5$  мс) после включения ЭЦР-нагрева, согласно данным томсоновского рассеяния, электронная температура достигает значений до 460 эВ (таб. 3). В данной экспериментальной

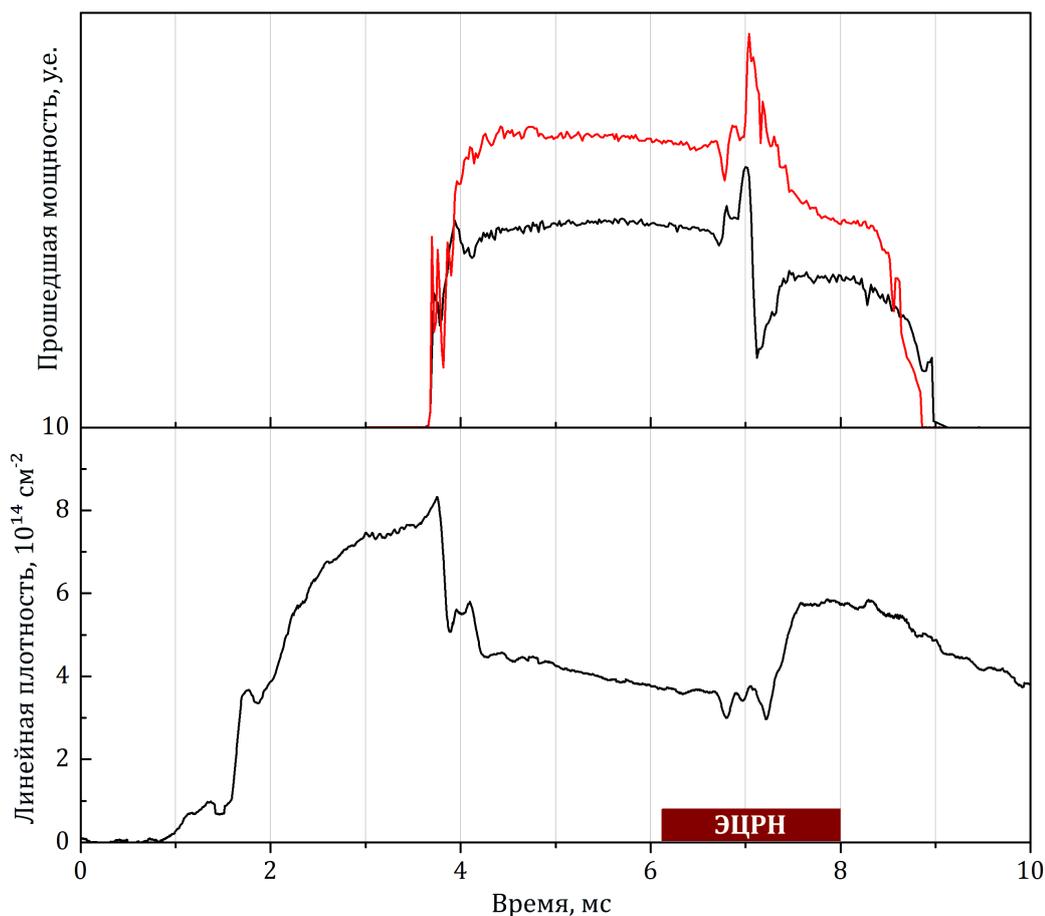


Рисунок 2.5 — Сигнал со вторично-эмиссионных датчиков двух произвольно выбранных инжекторов (верхний) и линейной плотности плазмы (нижний) при развитии неустойчивости, вызванной ЭЦР-нагревом

кампании всего было зарегистрировано 25 разрядов с температурой выше 300 эВ и 7 разрядов с температурой выше 400 эВ (таб. 3).

Также следует отметить зависимость получаемых результатов от вакуумных условий и степени «тренировки» установки. Высоких значений электронной температуры удавалось достичь только спустя  $\sim 200$  выстрелов, прошедших после очередного развакуумирования установки.

На рис. 2.6 показан один из измеренных спектров томсоновского рассеяния (в логарифмическом масштабе). Т. к. уровень излучения в спектральных каналах хорошо повторяет гауссову кривую, то можно сделать вывод о том, что большая часть мощности, так или иначе, передается тепловой электронной компоненте. Этот вывод соответствует оценкам, выполненным в работе [57].

Таблица 3 — Наибольшая электронная температура, достигнутая в разрядах с дополнительным ЭЦР-нагревом в первой экспериментальной кампании

Номер выстрела	$T_e$ , эВ	$n_e$ , $10^{13}$ см $^{-3}$
32889	$433 \pm 59$	$1.1 \pm 0.1$
33052	$422 \pm 17$	$0.98 \pm 0.03$
33068	$423 \pm 56$	$0.89 \pm 0.09$
33120	$426 \pm 33$	$1.1 \pm 0.06$
33121	$463 \pm 71$	$1.1 \pm 0.12$
33123	$406 \pm 32$	$1.0 \pm 0.06$
33125	$422 \pm 18$	$0.96 \pm 0.03$

Измерения спектров энергии электронов на установке ОГРА-4 показывают, что данный метод вполне применим для идентификации надтепловой компоненты электронов с плотностью, составляющей  $\sim 10\%$  от плотности основной компоненты электронов.

Полученный более чем двукратный прирост электронной температуры в разряде с ЭЦР-нагревом существенно не согласуются с грубыми оценками, согласно которым увеличение электронной температуры должно составлять (см. (1.2)):

$$\frac{T_e^{ECH+NBI}}{T_e^{NBI}} = \left( \frac{P_{drag}^{NBI} + P^{ECH}}{P_{drag}^{NBI}} \right)^{2/3} = \left( \frac{1MW + 0.4MW}{1MW} \right)^{2/3} \approx 1.2 \quad (2.1)$$

где  $P_{drag}^{NBI}$  и  $P^{ECH}$  - полная мощность, передающаяся электронной компоненте плазмы за счет торможения быстрых ионов и в результате ЭЦР-нагрева,

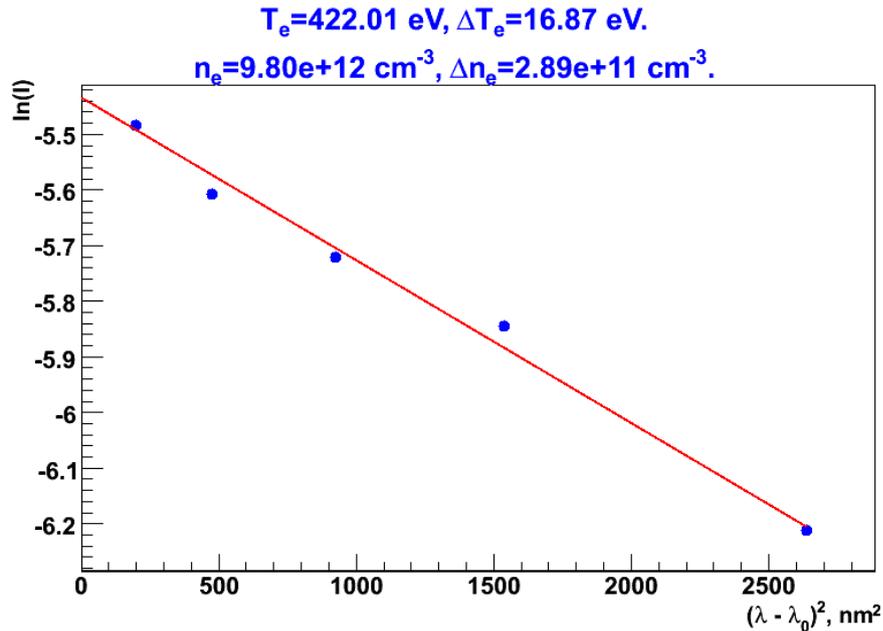


Рисунок 2.6 — Спектр рассеянного лазерного излучения на электронной компоненте плазмы в разряде с дополнительным ЭЦР-нагревом.

а  $T_e^{ECH+NBI}$  и  $T_e^{NBI}$  - электронная температура, измеряемая на оси установки в разряде с дополнительным нагревом и без него.<sup>1</sup>

Т.к. в данной оценке принимается, что радиальные профили мощности нагрева совпадают, то естественно предположить, что невыполнение этого условия и может являться причиной расхождения. Таким образом, соотношение (2.1) в условиях ЭЦР-нагрева следует рассматривать локально – для каждой данной силовой трубки, что требует измерения профилей электронной температуры как для вычисления профиля мощности нагрева электронов быстрыми ионами, так и для расчета распределения поглощенной СВЧ-мощности в плазме. Более подробное объяснение данного расхождения последует в Главе 3.

Следует подчеркнуть самостоятельную значимость достигнутого значения электронной температуры. Обзор литературы по крупнейшим экспериментам на открытых ловушках дает основание назвать полученные значения рекордными среди систем открытого типа, в которых достигаются стационарные

<sup>1</sup>Для данной оценки взято значение мощности нагрева за счет торможения быстрых ионов с учетом нестационарности разряда при захваченной в плазме мощности около 1.75 МВт

потоки энергии и частиц за время эксперимента. До настоящей экспериментальной кампании наибольшим таким значением было  $T_e = 280$  эВ, полученное на установке ТМХ-У [36]. Несмотря на то, что высокое значение температуры поддерживается в ГДЛ относительно недолго ( $\sim 400$  мкс), это время более чем на порядок превосходит время установления равновесного потока энергии вдоль открытых силовых линий. Последнее совпадает со временем установления продольного профиля амбиполярного потенциала, которое можно положить равным времени вылета иона с энергией 200 эВ из ловушки:  $\frac{L}{2v_{Ti}} \sim 25$  мкс.

### 2.3 Эксперименты по ЭЦР-нагреву в магнитной конфигурации Б

Вторая экспериментальная кампания [69] по ЭЦР-нагреву плазмы в ГДЛ была осуществлена в магнитной конфигурации Б (рис. 1.9), позволяющей использовать две линии нагрева с суммарной вводимой в плазму СВЧ-мощностью до 700 кВт. Необходимая напряженность магнитного поля в области ввода СВЧ-луча в плазму достигалась за счет реконфигурации системы питания магнитных катушек, при которой переходные (конусные) катушки запитывались от отдельного источника питания, а пробочные катушки включались последовательно с катушками основного соленоида. При этом напряженность магнитного поля снизилась на 23% по всей длине ловушки, за исключением областей резонанса. Негативное влияние ослабленного магнитного поля на удержание плазмы (в режиме без дополнительного нагрева) сказалось на электронной температуре плазмы снизившейся с 200-250 эВ до 120-180 эВ, в зависимости от плотности плазмы и стадии разряда. Причиной этому является более широкое распределение плотности быстрых ионов по радиусу из-за увеличения ларморовских орбит. Уширение профиля температуры приводит к большим суммарным потерям энергии за счет периферийных областей, проецирующихся на лимитеры.

Для измерения уровня рассеянной СВЧ-мощности в вакуумной камере ГДЛ был установлен набор СВЧ-диодов Д402 с аттенюаторами. Данная новая диагностика позволяет судить о наличии или отсутствии захвата микроволнового пучка в плазме.

Еще одним инструментом, ставшим доступным к началу данной экспериментальной кампании, стал разработанный А.Л. Соломахиным численный код, позволяющий рассчитывать траекторию микроволнового пучка в плазме в рамках приближения геометрической оптики, а также его поглощение для любого заданного распределения электронной температуры и плотности. Программа позволяет проводить трехмерные расчеты в плазме с параметрами, характерными для установки ГДЛ.

Одним из первых значимых результатов применения программы стал более детальный расчет лучевых траекторий с учетом результатов предыдущего эксперимента. При рассмотрении плазмы с модельным профилем электронной температуры, достигающей значения 175 эВ на оси установки, было получено отражение микроволнового луча от «внутренней границы» плазмы ГДЛ и его полное поглощение при достижении резонансного слоя (рис. 2.8, средняя панель). Этот вывод соответствует результатам работы [57].

Однако, при рассмотрении профиля электронной температуры, достигающего значения 400 эВ на оси установки, становится возможным поглощение части излучения еще до достижения противоположной границы плазмы. Чтобы качественно пояснить данное явление можно записать условие циклотронного резонанса для единичного (нерелятивистского) электрона в магнитном поле:

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = \Omega_{ce} \quad (2.2)$$

где  $\omega$  - частота волны,  $k_{\parallel}$  - продольное волновое число,  $v_{\parallel}$  - продольная скорость электрона,  $\Omega_{ce}$  - циклотронная частота электрона. При ненулевой продольной энергии электрона соотношение выполняется для некоторого диапазо-

на  $\Omega_{ce}$ , определяющегося, в случае ГДЛ, продольным градиентом магнитного поля

$$\Omega_{ce} \approx \frac{e}{mc} \left( B_0 + \frac{\partial B}{\partial z} \cdot \Delta z \right) \quad (2.3)$$

откуда уширение области поглощения:

$$\Delta z \sim \frac{\sqrt{T_e}}{k_{\parallel}} \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)^{-1} \quad (2.4)$$

Из последнего соотношения видно, что при определенной зависимости продольного показателя преломления от температуры, возможно уширение области поглощения при росте последней. На рис. 2.7 приведена расчетная зависимость  $\Delta z$  от температуры на оси установки для некоторого модельного профиля температуры. В данном численном эксперименте, значение  $\Delta z$  определялось как расстояние от "холодного" ЭЦР до первого геометрооптического луча, не поглощающегося на оси установки, как показано на рис. 2.8 (правая панель). Как видно из графика, при росте электронной температуры действительно может происходить уширение продольной области, в которой достигается соответствующая полному поглощению оптическая толщина для распространяющегося излучения. В отличие от электронной температуры, зависимость  $\Delta z$  от градиента магнитного поля сильно отличается от грубой оценки (2.4), т.к. в расчете взяты реальные профили магнитного поля с достаточно сложной зависимостью  $B(z)$ .

В результате, как показано на рис. 2.8, при росте электронной температуры от базового значения (средняя панель) до  $\sim 500$  эВ (правая панель) начинает происходить «перехват» излучения, причем уширение области взаимодействия достигает макроскопических значений в несколько сантиметров. Результатом этого является своеобразная положительная обратная связь между энерговкладом и температурой наиболее нагретой (приосевой) области плазмы. Более подробное исследование данного эффекта изложено в разделе 3.1.

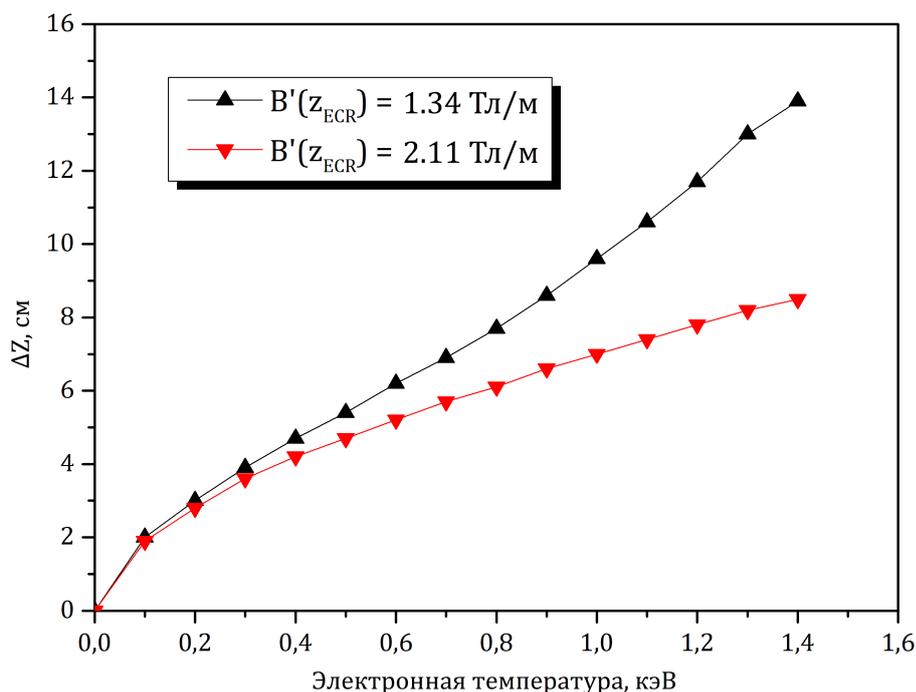


Рисунок 2.7 — Расчетное значение уширения области поглощения в геометрии ГДЛ и наклонным распространением микроволнового пучка для двух конфигураций с различным средним градиентом магнитного поля в области ЭЦР и модельными радиальными профилями электронной температуры. По горизонтальной оси отложено пиковое значение электронной температуры на оси установки

Подключение конусных катушек (рис. 1.1) к отдельному источнику питания позволило проводить независимую настройку положения резонансной поверхности для каждой из точек ввода СВЧ-излучения, при этом не изменяя условия для удержания плазмы. При первоначальном подборе параметров эксперимента было исследовано влияние положения поверхности циклотронного резонанса на параметры разряда при дополнительном ЭЦР-нагреве. В результате, было обнаружено две немного отличающиеся магнитные конфигурации, при которых СВЧ-излучение производило существенное различное воздействие на параметры разряда. Положения поверхностей ЭЦ резонанса, соответствующие этим двум случаям показаны на рис. 2.8 (левая панель).

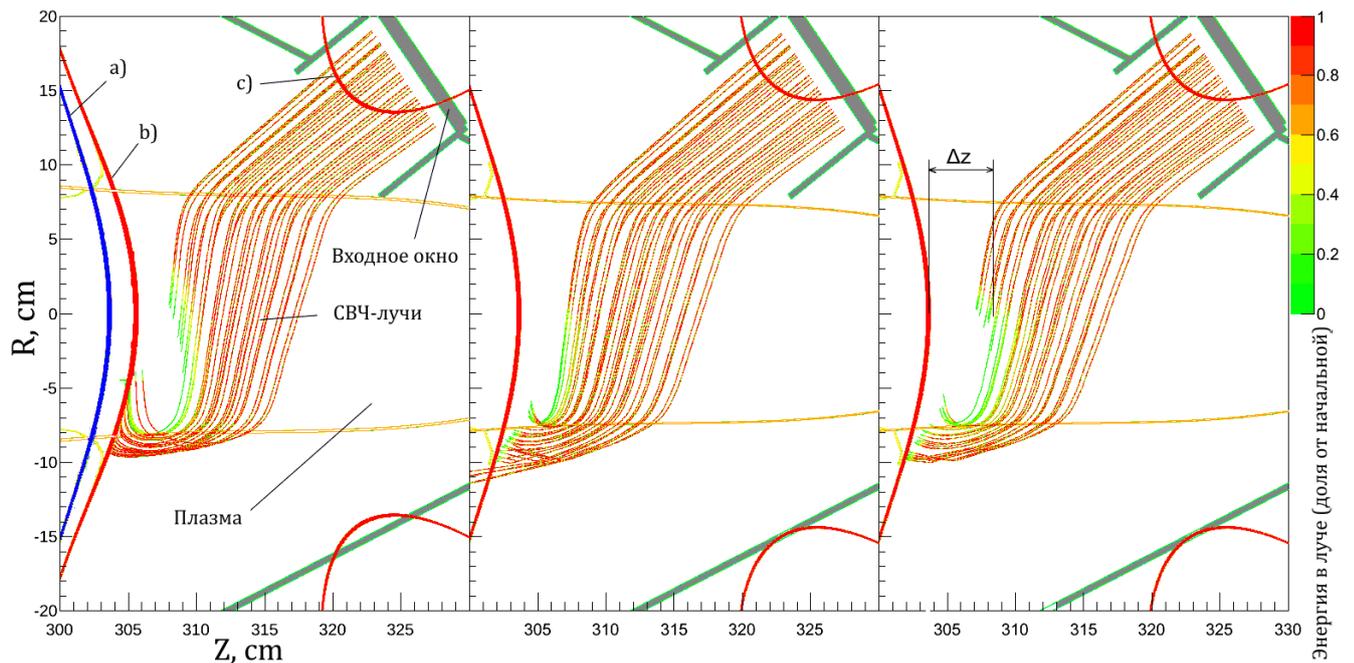


Рисунок 2.8 — Расчетные геометрооптические траектории лучей, составляющих микроволновый пучок, в плазме ГДЛ. На левой панели показаны поверхности ЭЦ резонанса, соответствующие узкому (а) и широкому (b) профилю поглощения СВЧ-мощности. Показана поверхность паразитного резонанса (c). Левая панель: лучевые траектории в магнитной конфигурации (b); Центральная панель: лучевые траектории в магнитной конфигурации (a) и температурой на оси 180 эВ; Правая панель: лучевые траектории в магнитной конфигурации (a) и температурой на оси 480 эВ

Как будет показано далее, конфигурация (a) (рис. 2.8) соответствуют локализованному поглощению СВЧ-мощности в приосевой области плазмы и образованию «узкого» профиля электронной температуры. Конфигурация (b) соответствует более широкому распределению поглощенной мощности. Последующие эксперименты были посвящены детальному исследованию этих отдельных случаев.

### 2.3.1 Эксперименты с узким профилем поглощения мощности

Сценарий эксперимента и типичный диамагнитный сигнал быстрых ионов представлен на рис. 2.9. Магнитная конфигурация соответствует кривой (а) на рис. 2.8; вводимая в плазму мощность составляет 700 кВт.

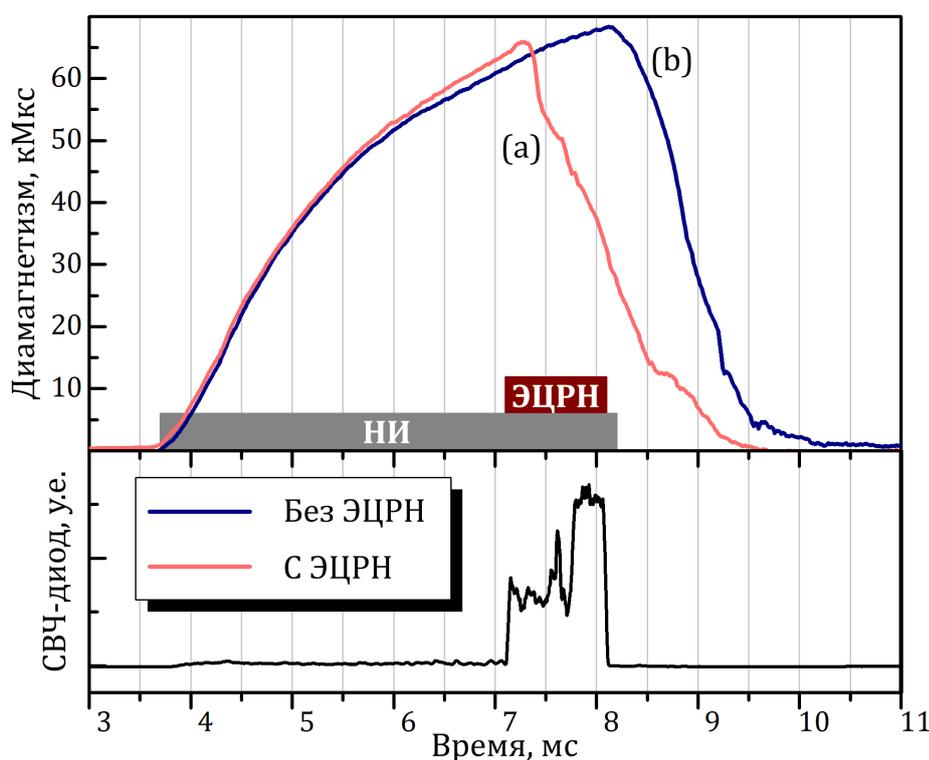


Рисунок 2.9 — Диамagnetный сигнал быстрых ионов в конфигурации с ослабленным магнитным полем и дополнительным ЭЦР-нагревом (а). Для сравнения приведен сигнал в разряде без дополнительного нагрева (b). Нижний график: сигнал рассеянной в вакуумной камере СВЧ-мощности.

Как видно из графика, спустя  $\sim 400$  мкс стабильного СВЧ-нагрева развивается неустойчивость, приводящая к потере плазмы. При этом в момент развития неустойчивости происходит скачкообразный рост сигнала рассеянного СВЧ-излучения, говорящий о резком снижении доли поглощенной в плазме мощности. Электронная температура, на стадии стабильного нагрева достигает значений до 2.5 раз выше, чем без дополнительного нагрева.

В данном эксперименте варьировались параметры СВЧ-импульса, и исследовалось их влияние на развитие неустойчивости. Было обнаружено, что снижение мощности на величину до 50% не влияет на развитие неустойчивости. Искусственной укорачивание СВЧ-импульса также не оказывает существенного влияния: короткий СВЧ-импульс длительностью 200 мкс также приводит к развитию неустойчивости. Важно отметить, что в этом эксперименте никаких специальных методов для подавления неустойчивости не применялось, а напряжение на электродах вихревого удержания составляло 200 В. Также было показано, что вариация плотности плазмы в диапазоне  $0.6 - 2 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$  не оказывает влияния на сценарий развития неустойчивости.

С поправкой на немного отличающиеся параметры плазмы результаты данных предварительных экспериментов совпадают с результатами экспериментов с асимметричным профилем магнитного поля.

Целью следующей экспериментальной кампании стала стабилизация режима разряда и измерение профилей электронной температуры и плотности плазмы при помощи томсоновского рассеяния перед развитием неустойчивости, а также измерение такого же профиля в разрядах без дополнительного нагрева.

Для экспериментов был выбран режим с повышенной плотностью плазмы, составляющей около  $1.5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$ . ЭЦР-нагрев начинался в  $t = 7.65$  мс, а измерение профилей проводилось в  $t = 8$  мс; диамагнитный сигнал аналогичен показанному на рис. 2.9. Профили электронной температуры и плотности, измеренные в центральной плоскости ГДЛ, показаны на рис. 2.10. Базовое значение  $T_e$  (без дополнительного нагрева) на оси установки составляло всего лишь 125 эВ по причине повышенной плотности и сниженного магнитного поля в установке. В данном случае, при включении дополнительного нагрева электронная температура увеличивается на 84% до значения 230 эВ. Как видно из профиля электронной температуры, нагрев происходит только в приосевой области плазмы ( $R < 5$  см), при этом в большей части плазменной колонны измене-

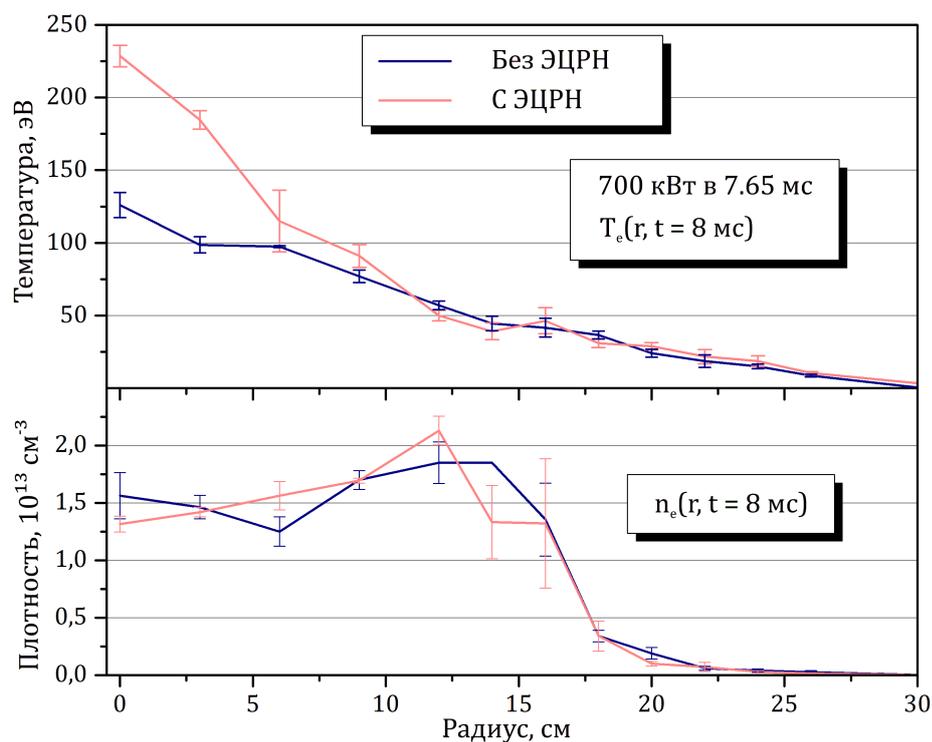


Рисунок 2.10 — Профили электронной температуры (сверху) и плотности (снизу), измеренные при помощи томсоновского рассеяния в центральной плоскости ГДЛ. Часть профиля при  $r > 15$  см получена при помощи измерений тройным зондом. Синие кривые соответствуют разрядам без дополнительного нагрева, красные — с дополнительным ЭЦР-нагревом мощностью 700 кВт.

ния температуры не происходит. В частности, это может объяснить отсутствие влияния ЭЦР-нагрева на диамагнитный сигнал быстрых ионов на устойчивой стадии разряда.

В следующей экспериментальной кампании была предпринята попытка увеличить пиковое значение электронной температуры, а также стабилизировать неустойчивость, возникающую при ЭЦР-нагреве. Для увеличения электронной температуры была снижена плотность плазмы до значений  $0.8 - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  частично за счет ослабления напуска газа в вакуумную камеру и частично за счет смещения начала ЭЦР-нагрева на более раннюю стадию разряда. Для стабилизации плазмы была создана схема питания электродов вихревого удержания, позволяющая ступенчато добавлять к базовому значению потенци-

ала на лимитерах дополнительный скачок в заданный момент времени. На графике диамагнитного сигнала (рис. 2.11) видно, что дополнительный потенциал, поданный на лимитеры в момент включения ЭЦР-нагрева, позволяет предотвратить полную потерю быстрых ионов.

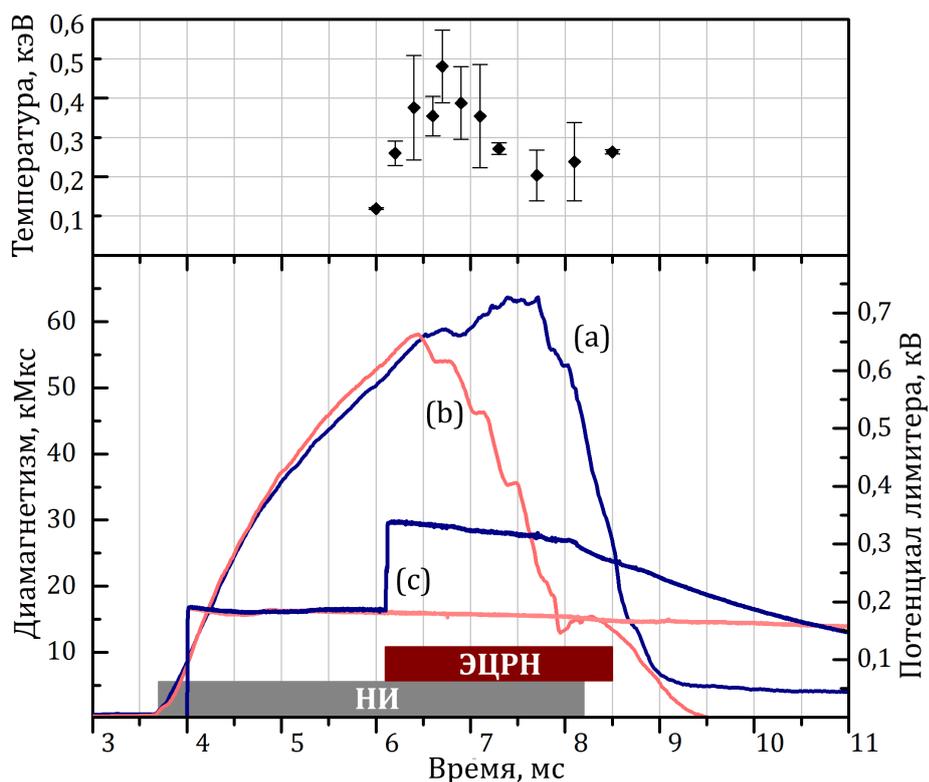


Рисунок 2.11 — Диамагнитный сигнал быстрых ионов в разряде с ЭЦР-нагревом и подачей дополнительного потенциала на лимитеры (а). Диамагнитный сигнал без дополнительного потенциала (б). Осциллограммы потенциала лимитера (с). Верхний график: динамика электронной температуры на оси установки во время ЭЦР-нагрева с дополнительным потенциалом.

По графику электронной температуры от времени (рис. 2.11) также видно, что дополнительный потенциал позволяет продлить стадию стабильного нагрева до 550 мкс. Однако, несмотря на то, что подавление неустойчивости больше не приводит к существенным потерям быстрых ионов, электронная температура на оси установки все же падает до уровня 250-300 эВ. Профили электронной температуры и плотности, измеренные в момент, когда температура достигает

своего пикового значения на оси ( $t = 6.7$  мс), показаны на рис. 2.12. По графику видно, что, аналогично предыдущему эксперименту, ЭЦР-нагрев происходит в относительно узкой приосевой области плазмы. При этом согласно данным томсоновского рассеяния, спектр энергии электронов близок к максвелловскому распределению.

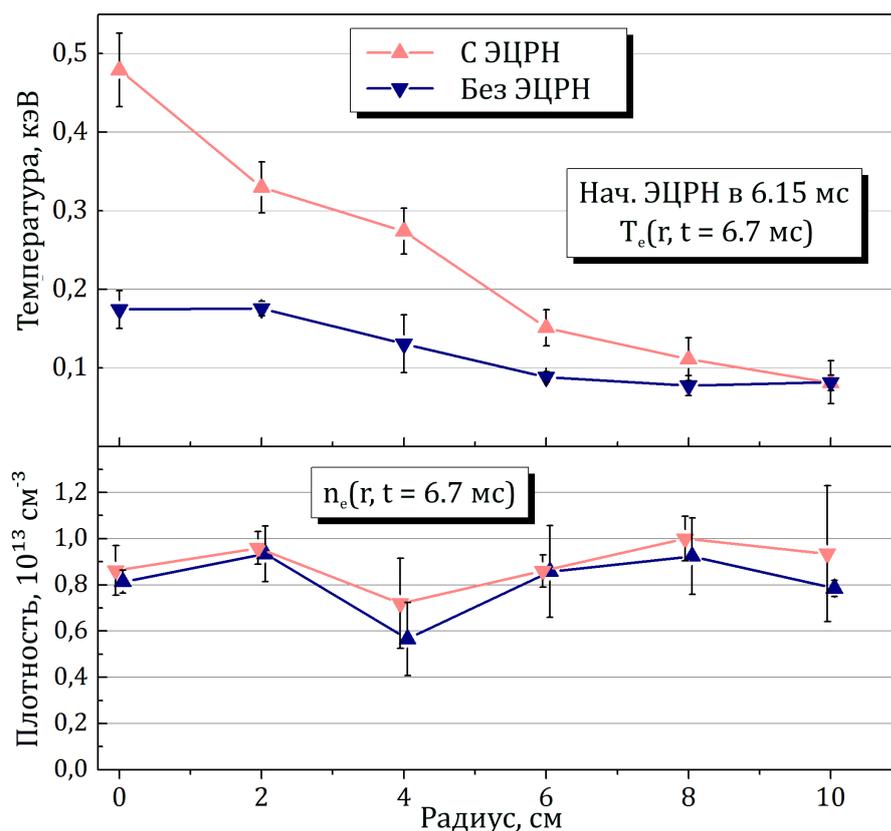


Рисунок 2.12 — Профили электронной температуры и плотности, измеренные в режиме с дополнительным ЭЦР-нагревом, сниженной плотностью плазмы и дополнительным потенциалом на лимитерах (красный). То же в режиме без ЭЦР-нагрева (синий). Профиль измерен до  $r = 10$  см.

Отличительной особенностью режимов с узким профилем нагрева плазмы являются аномалии сигнала детектора потока нейтронов. Детектор построен на основе сцинтиллятора и предназначен для регистрации продуктов D-D реакции в плазме [53]. В обычном режиме без дополнительного нагрева сигнал с данной диагностики строго привязан к диамагнитному сигналу быстрых ионов. Однако в режиме с СВЧ-нагревом практически в каждом разряде на сигнале наблюда-

ются короткие выбросы, по амплитуде превышающие сигнал, соответствующий обычному потоку нейтронов на 1-2 порядка. После проведения дополнительных экспериментов, в которых была предпринята попытка определить природу данных выбросов при помощи экранирования детектора листом свинца, можно заключить, что к выбросам приводят процессы в плазме, сопровождающие генерацией гамма-излучения с энергией фотона несколько сотен кэВ [70]. Наиболее вероятный механизм генерации – создание небольшой фракции перегретых электронов при ЭЦР-нагреве, излучающих при попадании на элементы вакуумной камеры. Выбросы (рис. 2.13) совпадают по времени с распадом пикированного профиля электронной температуры, а также происходят на стадии распада плазмы после выключения нейтральной инжекции и ЭЦР-нагрева.

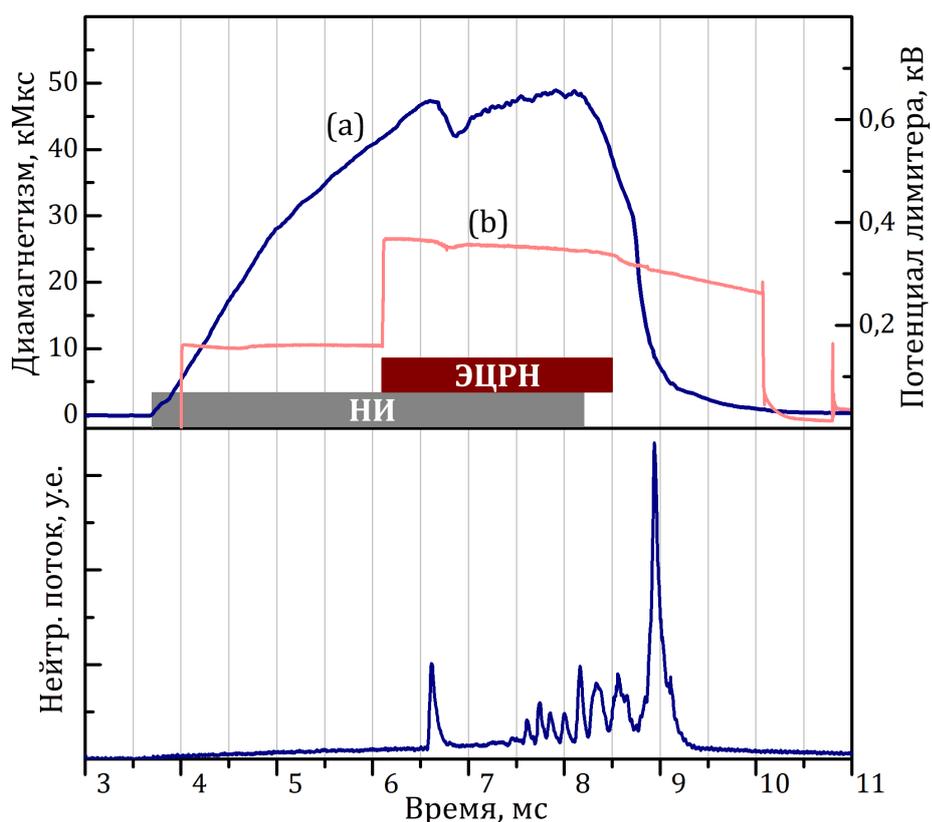


Рисунок 2.13 — Верхний график – диаманетизм быстрых ионов в режиме с ЭЦР-нагревом и пикированным профилем электронной температуры (а). Осциллограмма потенциала лимитера (b). Нижний график – сигнал детектора нейтронного потока с всплесками гамма-излучения.

В следующей серии экспериментов применялась альтернативная схема подачи потенциала на электроды вихревого удержания и исследовались ее преимущества для ЭЦР-нагрева плазмы [71]. Согласно стандартной схеме питания, для создания азимутального дрейфа на периферии плазмы на кольцевые лимитеры подается положительное смещение относительно заземленных центральных дисков плазмодриемника. Недостатком такого подключения является внесение крупного положительного электрода в область с относительно плотной плазмой, которая окружена заземленными металлическими элементами вакуумной камеры. При этом может возникать ситуация, когда некоторая часть тока, которая должна течь по плазме через магнитную пробку и попадать на торцевую пластину, закорачивается на близко расположенные элементы вакуумной камеры и приводит к десорбции нейтрального газа со стенок. Это может эффективно снижать температуру и увеличивать плотность плазмы на периферии, что особенно существенно в экспериментах с пониженным магнитным полем, в котором также происходит уширение вихревого слоя.

Альтернативная схема подключения состоит в том, что на торцевые пластины подается отрицательное смещение, а лимитеры заземляются. Однако, опыт предыдущих исследований показывает, что такая схема приводит к менее эффективному подавлению потерь за счет развития желобковых мод, что выражается в сниженном предельном давлении быстрых ионов и, в конечном счете, более низком энергосодержании плазмы, наблюдавшемся в обсуждаемых экспериментах. Причиной этому может служить как подавление проводимости между торцевой пластиной и плазмой, характерное для ГДЛ, так и возможная асимметрия силовых линий в области за магнитной пробкой.

Тем не менее, в настоящих экспериментах было показано, что подача потенциала на торцевую пластину позволяет достичь существенно более высоких пиковых значений электронной температуры, в том числе и за счет возможности осуществления устойчивого разряда с более низкой плотностью плазмы.

В последовательной серии из нескольких разрядов (были исключены только выстрелы, в которых не сработал один или более инжекторов) было получено среднее значение электронной температуры плазмы  $660 \pm 50$  эВ (рис. 2.14). Для получения результирующего значения, были усреднены спектры томсоновского рассеяния в данных выстрелах, а затем по стандартной методике рассчитано значение электронной температуры. Сценарий эксперимента соответствовал рис. 2.13 (за исключением подачи дополнительного потенциала и предотвращения распада плазмы), а измерение электронной температуры проводилось на оси установки в  $t = 6.7$  мс. Средняя плотность плазмы по данной серии выстрелов составила  $0.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При обработке спектров по отдельности можно было наблюдать значительные колебания значений электронной температуры в диапазоне 500-900 эВ, что отражено в планках погрешностей на рис. 2.14. При этом максимальное значение, полученное в отдельном выстреле, составило 940 эВ (внутренний график, рис. 2.14). Нужно заметить, что представленные значения электронной температуры были получены в максимально благоприятных условиях для ЭЦР-нагрева, подобранных экспериментально и, вероятно, весьма далеких от оптимальных условий для удержания быстрых ионов. Общая статистика выстрелов с высокой электронной температурой собрана в таб. 4.

Таблица 4 — Полная статистика разрядов с высокой электронной температурой плазмы в ГДЛ при дополнительном ЭЦР-нагреве.

Электронная температура (эВ)	Число разрядов
300-500	165
500-700	43
700-900	8
900-1100	3

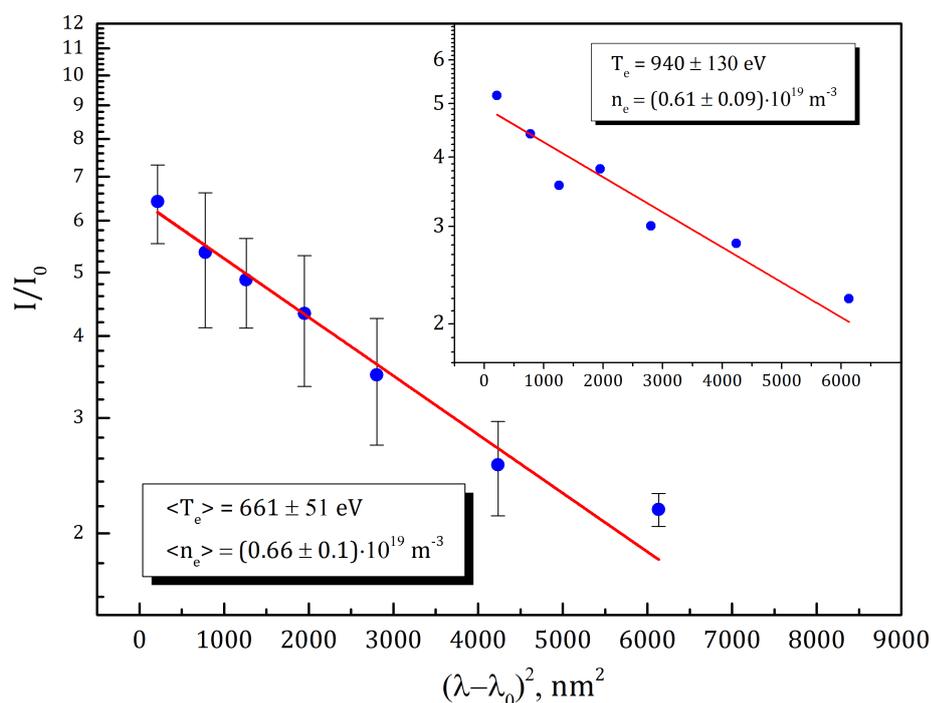


Рисунок 2.14 — Внешний график – спектр томсоновского рассеяния, усредненный по серии последовательных разрядов в режиме с ЭЦР-нагрева и подачей потенциала на торцевые пластины. Внутренний график – один из спектров, обработанный независимо.

### 2.3.2 Эксперименты с широким профилем поглощения СВЧ-мощности

В экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы в магнитной конфигурации (b) (рис. 2.8) наблюдается существенное отличие в отклике плазмы на вводимую СВЧ-мощность. Было обнаружено, что в этом случае ЭЦР-нагрев, при определенных условиях (снижении мощности до  $\sim 400$  кВт) не приводит к развитию неустойчивости. При этом из сигнала рассеянной СВЧ-мощности следует, что излучение по-прежнему поглощается в плазме. Стабильный разряд в условиях дополнительного нагрева позволил увеличить длительность работы гиротрона: во всех экспериментах данной серии ЭЦР-нагрев начинался на ранней стадии

работы нейтральной инжекции ( $t = 5$  мс) и заканчивался вместе с ее выключением ( $t = 8$  мс).

Первая серия экспериментов была проведена при плотности плазмы  $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и сниженной при помощи перестройки магнитного поля в резонаторе гиротронов мощности 420 кВт. Эксперименты были проведены с одноступенчатой системой питания электродов вихревого удержания, на лимитеры подавался положительный потенциал 200 В. Аналогично первой экспериментальной серии (Раздел 2.3.1) профиль электронной температуры измерялся в  $t = 8$  мс. Как видно из профиля (рис. 2.15), увеличение электронной температуры на оси установки относительно невелико и составляет 44%, а усредненное по нескольким выстрелам значение составляет 180 эВ.

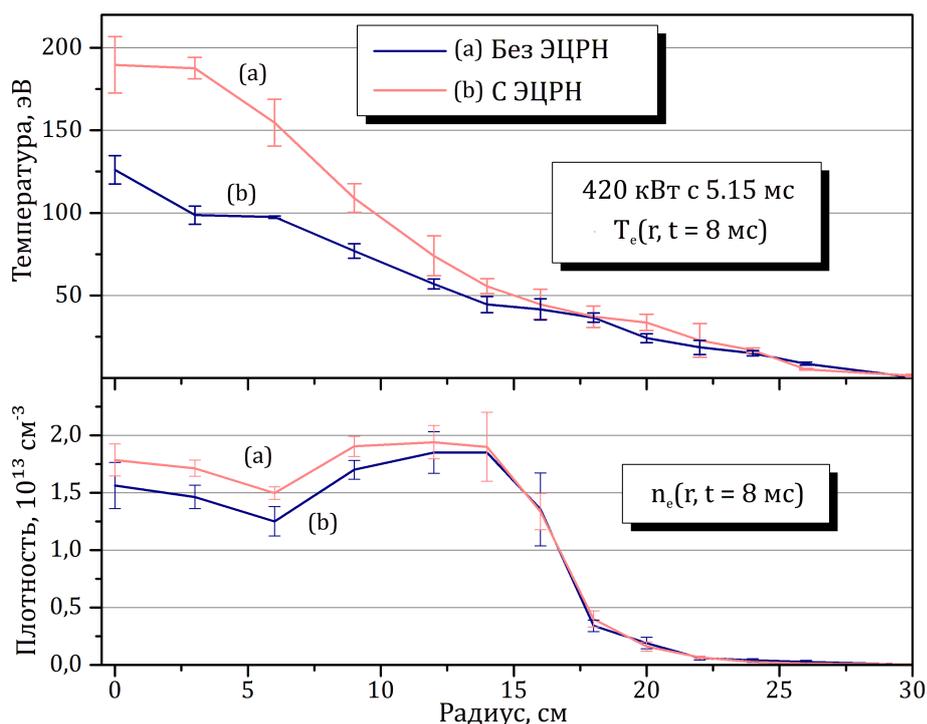


Рисунок 2.15 — Профили электронной температуры (верхний график) и плотности плазмы (нижний график) в режиме с дополнительным ЭЦР-нагревом в условиях широкого распределения поглощённой СВЧ-мощности (а). Соответствующие профили в режиме без дополнительного нагрева (б)

При этом сам профиль электронной температуры значительно отличается от профиля, полученного в экспериментах с локализованным поглощением СВЧ-мощности (рис. 2.10, 2.12): увеличение электронной температуры происходит во всем сечении плазменного столба, вплоть до  $r = 15$  см.

Как видно из рис. 2.16, в разряде с дополнительным ЭЦР-нагревом мощностью 420 кВт, наблюдается значительное (30%) увеличение диамагнитного сигнала быстрых ионов. При этом увеличение нейтронного потока D-D реакции составляет до 80%. Важно отметить, что в магнитной конфигурации (b) не наблюдается явлений, подобных вспышкам рентгеновского излучения в режиме с узким распределением поглощенной СВЧ-мощности.

Если принять для оценки, что увеличение диамагнитного сигнала быстрых ионов соответствует пропорциональному увеличению их плотности в точках остановок, а полная функция распределения меняется незначительно, то увеличение интенсивности D-D реакции оказывается пропорциональным изменению диамагнитного сигнала, возведенному в квадрат. Данная оценка с достаточной точностью соответствует наблюдаемым в эксперименте изменениям диамагнитного сигнала и нейтронного потока. Отсюда можно сделать окончательный вывод о том, что в разрядах в магнитной конфигурации (b) действительно происходит нагрев электронной компоненты плазмы, оказывающий существенное влияние на энергетическое время удержания быстрых ионов.

Для следующей экспериментальной кампании в магнитной конфигурации (b) был выбран режим с повышенной плотностью плазмы, достигающей  $1.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Увеличение плотности позволило осуществить стабильный разряд с полной мощностью 700 кВт. Несмотря на увеличенную мощность гиротронов, среднее увеличение диамагнитного сигнала при ЭЦР-нагреве составило 26% (рис. 2.17). Электронная температура достигала значений 250-270 эВ, измеренных в конце разряда ( $t = 8$  мс).

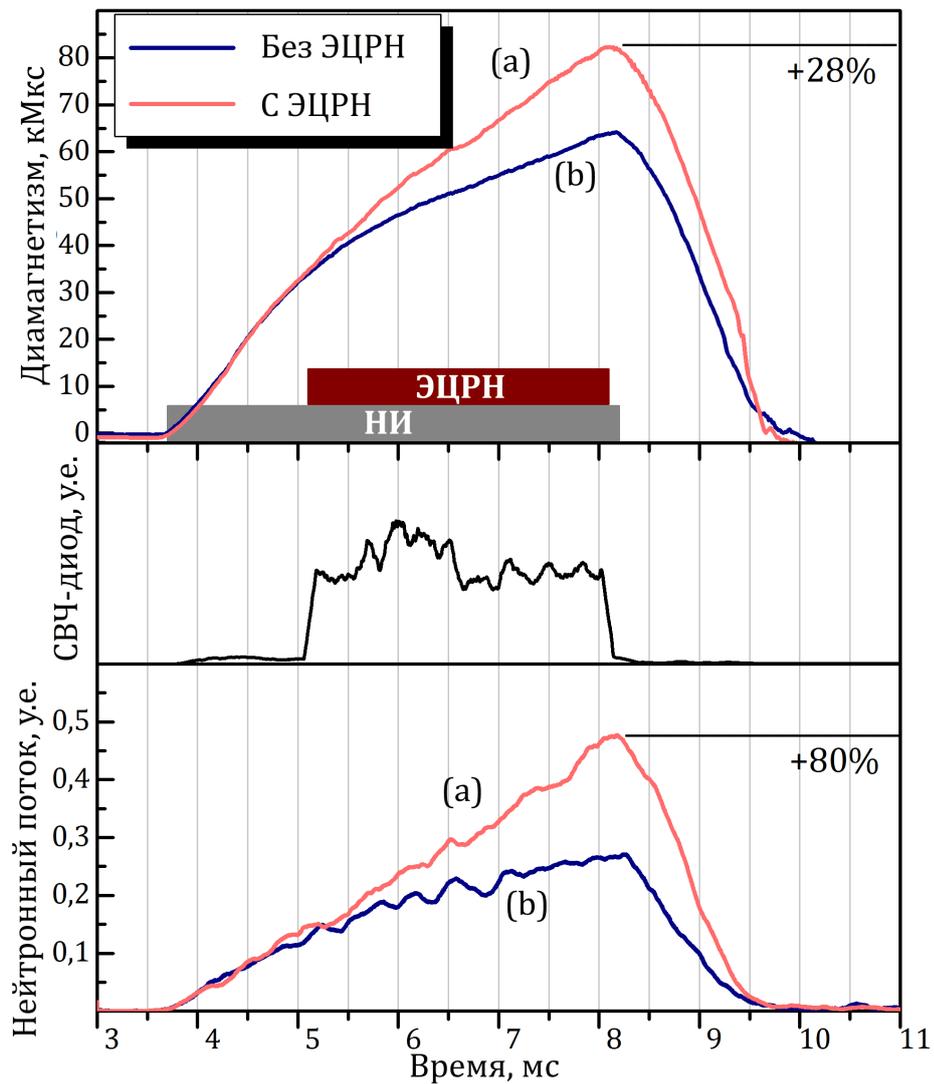


Рисунок 2.16 — Диамagnetный сигнал быстрых ионов в разряде с дополнительным ЭЦР-нагревом (верхний график) в условиях широкого распределения поглощения СВЧ-мощности (а) и без дополнительного нагрева (б). Сигнал детектора рассеянного излучения (средний график). Сигнал датчика потока нейтронов D-D реакции (нижний график) в случае с дополнительным нагревом (а) и без него (б).

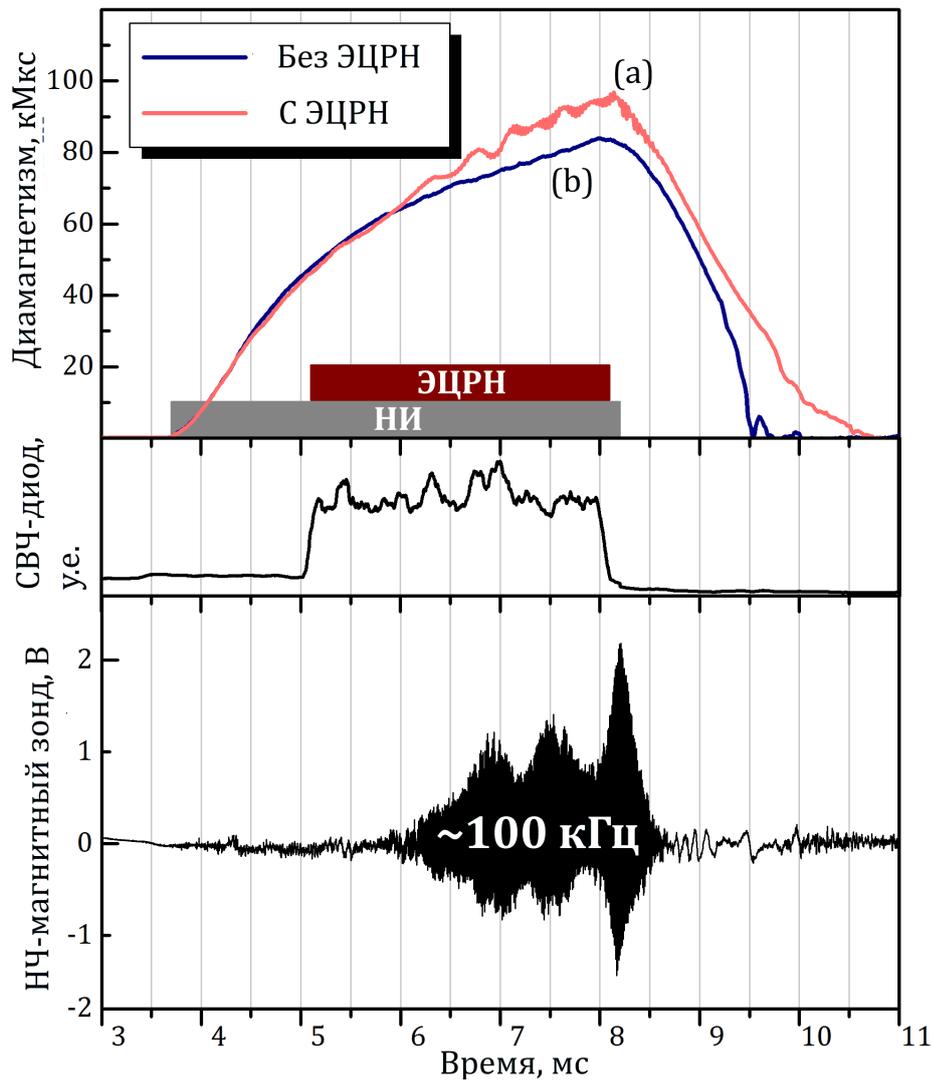


Рисунок 2.17 — Диамагнитные сигналы быстрых ионов в разряде с дополнительным ЭЦР-нагревом (а) и без него (b) в режиме с повышенной плотностью плазмы (верхний график). Сигнал детектора рассеянного излучения (средний график). Сигнал высокочастотного магнитного зонда (нижний график).

Нужно заметить, что применение ЭЦР-нагрева позволило достичь диамагнитного сигнала быстрых ионов, характерного для лучших разрядов в стандартной магнитной конфигурации ГДЛ с увеличенным на 23% магнитным полем. Сниженное магнитное поле, однако, не позволяет достичь высоких значений  $\beta=60\%$  за счет увеличенного ларморовского радиуса быстрых ионов и менее сфокусированного их распределения в радиальном направлении в области точек остановок. Измерения магнитного поля при помощи динамического эффек-

та Штарка (MSE-диагностики) [72] показали, что максимальное значение  $\beta$  в данной экспериментальной кампании составило около 30%.

Другой характерной особенностью экспериментов с повышенной плотностью и широким распределением поглощенной мощности являются осцилляции диамагнитного сигнала (рис. 2.17), более детально детектируемые при помощи набора высокочастотных магнитных зондов [51] (рис. 2.17, нижний график). Данные осцилляции были идентифицированы как глобальная акустическая мода с частотой около 100 кГц [73]. Согласно измерениям, продольная длина волны данных колебаний сопоставима с длиной ловушки, а азимутальный спектр содержит только низшую гармонику. В разрядах без ЭЦР-нагрева данные колебания не достигают значительной амплитуды, а при возбуждении другими колебаниями, например, альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивостью быстро затухают в течении 4-5 периодов колебаний [51]. Однако в разрядах с ЭЦР-нагревом амплитуда данных колебаний в несколько раз выше и приводит к заметным колебаниям (до 5%) диамагнитного сигнала быстрых ионов в течении всего СВЧ-импульса в режиме с широким профилем поглощения мощности.

## Глава 3. Обсуждение результатов экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы

### 3.1 Режимы с узким профилем поглощения СВЧ-мощности

Одним из ключевых результатов, полученных в рамках первой экспериментальной кампании (раздел 2.2) и воспроизведенным в последующих экспериментах, является неожиданно большое увеличение электронной температуры плазмы при дополнительном ЭЦР-нагреве, резко расходящееся с первоначальными расчетами и оценками. Измерения профилей электронной температуры показали, что при определенной конфигурации магнитного поля в области ЭЦР-резонанса, происходит локализованный нагрев приосевой области плазмы. При этом, вообще говоря, возможно многократное увеличение удельной мощности СВЧ-нагрева, зависящее от конкретного размера локализованной области. При этом, предполагается, что продольные потери по-прежнему соответствуют газодинамическому течению и значительно превосходят поперечный транспорт.

В общем случае решение такой задачи предполагает осуществление динамического двумерного численного расчета профилей плазмы и соответствующего трехмерного расчета распространения волнового пучка, позволяющих учесть нестационарность разряда в ГДЛ и проиллюстрированную ранее (раздел 2.2) положительную обратную связь между локальной температурой плазмы и поглощаемой мощностью. К сожалению, такой расчет явно выходит за рамки данной работы. Однако, ниже будет показано, что наблюдаемое в эксперименте увеличение электронной температуры можно объяснить при помощи упрощенного анализа, использующего экспериментальные профили, приведенные в разделе 2.3.1.

Численный расчет распределения мощности, передаваемой плазме за счет торможения быстрых ионов был проведен средствами пакета ITCS с модулем MCFIT – трехмерным кодом для расчета транспорта быстрых ионов методом Монте-Карло, разработанным специально для ГДЛ и аналогичных магнитных конфигураций [74]. Были использованы распределения электронной температуры и плотности, показанные на 2.12, в двух случаях – для режима с дополнительным ЭЦР-нагревом и без него. Так как данные профили являются неполными (часть профиля с  $r > 10$  см не была измерена), они были продолжены профилями, измеренными в другой экспериментальной кампании. Это является вполне допустимым, если учесть, что основное отличие в профилях лежит в области  $r < 7$  см. При данных расчетах учитывалась реальная конфигурация системы атомарной инжекции, а также другие особенности разряда в ГДЛ. Для реалистичного моделирования нестационарного процесса накопления быстрых ионов в ловушке было сделано несколько упрощений: профиль плотности мишенной плазмы считался фиксированным в течении всего разряда; профиль электронной температуры моделировался как линейно растущий во времени до включения ЭЦР-нагрева, а после включения оставался фиксированным. Временная зависимость мощности нейтральной инжекции была измерена в эксперименте и была прямо подставлена в код MCFIT. Как будет показано далее, данные упрощения позволяют достаточно точно воспроизвести ход диамагнитного сигнала быстрых ионов, измеренного в эксперименте.

Расчетные радиальные профили мощности, передаваемой фоновой плазме за счет торможения быстрых ионов (мощность «дрэга») показаны на рис. 3.1. Профили показаны для момента времени  $t = 6.7$  мс, в который были измерены соответствующие профили температуры и плотности. Прежде всего, следует заметить, что интегральное значение мощности дрэга невелико: при захваченной в плазме мощности в 1.4 МВт на нагрев электронной компоненты идет всего лишь 0.65 МВт. Расхождение частично объясняется нестационарностью разряда: оцененная по росту диамагнитного сигнала (рис. 2.9) мощность, идущая на

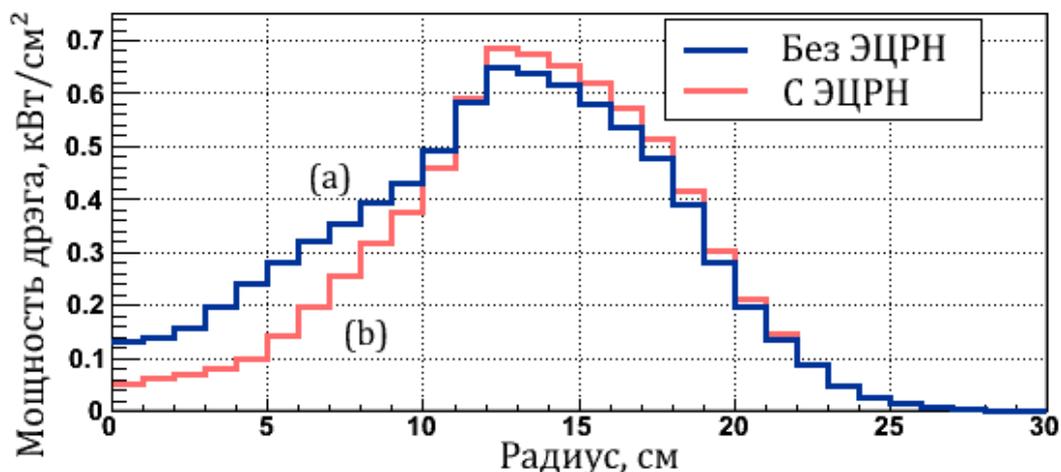


Рисунок 3.1 — Радиальные профили мощности, передаваемой фоновой плазме за счет торможения быстрых ионов в режиме без дополнительного нагрева (а) и с дополнительным нагревом в случае узкого профиля поглощения мощности (б). Профили получены интегрированием вдоль силовой трубки.

увеличение энергосодержания быстрых ионов, составляет  $\sim 0.4$  МВт. Остающаяся разница в  $\sim 0.35$  МВт, вероятно, объясняется неточностью определения профиля плотности на периферии фоновой плазмы.

Несмотря на имеющееся расхождение, профиль джега позволяет качественно проанализировать результаты эксперимента по ЭЦР нагреву. Как видно из графика (рис. 3.1), около 85% мощности выделяется в периферийной плазме с  $r > 10$  см из-за низкой температуры электронов в этой области и повышенной плотности, т. к.  $P_{drag} \sim n_e/T_e^{3/2}$ . Повышенная плотность на периферии объясняется, прежде всего, способом подпитки плазмы веществом (как за счет напуска газа на периферию, так и побочным газовыделением с лимитеров), а также обусловлена скоростью потерь частиц вдоль силовых линий, пропорциональной тепловой скорости ионов фоновой плазмы.

Для расчета распределения поглощенной СВЧ-мощности в плазме были использованы продолженные профили электронной температуры и плотности для режима с ЭЦР нагревом. Расчет производился трехмерным геометрическим кодом (Раздел 2.3). Расчетные траектории парциальных лучей микро-

волнового пучка в плазме показаны на рис. 2.8, а соответствующие радиальные профили поглощенной мощности на рис. 3.2.

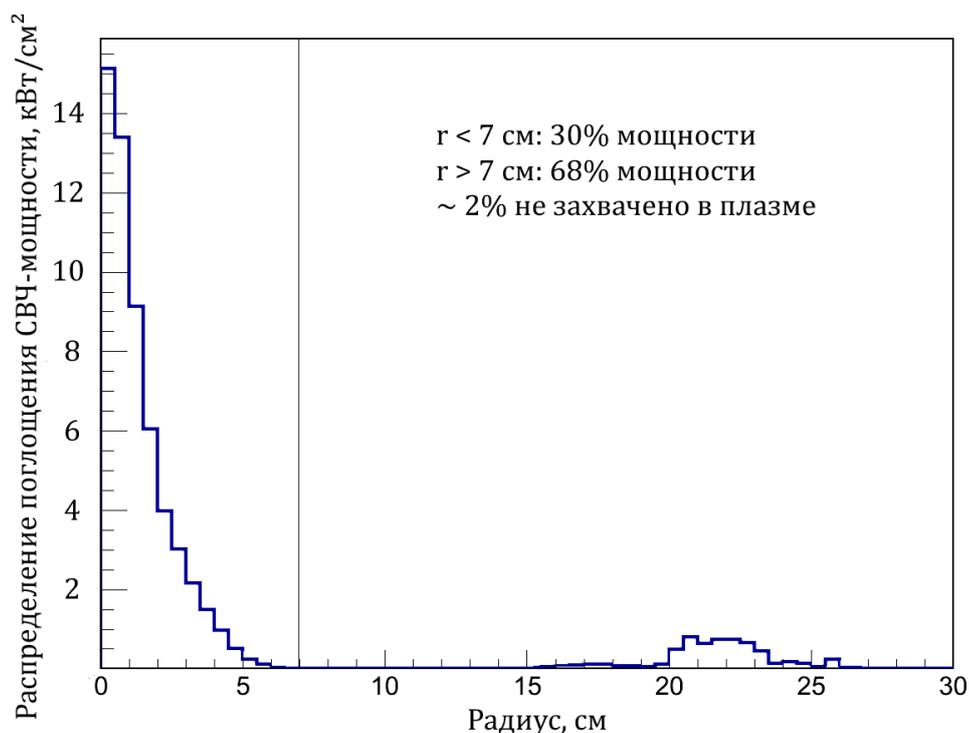


Рисунок 3.2 — Радиальное распределение поглощенной в плазме СВЧ-мощности, рассчитанное для профиля с узким нагревом (рис.).

Мощность проинтегрирована вдоль силовой трубки.

Можно выделить две области, в которых происходит основное поглощение мощности. Около 68% мощности поглощается в далекой периферии плазмы  $r > 20$  см, прямо проецирующейся на лимитер. Отсюда следует, что большая часть мощности (а также около 2% мощности, не захваченной в плазме) не оказывает влияния на энергобаланс, т.к. время удержания энергии в периферийной области плазмы много меньше времени газодинамических потерь. Согласно расчету, остальные 30% или 210 кВт мощности поглощаются в узкой приосевой области  $r < 7$  см. Однако, если сравнить это значение с мощностью дрэга в этой же области плазмы - 20 кВт (интеграл для области  $0 < r < 7$  см от профиля с ЭЦР нагревом на рис. 3.1), то можно заключить, что ЭЦР нагрев является доминирующим механизмом нагрева. Появление двух отделенных промежутком обла-

стей поглощения мощности можно объяснить следующим образом. Как видно из рис. 2.8 (правая панель), часть лучей, которыми моделируется микроволновый пучок, поглощается на первом проходе «перегретой» приосевой областью плазмы и не достигают противоположной ее границы, как это ожидалось в работе [57]. Механизм такого перехвата обсуждался в 2.2. Вторая группа геометрооптических лучей проходит ось установки и, отражаясь от внутренней границы, поглощается в другой области поверхности ЭЦ-резонанса, что и объясняет пространственное разделение поглощения излучения.

Подобно оценке 2.1 в разделе 2.2, запишем газодинамический энергобаланс для выбранной (вообще говоря, произвольно) области с  $r < 7$  см для случая с дополнительным ЭЦР нагревом и без него:

$$\frac{T_e^{ECH}}{T_e^{NBI}} = \left( \frac{P^{ECH}}{P^{NBI}} \right)^{2/3} \quad (3.1)$$

Для рассматриваемой области  $P^{ECH} = 210$  кВт + 20 кВт, а  $P^{NBI} = 40$  кВт, откуда расчетное отношение  $T_e^{ECH}/T_e^{NBI}$  составляет  $\sim 3$ , что согласуется с экспериментальным отношением значений электронной температуры на оси установки  $T_e^{ECH}/T_e^{NBI} = 480$  эВ/180 эВ  $\approx 2.6$  для профилей на рис. 2.12. Достаточно хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетом позволяет заключить, что, несмотря на очевидное присутствие неустойчивостей в плазме при ЭЦР нагреве и дополнительном потенциале на лимитерах (рис. 2.9), сохраняется газодинамический механизм потерь плазмы вдоль силовых линий. Однако, нужно заметить, что в приосевой области может присутствовать дополнительный поперечный транспорт, вызванный огромным градиентом температуры за счет пикированного профиля ЭЦР-нагрева. Это подтверждается тем фактом, что при сужении выбранной для оценки области плазмы скэйлинг 3.1 начинает показывать многократное расхождение с данными эксперимента. Например, если рассмотреть энергобаланс для дифференциально малой силовой трубки на оси установки, то профиль нагрева предсказывает увеличение элек-

тронной температуры в 20 раз – до 3.6 кэВ. В таких условиях естественно ожидать появления дополнительных (по отношению к кулоновским) поперечных транспортных процессов, эффективно приводящих к сглаживанию градиента температуры и приводящих к более пологому (по сравнению с профилем поглощенной СВЧ-мощности) профилю электронной температуры, наблюдаемому в эксперименте.

Другим требующим специального объяснения фактом, относящимся к экспериментам с ЭЦР-нагревом и узким профилем поглощения мощности, является устойчивость плазмы относительно возбуждения мод желобковой неустойчивости. Отражением пикированного радиального профиля электронной температуры с характерным радиусом  $r = 5$  см является соответствующий профиль амбиполярного потенциала. В этих условиях внутри стабильной центральной области плазмы, защищаемой от желобковых мод периферийной областью с дифференциальным вращением, вероятно, появляется дополнительный слой дифференциального вращения, способный приводить к нарушению работы вихревой стабилизации. Попытка подстроить последнюю к плазме с повышенной температурой путем повышения потенциала на периферии была успешной только отчасти. Как следует из диамагнитного сигнала быстрых ионов, дополнительный потенциал действительно предотвращает распад плазмы, наблюдавшийся в первых экспериментах (раздел 2.2). Однако при этом рост электронной температуры на оси установки продолжается лишь первые 0.6 мс ЭЦР-нагрева (рис. 2.11), после чего следует ее спад. Нужно заметить, что увеличенный поперечный транспорт в центральной области плазмы является на данный момент наиболее вероятным объяснением, требующим, однако, детальной проверки при помощи новых диагностических инструментов.

### 3.2 Режимы с широким профилем поглощения СВЧ-мощности

Для моделирования экспериментов с широким распределением поглощенной мощности были использованы профили электронной температуры и плотности фоновой плазмы, показанные на рис. 2.15. Целью данного расчета ставилось оценить эффект от ЭЦР нагрева на энергетическое время жизни быстрых ионов. На рис. 3.3 показана временная зависимость диамагнитного сигнала быстрых ионов, рассчитанная при помощи MCFIT.

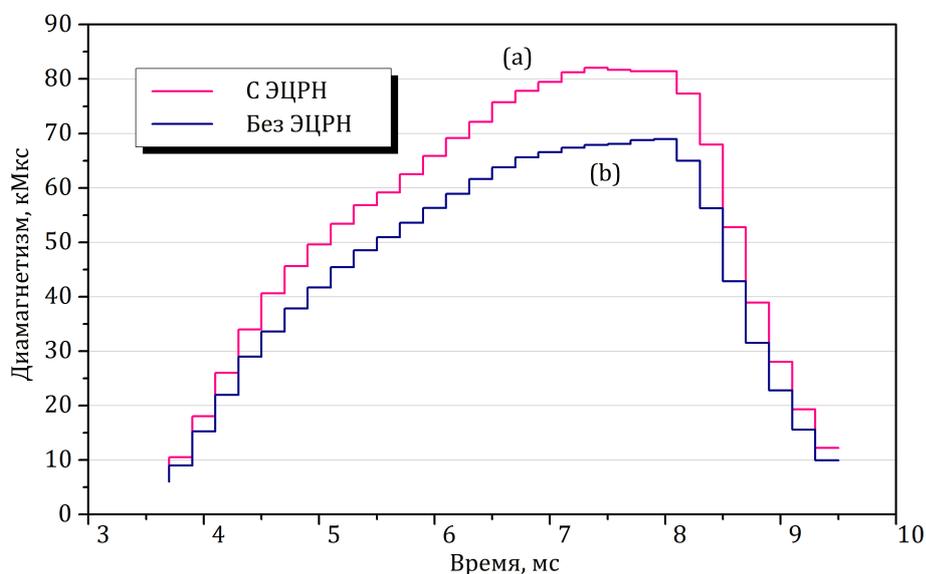


Рисунок 3.3 — Зависимости диамагнитного сигнала быстрых ионов от времени, рассчитанные для профилей, соответствующих режимам с дополнительным ЭЦР нагревом (a) и без него (b).

Как динамика, так и абсолютные значения диамагнитного сигнала хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис. 2.16). Расчетное увеличение энергосодержания быстрых ионов составило 20%, что ниже значения 28%, наблюдаемого в эксперименте. Соответствующее увеличение энергетического времени жизни быстрых ионов можно оценить по формуле  $\tau_h = W/P$ , где  $W$  — энергосодержание быстрых ионов, а  $P$  — мощность дрезга. В итоге, увеличение  $\tau_h$  согласно расчету составило 20%: с  $\tau_h = 1$  мс до  $\tau_h = 1.2$  мс. Однако, если при-

нать во внимание указанное выше превышение экспериментально измеренного энергосодержания ионов над расчетным, то можно оценить окончательное увеличение энергетического времени жизни быстрых ионов как  $\sim 30\%$ . Профиль поглощенной СВЧ-мощности, рассчитанный по профилю электронной температуры на рис. 2.15 (с ЭЦР нагревом), показан на рис. 3.4. Сравнение с распределением на рис. 3.2, наглядно демонстрирует, что в данном эксперименте СВЧ-мощность достигает более широкой области плазмы, вплоть до  $r = 12$  см.

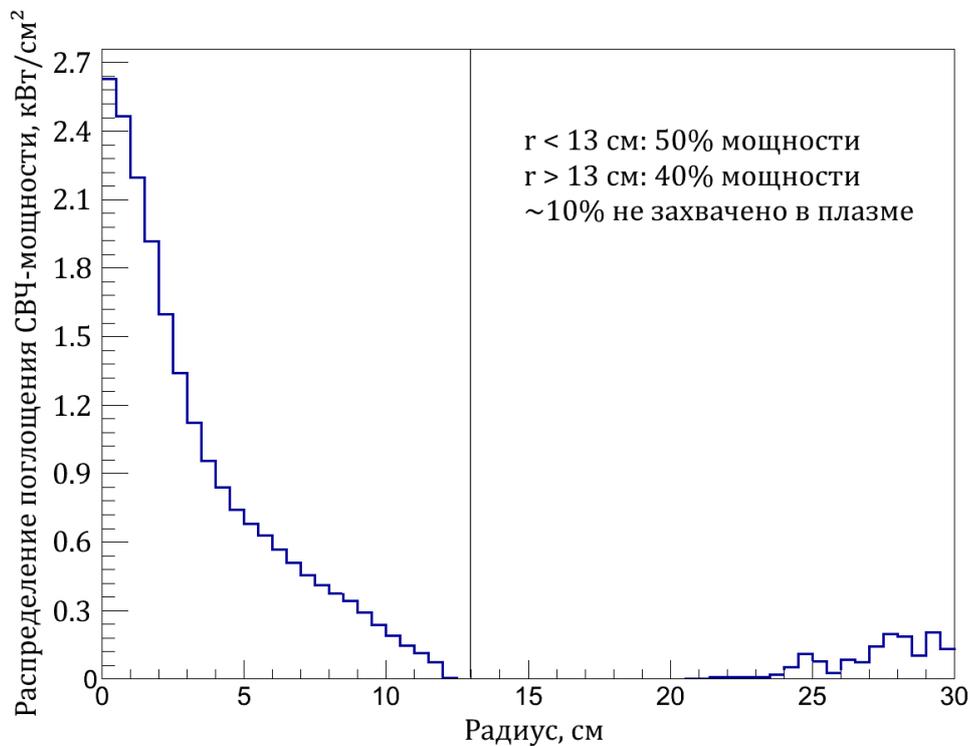


Рисунок 3.4 — Распределение поглощенной в плазме СВЧ-мощности в условиях, соответствующих широкому профилю нагрева. Мощность СВЧ-нагрева в данном эксперименте составила 420 кВт.

Мощность, поглощенная в области  $r < 13$  см составила 210 кВт – 50% от направленной в плазму. Мощность дрега для этой же области составила 590 кВт для разряда без дополнительного нагрева и снижается на 10% при его включении. Применяя газодинамический скэйлинг для двух сравниваемых режимов, получаем  $T_e^{ECH}/T_e^{NBI} \approx 1.33$ , что также достаточно близко к экспериментально измеренному значению  $T_e^{ECH}/T_e^{NBI} = 180 \text{ эВ}/125 \text{ эВ} \approx 1.42$ . Замечание относи-

тельно области интегрирования, сделанное в предыдущем разделе для такого типа оценок, конечно, справедливо и в этом случае. Поэтому, даже в условиях относительно стабильного разряда с широким профилем поглощения мощности, для объяснения расхождения профиля ЭЦР-нагрева и профиля электронной температуры требуется ввести в рассмотрение дополнительный механизм сглаживания профиля нагрева.

## Глава 4. Эксперименты с созданием плазмы при помощи СВЧ-пробоя

Инициация плазменного разряда при помощи волн микроволнового диапазона была опробована во многих крупных открытых ловушках, таких как ТМХ-У [75], Phaedrus [76], Тага [77], ОГРА-4 [78] и других. Наиболее актуальное экспериментальное исследование было проведено на установке ГАММА-10 [79]: для пробоя газа и последующего накопления плазмы использовалась система ЭЦР нагрева в центральном соленоиде установки мощностью до 500 кВт. После накопления плазмы достаточной плотности включалась система ИЦР нагрева и поддерживала разряд далее. В работе [79] было показано, что старт разряда при помощи СВЧ-излучения приводит к разряду с параметрами, аналогичными параметрам при стандартном сценарии с осевой инжекцией плазмы из двух торцевых плазменных пушек. Единственным отличием является то, создание начальной плазмы при помощи СВЧ-излучения затягивает переход к стационарным условиям на 10-15 мс. Также следует заметить, что в эксперименте не было обнаружено влияния на процесс генерации начальной плазмы поляризации, угла наклона луча и вводимой мощности.

Ниже исследуется аналогичный сценарий генерации мишенной плазмы, который был обнаружен в процессе экспериментов по ЭЦР-нагреву на установке ГДЛ.

### 4.1 СВЧ-пробой газа и характеристики начальной плазмы

Как будет отмечено далее, мощность системы ЭЦР-нагрева ГДЛ значительно превышает мощность, необходимую для полной ионизации газа, через

который проходит луч гиротрона в области ЭЦ-резонанса. Поэтому задача создания начальной плазмы сводится к накоплению и поддержанию плазмы с достаточной плотностью и радиальным профилем, совместимым с существующей системой нейтральной инжекции.

Было обнаружено, что каждая из линий ЭЦР нагрева способна произвести ионизацию газа и позволяет накопить плазму достаточной плотности. Однако, для упрощения анализа результатов, эксперименты проводились только с одной линией мощностью 400 кВт. Конфигурация магнитного поля выбрана таким образом, что луч (без учета преломления) пересекает поверхность циклотронного резонанса приблизительно на оси установки. Несмотря на то, что данная конфигурация лишь незначительно отличается от конфигурации, соответствующей локализованному нагреву в экспериментах, описанных выше, исследования режимов с генерацией плазмы и ее нагрева на стадии с нейтральной инжекцией при помощи СВЧ не проводилось (по техническим причинам).

Аналогично стандартной последовательности в режиме с плазменной пушкой, в вакуумную камеру предварительно напускается нейтральный газ в течение импульса длительностью 10 мс. На рис. 4.1 представлен сценарий эксперимента с СВЧ-пробоем.

Согласно осциллограмме линейной плотности плазмы, генерируемой при помощи СВЧ и сигналу рассеянного излучения (рис. 4.2), в течение 100-300 мкс после начала работы гиротрона наблюдается слабое поглощение СВЧ-мощности. После этого происходит рост оптической толщины плазмы для СВЧ-луча, идентифицируемый по резкому падению сигнала рассеянного излучения. Следующие  $\sim 100$  мкс линейная плотность остается ниже уровня шумов дисперсионного интерферометра, после чего начинается ее линейный рост. Спустя 1-2 мс линейная плотность плазмы достигает уровня насыщения. После выключения гиротрона и при отсутствии нейтральной инжекции накопленная плазма начинает распадаться с характерным временем 3-5 мс.

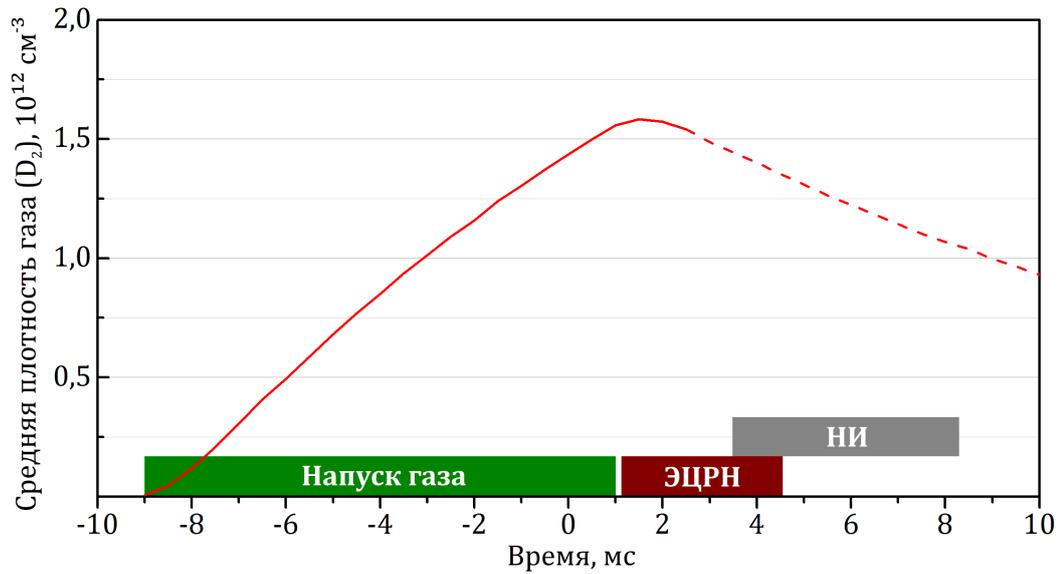


Рисунок 4.1 — Сценарий эксперимента с генерацией начальной плазменной мишени при помощи СВЧ-излучения.

Наибольший объем информации о генерируемой при помощи СВЧ плазмой был получен при помощи дисперсионного интерферометра. Попытки измерить профиль плазмы в периферийной области при помощи тройного зонда были успешными только частично: при движении к оси установки уже на расстоянии  $r = 16$  см (по центральной плоскости), значение электронной температуры, измеренное зондом, достигало  $\sim 100$  эВ. Впоследствии выяснилось, что помещение зонда в неожиданно горячую периферийную плазму привело к его оплавлению.

Значения электронной температуры, получаемые при помощи томсоновского рассеяния на стадии насыщения линейной плотности отличаются большими флуктуациями, вызванными ограниченным разрешением данной диагностики, а также возможными неустойчивостями, возникающими в плазме. Единственным надежным фактом, следующим из данных ТР, является то, что локальная плотность плазмы, измеренная в точках  $r = 0, 3$  и  $6$  см, не превышает  $3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Также было обнаружено, что подача потенциала на лимитеры приводит к падению линейной плотности плазмы. Подача положительного потенциала

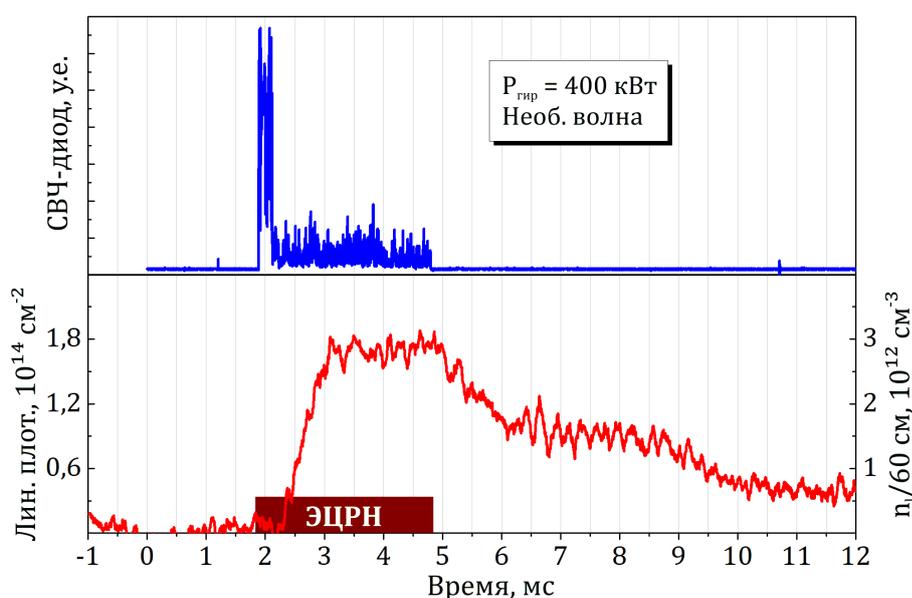


Рисунок 4.2 — Сигнал рассеянного СВЧ-излучения (верхний) и линейная плотность плазмы (нижний) в при СВЧ-пробое газа

значением 360 В на стадии насыщения линейной плотности плазмы приводит к ее падению с характерным временем  $\sim 2$  мс. С точки зрения последующего анализа результатов экспериментов, следует заметить, что невозможность применения вихревой стабилизации позволяет заведомо предположить развитие желобковой неустойчивости и существенный поперечный перенос в генерируемой таким способом плазме.

Диаманитный сигнал плазмы, генерируемой при помощи СВЧ, в несколько раз ниже типичного уровня шумов этой диагностики и на два порядка ниже типичных значений для разрядов с нейтральной инжекцией. Тем не менее, путем набора большой статистики, можно вычислить усредненные по серии разрядов значения диаманетизма (рис. 4.3).

Можно заметить существенное отличие этих двух сигналов, что говорит об анизотропии функции распределения компонент плазмы. Произведем оценку средней энергии электронов плазмы, предполагая, что именно они дают основной вклад в диаманитные сигналы. Прежде всего, заметим, что измеренные значения линейной плотности не слишком сильно отличаются от таковых в режимах с нейтральной инжекцией, однако данные томсоновского рассеяния

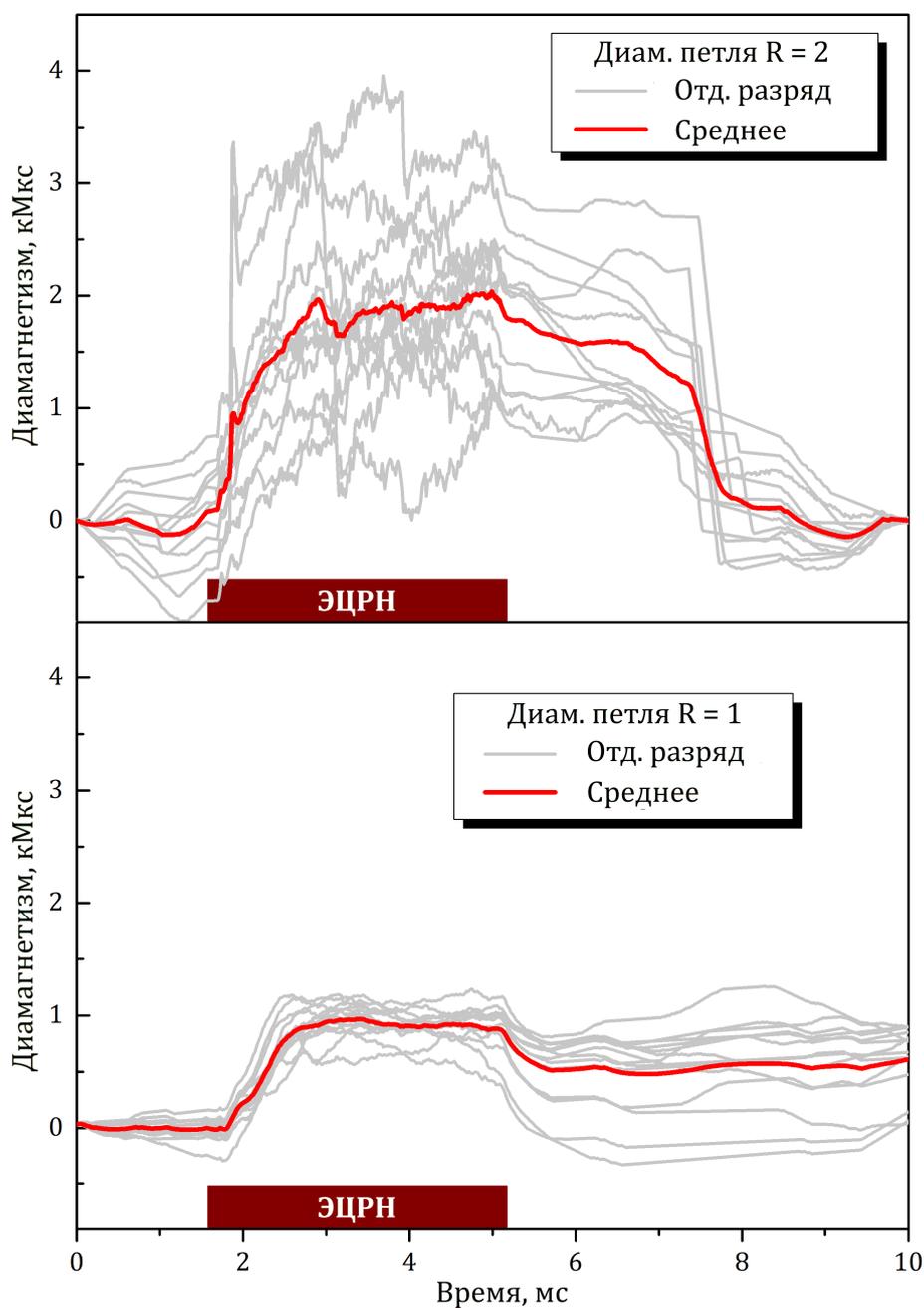


Рисунок 4.3 — Диамagnetные сигналы создаваемой при помощи СВЧ-излучения плазмы. На верхнем и нижнем графиках показаны сигналы, измеренные при помощи диамagnetных петель, находящие в точках с пробочным отношением  $R = 2$  и  $R = 1$ , соответственно. Серым показаны сигналы в индивидуальных разрядах, черным — усредненные. Режим разряда соответствует линейной плотности на стадии насыщения  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

накладывают довольно сильное ограничение на плотность начальной плазмы. Для того, чтобы данные этих двух диагностик согласовались, нужно предположить, что диаметр начальной плазмы значительно больше обычной ширины профиля плотности плазмы в разряде с нейтральной инжекцией, ограниченной внутренним диаметром лимитеров. Однако если предположить, что распределение электронов анизотропно и их область удержания ограничена в продольном направлении поверхностями ЭЦР-резонанса, как было показано в экспериментах на установке ОГРА-4 [78], то следующим «ограничителем» такой плазмы становится сама диамагнитная петля с внутренним диаметром 60 см. Разумно, в качестве оценки, принять за диаметр начальной плазмы именно это значение. Таким образом, поперечную энергию электронов в центральной плоскости можно оценить как:

$$\varepsilon_{\perp} \approx \frac{B\Delta\Phi}{\mu_0 S n} \approx 20eV, \quad (4.1)$$

где  $\Delta\Phi$  и  $B$  - диамагнитный поток и напряженность вакуумного магнитного поля в центральной плоскости, соответственно, а  $S$  - площадь сечения плазмы.

Если воспользоваться предположением об адиабатическом удержании электронов, то можно окончательно оценить их полную энергию:

$$\varepsilon \approx \varepsilon_{\perp} \frac{1.95T}{0.35T} \approx 110eV \quad (4.2)$$

В следующей серии экспериментов было исследовано влияние вводимой мощности гиротрона на процесс генерации начальной плазмы. Как следует из рис. 4.4, осциллограммы линейной плотности плазмы практически не отличаются при значениях мощности свыше 150 кВт.

При снижении мощности ниже этого значения постепенно начинает спадать как уровень насыщения плотности, так и скорость ее нарастания. Отметим, однако, что длительность и задержка фазы линейного роста при этом не

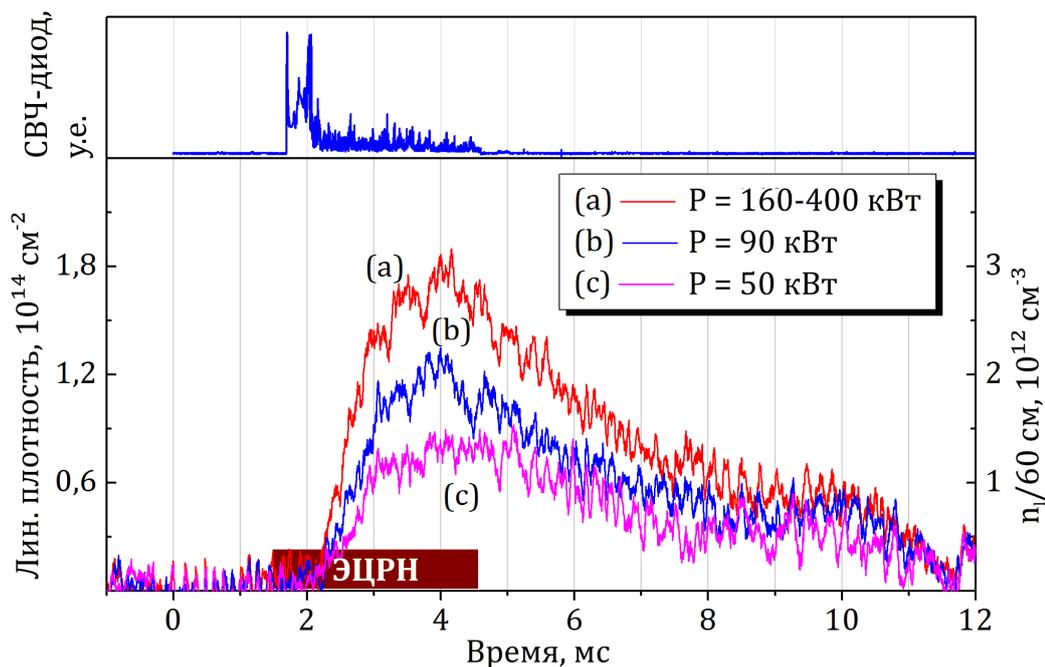


Рисунок 4.4 — Линейная плотность начальной плазмы в разрядах с варьируемой мощностью гиротрона (нижний). Сигнал рассеянного излучения (верхний).

изменяются. Уровень рассеянного излучения меняется пропорционально мощности СВЧ-луча, независимо от того, превышает она пороговое значение или нет. Соответствующая данным разрядом концентрация (молекулярная) начального газа составляла  $1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Также была проведена серия разрядов, в которых изменялось положение поверхности циклотронного резонанса (рис. 4.5). В случае, когда ток в конусной катушке достаточно мал (рис. 4.5, слева), луч вообще не пересекает поверхность ЭЦ-резонанса. В этом случае не наблюдается роста линейной плотности выше уровня шумов. Данный экспериментальный факт подтверждает гипотезу о резонансном характере разряда, для которого существенно поглощение мощности на первом проходе СВЧ-пучком основного циклотронного резонанса.

Смещение поверхности ЭЦ-резонанса от магнитной пробки (рис. 4.5, центральная и правая панели) не влияет на рост линейной плотности. Однако, при попадании луча на периферию происходит рост сигнала рентгеновского излуче-

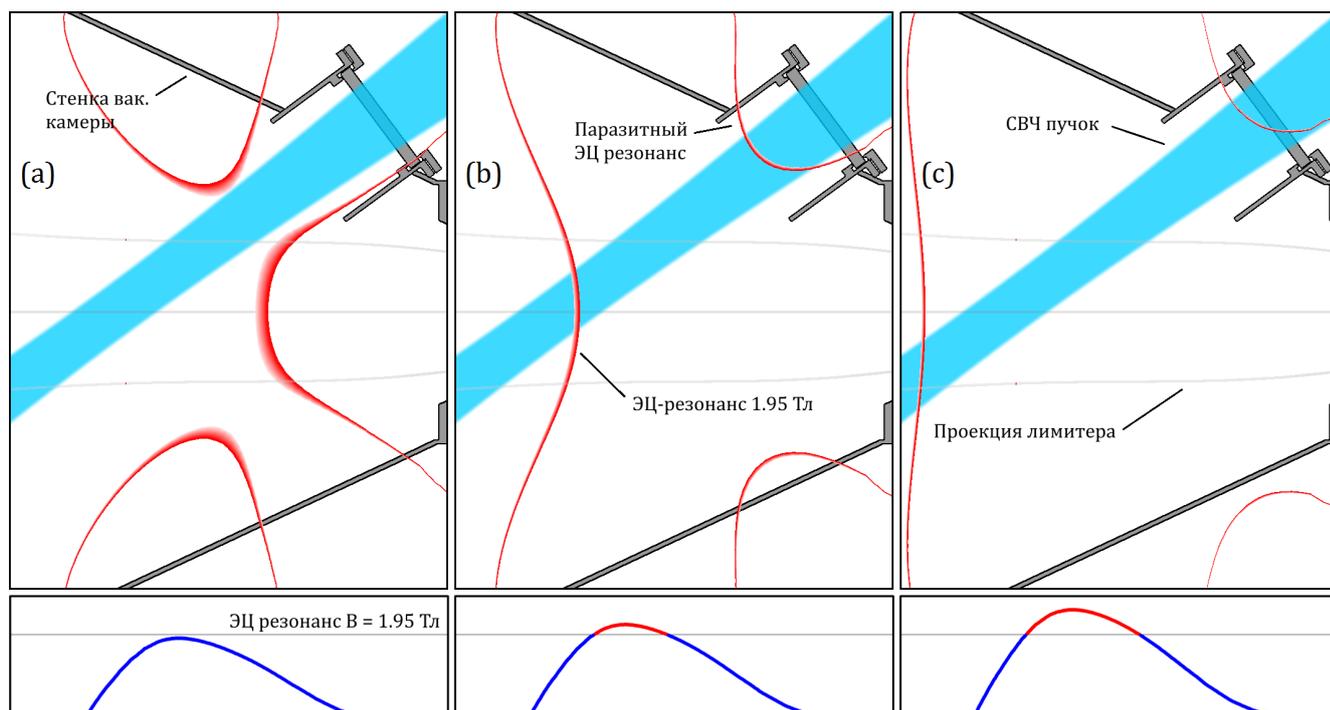


Рисунок 4.5 — Поверхности циклотронного резонанса, для которых исследовался процесс накопления мишенной плазмы. Слева – конфигурация с низким полем, в которой не наблюдается накопления плазмы. Центр – оптимальная конфигурация для СВЧ-пробоя. Справа – конфигурация с высоким полем.

ния, регистрируемый детектором нейтронов. Появление данного сигнала (рис. 4.6) может быть объяснено генерацией локализованной (в радиальном направлении) популяции перегретых электронов, которые в случае их локализации на периферии плазмы могут непосредственно генерировать тормозное излучения при попадании на элементы вакуумной камеры. Нужно заметить, что данный сигнал, в отличие от экспериментов по ЭЦР-нагреву с локализованным нагревом, представляет собой не последовательность выбросов, а является достаточно плавным и линейно растущим.

В следующей серии разрядов было определено влияние количества напускаемого в вакуумную камеру газа на линейную плотность плазмы. Для изменения начального давления изменялась длительность работы клапанов системы газонапуска ГДЛ, причем момент их закрывания оставался фиксированным ( $t$

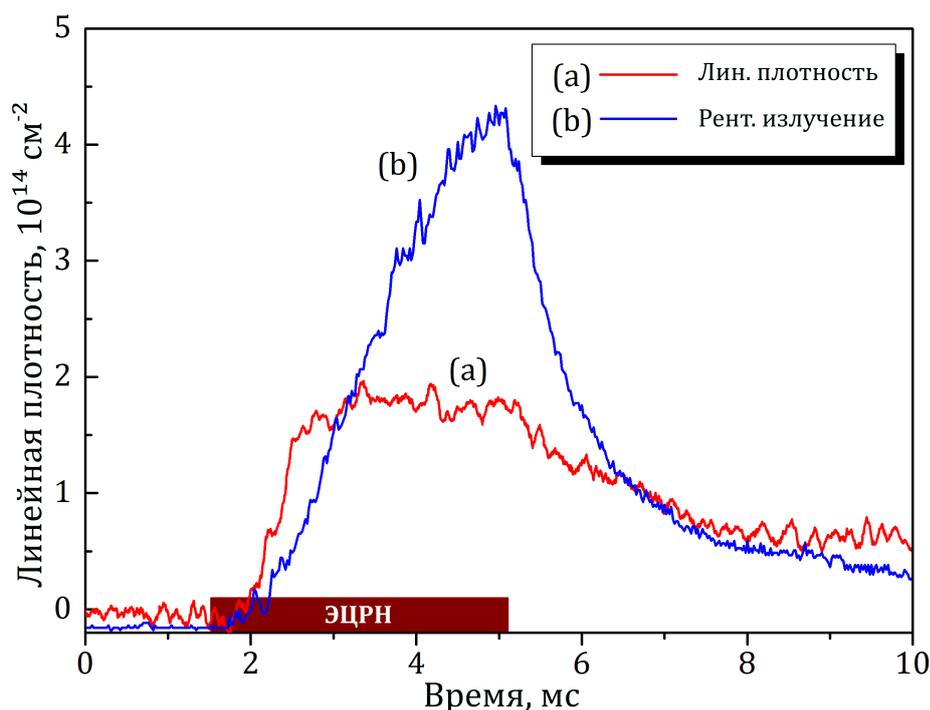


Рисунок 4.6 — Линейная плотность начальной плазмы (а) и рентгеновский сигнал перегретых электронов (б) в случае попадания СВЧ луча на периферию поверхности ЭЦ-резонанса.

= 1 мс). Результирующая плотность нейтрального газа в вакуумной камере зависит от длительности импульса напуска нелинейно, т.к. скорость откачки в центральной секции ГДЛ составляет 10-20 мс. Для расчета концентрации был использован пакет Molflow+ [80], рассчитывающий динамику газа в молекулярном режиме течения при помощи метода Монте-Карло. Для расчета была использована реалистичная геометрия центральной секции ГДЛ, торцевых баков и системы напуска газа. Основная вакуумная откачка центральной секции ГДЛ осуществляется при помощи нанесения на стенку титановой пленки методом дугового испарения после каждого разряда. Вероятность прилипания молекулы  $D_2$ , характеризующая скорость откачки, была взята равной 0.05 в соответствии с недавними измерениями [81]. Производительность каждой линии напуска газа была оценена как 20 мбар·л/с в пренебрежении задержками в линии, а также влиянием импульсного магнитного поля на срабатывание электромагнитных

клапанов. В целом, расхождение расчетов с реальной концентрацией газа оценивается как не более 50%.

Как видно из графиков линейной плотности (рис. 4.7), уровень насыщения монотонно зависит от начальной концентрации газа. Наибольшее значение линейной плотности, измеренной в эксперименте составило  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Достижение более высоких значений было ограничено пробоем в линии ЭЦР-нагрева, развивающимся при слишком больших длительностях импульса напуска газа. Причиной этому, вероятно, служит существенное отражение микроволнового луча от паразитного резонанса (рис. 4.5) в волноводную линию.

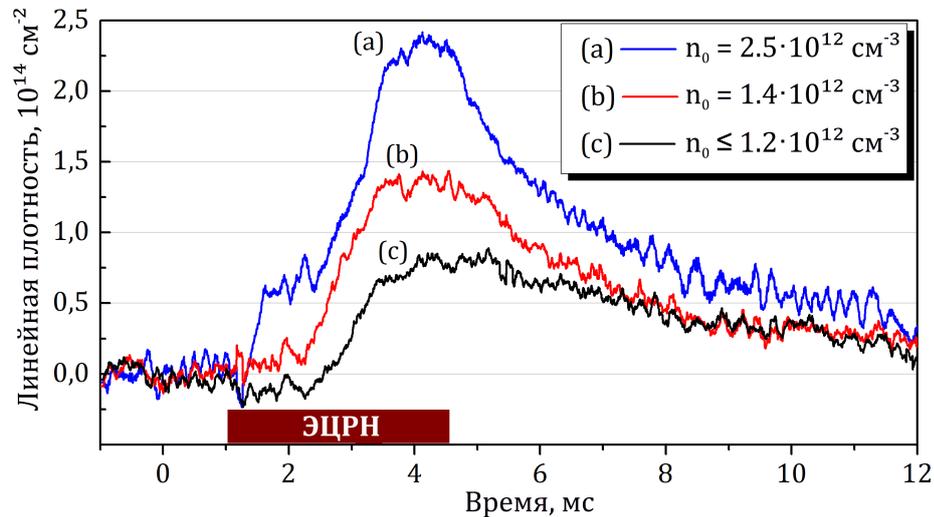


Рисунок 4.7 — Линейная плотность плазмы при различных начальных концентрациях  $D_2$

## 4.2 Разряды с нейтральной инжекцией, инициированные СВЧ-пробоем

Типичный диамагнитный сигнал быстрых ионов в разряде с нейтральной инжекцией, инициированный при помощи СВЧ-пробоя, показан на рис. 4.8, а соответствующие осциллограммы линейной плотности плазмы — на рис. 4.9.

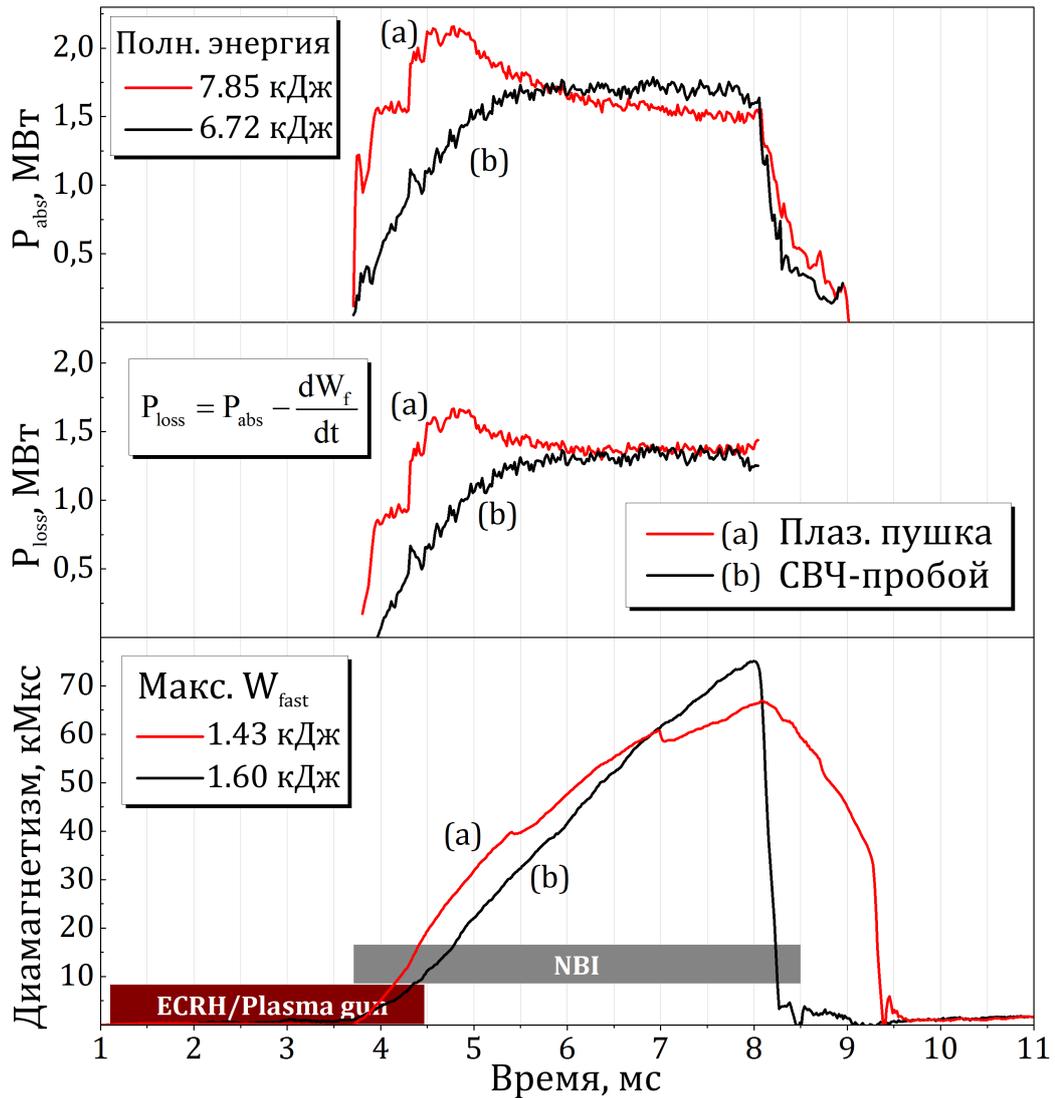


Рисунок 4.8 — Диамангнитный сигнал быстрых ионов (нижний), график захваченной в плазме мощности нейтральной инжекции (верхний) и рассчитанная по этим сигналам мощность газодинамических потерь (средний) для разрядов, инициированных при помощи плазменной пушки (a) и СВЧ-пробоя (b)

В течение первых 1-2 мс после включения нейтральной инжекции наблюдается существенное отличие этих сигналов в разряде с СВЧ-пробоем и плазменной пушкой. В первом случае, доля захваченной в плазме мощности нейтральной инжекции стартует со значения  $< 10\%$  и плавно нарастает до значения  $\sim 40\%$ , в то время как в разряде с плазменной пушкой эта величина составляет  $\sim 50\%$  в начальные моменты времени и спадает к концу разряда. Также следует

отметить, что характерный провал при включении НИ в режиме с плазменной пушкой, объясняемый резким уширением профиля мишенной плазмы, отсутствует в разряде с СВЧ-пробоем. Отсюда можно предположить, что профиль мишенной плазмы, создаваемой при помощи СВЧ, должен быть, по крайней мере, не хуже чем профиль плотности быстрых ионов.

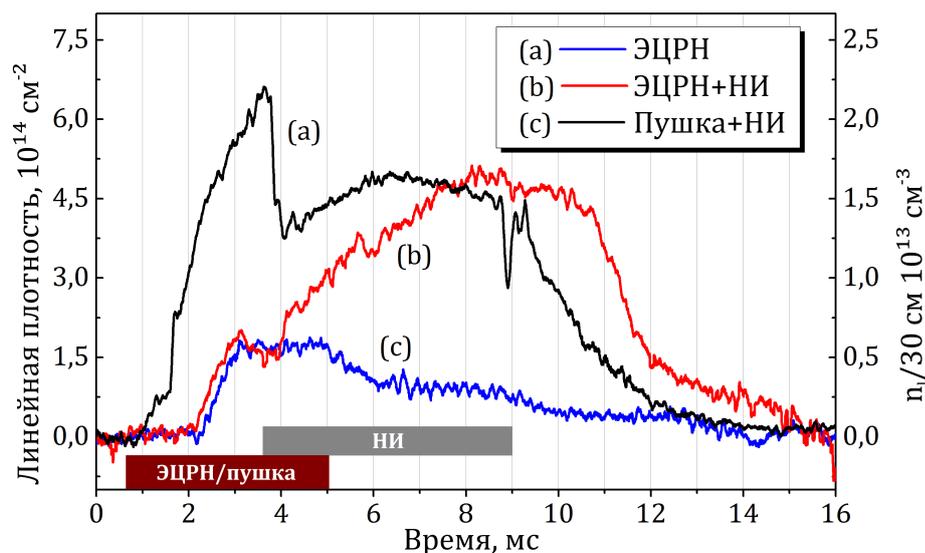


Рисунок 4.9 — Графики линейной плотности плазмы для разрядов инициированных плазменной пушкой (a) и при помощи СВЧ-пробоя (b). Линейная плотность мишенной плазмы, создаваемой при помощи СВЧ без включения нейтральной инжекции (c).

В отдельной серии экспериментов была исследовано влияние параметров генерируемой плазменной мишени на последующий разряд с нейтральной инжекцией. В частности, исследовалось влияние значения линейной плотности мишенной плазмы в момент включения нейтральной инжекции. Для этого варьировалась длительность импульса СВЧ на стадии генерации плазменной мишени, как показано на рис. 4.10. При этом параметры импульса напуска газа сохранялись, что позволяло поддерживать одинаковые условия подпитки плазмы веществом на стадии нейтральной инжекции.

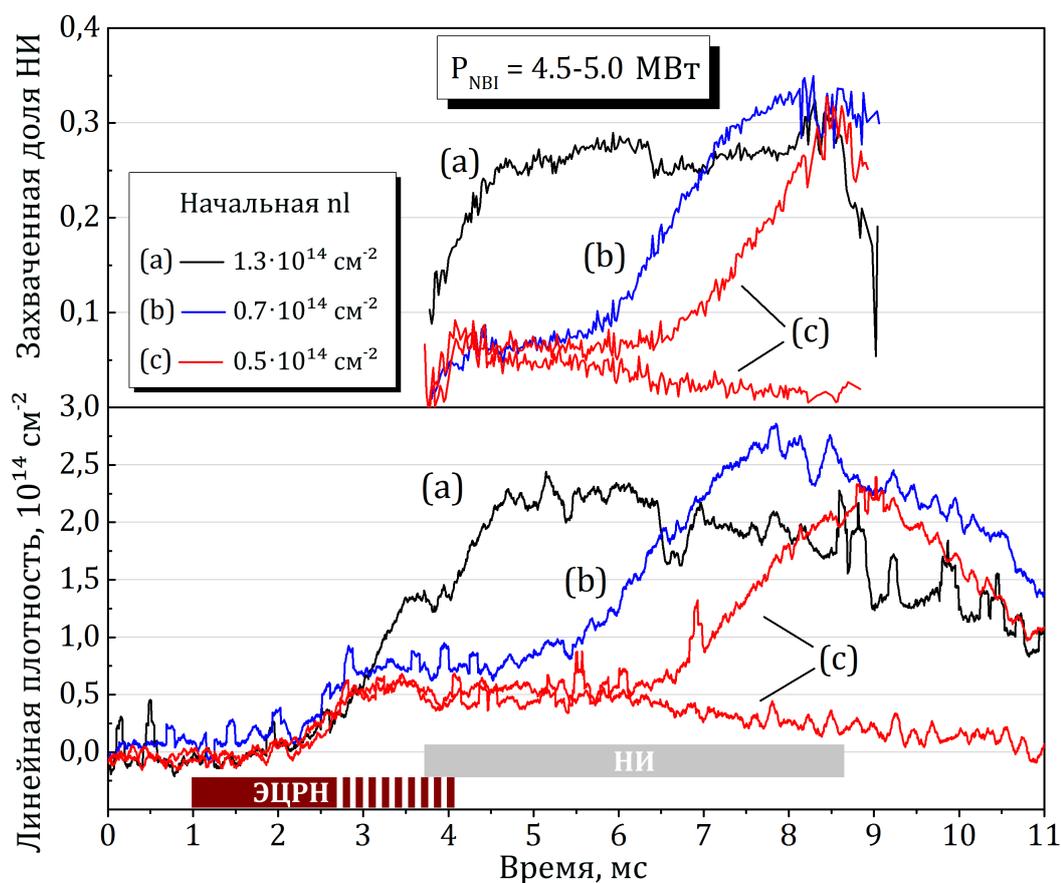


Рисунок 4.10 — Линейная плотность плазмы (нижний) и захваченная в плазме мощность нейтральной инжекции (верхний) в разрядах с изменяемой начальной линейной плотностью плазменной мишени, генерируемой при помощи СВЧ.

Как видно из графиков на рис. 4.10 при снижении линейной плотности сначала происходит удлинение переходного процесса, в течение которого происходит рост плотности плазмы, обусловленный накоплением быстрых ионов. Однако при снижении линейной плотности ниже порогового значения  $\sim 0.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  с некоторой вероятностью происходит полный распад плазмы. При этом распад происходит во время работы нейтральной инжекции, т.е. по причинам, не связанным с ее ограниченной длительностью. Доля захваченной в мишени плазме мощности нейтральной инжекции, соответствующая данному пограничному случаю, соответствует  $\sim 5\%$  или  $\sim 250 \text{ кВт}$ . Значения линейной плотности, находящиеся немного выше обнаруженной границы, в принципе, позволяют осу-

шествовать надежный старт разряда, но длительность переходной стадии при этом составляет значительную долю от длительности импульса нейтральной инжекции установки ГДЛ. Поэтому оптимальным значением линейной плотности для ГДЛ можно назвать значение  $\sim 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , которое позволяет осуществлять быстрый старт разряда, в целом аналогичный разряду с дуговым генератором плазмы.

Параметры плазмы на развитой стадии нейтральной инжекции ( $t = 6-8$  мс) аналогичны разряду, инициированному дуговым генератором: типичные значения электронной температуры на оси установки лежат в диапазоне 180-200 эВ, что несколько ниже значений 200-250 эВ с плазменной пушкой (без дополнительного нагрева). В сравниваемых на рис. 4.8 разрядах энергия, запасенная быстрыми ионами, выше на 10% в разряде с СВЧ-пробоем. В то же время, полная захваченная в плазме энергия нейтральных атомов ниже на 15%. Отличие температур на оси установки и совпадающая мощность газодинамических потерь (рис. 4.8, средний график) говорят о небольшом отличии в профилях температуры и плотности мишенной плазмы. Кажущееся улучшение энергетического времени жизни плазмы объясняется большой мощностью потерь на начальных стадиях нейтральной инжекции в режиме с дуговым генератором (рис. 4.8, средний график).

Важным преимуществом СВЧ-пробоя является улучшение вакуумных условий в торцевых баках ГДЛ. Известно, что при работе дугового генератора часть газа, напущенного в дуговой канал, не успевает ионизоваться и рассеивается по всему объему торцевого бака. Более того, существует предположение, что часть плазмы дугового генератора отражается от магнитной пробки и может рассеиваться за счет существенного поперечного транспорта, вызванного ее относительно высоким давлением. Согласно измерениям, концентрация нейтрального газа в торцевом баке может достигать  $\sim 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  к началу импульса нейтральной инжекции, что теоретически должно оказывать влияние на термоизоляцию плазмы центрального соленоида от торцевой пластины. Разряд,

инициированный СВЧ-пробоем, позволяет избежать существенного ухудшения вакуумных условий в торцевом баке. Как показывают измерения, концентрация нейтрального газа в этом случае не превышает  $\sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в течение всего импульса нейтральной инжекции.

Несмотря на существенное улучшение вакуумных условий, в настоящий момент не обнаружено существенного увеличения энергосодержания плазмы или локальных значений электронной температуры в режиме с СВЧ-пробоем. Даже учитывая то, что возможное улучшение удержания было продемонстрировано на рис. 4.8, оно на данный момент не подтверждено статистически.

Изменение вакуумных условий сказывается на работе системы вихревого удержания. Как показано на рис. 4.11, для стабилизации плазмы в режиме с СВЧ-пробоем на лимитеры требуется подавать потенциал приблизительно в два раза больший, чем в режиме с дуговым генератором. При этом ток с лимитеров оказывается даже ниже, чем в режиме с дуговым генератором, что косвенно подтверждает улучшение вакуумных условий в торцевом баке.

В отдельной серии разрядов с СВЧ-пробоем была предпринята попытка увеличить ток с лимитера путем искусственного напуска газа в торцевые баки. В результате режим работы вихревого удержания становился аналогичным таковому в разряде с дуговым генератором: наблюдался рост тока в 1.5-2 раза и снижение минимального напряжения для стабилизации плазмы. Эти и другие эффекты концентрации нейтрального газа в торцевых баках являются темой отдельного исследования.

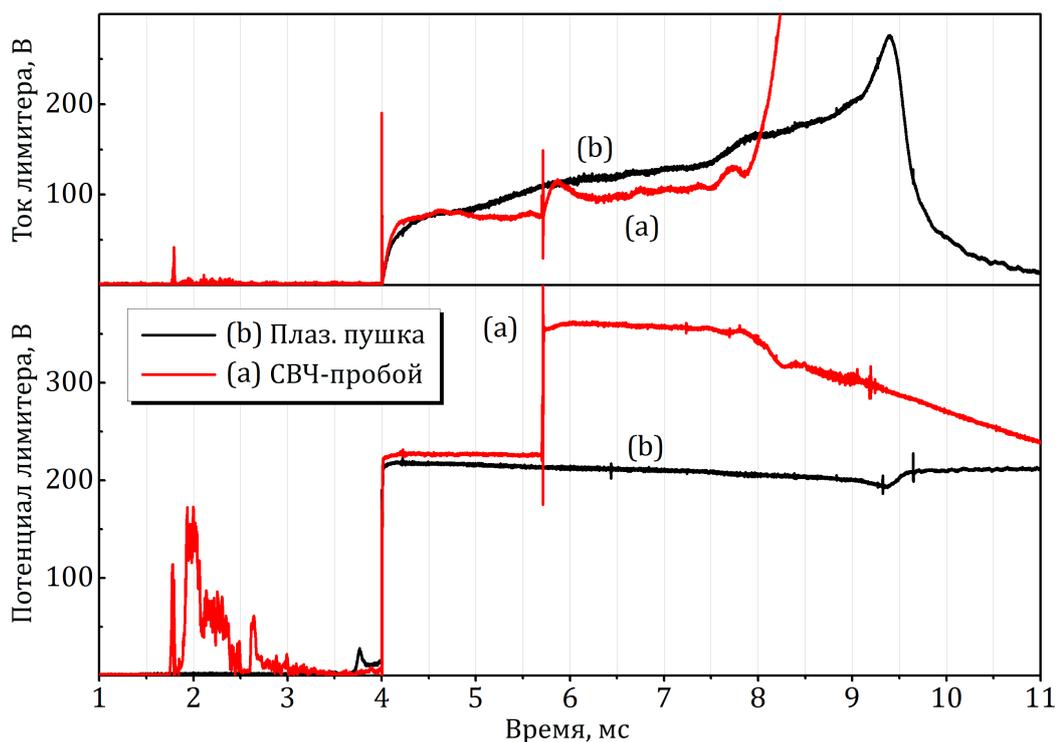


Рисунок 4.11 — Напряжение (нижний график) и ток (верхний график) с электродов вихревого удержания в режиме с СВЧ-пробоем (а) и дуговым генератором (b).

### 4.3 Краткий анализ результатов эксперимента по СВЧ-пробоею в ГДЛ

Прежде чем переходить к анализу результатов, сформулируем основные экспериментальные факты о генерации плазмы в условиях мощного ЭЦР-разряда. Облучение поверхности ЭЦ резонанса микроволновым пучком с мощностью более 50 кВт (минимальное доступное в экспериментах значение) приводит к ионизации газа и генерации плазмы, которая становится непрозрачной для поступающего в нее микроволнового излучения. Эксперимент с изменяемым магнитным полем показал, что динамика разряда не зависит от конкретной точки пересечения пучком резонансной поверхности. При значениях мощности более

$\sim 150$  кВт наблюдается идентичная динамика линейной плотности, которая определяется количеством предварительно напущенного в вакуумную камеру нейтрального газа. Однако, при более низких значениях мощности можно наблюдать зависимость и от самой мощности. При наблюдаемом в эксперименте темпе роста линейной плотности минимальная длительность СВЧ-импульса, необходимая для достижения ее насыщения составляет около 2 мс.

На основе изложенных фактов в ИПФ РАН [82] была построена теоретическая модель СВЧ-пробоя и накопления плазмы, способная объяснить большую часть экспериментально наблюдаемых зависимостей. Далее представлено краткое изложение ключевых положений данной модели.

Рассмотрим простейшее уравнение, описывающее ионизацию нейтрального газа электронным ударом:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_a n_e \langle v \sigma_{ion} \rangle, \quad (4.3)$$

где  $n_a$  - концентрация нейтральных атомов, т.е. удвоенная концентрация начального нейтрального газа,  $n_a = 2n_0$ ;  $n_e$  - плотность электронов;  $\langle v \sigma_{ion} \rangle$  - сечение ионизации, усредненное по некоторой модельной функции распределения электронов. Уравнение (4.3) может быть решено для неизвестной плотности электронов  $n_e$ , необходимой для поддержания наблюдаемого темпа роста локальной плотности плазмы на стадии ее накопления.

Для связи локальной плотности плазмы с измеряемой в эксперименте линейной плотностью требуется ввести модель распределения плазмы по радиусу. В рамках простейшей оценки достаточно положить, что профиль плазмы является равномерным, ограниченным некоторым конечным диаметром. Аргументы в пользу такого выбора были изложены в Разделе 4.1. В этом случае локальную плотность генерируемой при помощи СВЧ плазмы можно оценить как:

$$n_e \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (4.4)$$

Отсюда, для подстановки в уравнение 4.3 скорость роста плотности и начальной концентрации нейтрального газа можно ценить следующим образом:

$$\frac{dn_e}{dt} \approx \frac{3 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}}{10^{-3} \text{s}}, n_a \approx 3 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3} \quad (4.5)$$

Скорость ионизации может быть посчитана для двух различных моделей функции распределения электронов - максвелловское распределение с температурой  $T_e = E^*$  и т.н. квазилинейное плато, формирующееся в области  $E < E^*$ . Последнее является более адекватным описанием электронной функции распределения в условиях мощного ЭЦР нагрева при средней энергии электронов более  $\sim 100$  эВ в слабостолкновительном режиме удержания.

Решение уравнения 4.3 со сделанными выше предположениями показано на рис. 4.12. Из решения следует, что ионизационный баланс возможен в столкновительной плазме с электронной температурой  $T_e < 10$  эВ, что соответствует точке (а) на рис. 4.12. Однако, данное предположение оказывается несовместимо с ограничениями, накладываемыми диамагнитными измерениями (рис. 4.3), и изложенными в 4.1. Диапазон энергий, которую могут иметь электроны согласно диамагнитным измерениям, составляет 20-110 эВ и отмечен серой полосой на рис. 4.12.

Естественным решением, удовлетворяющим как данным интерферометра, так и диамагнитным измерениям, является введение достаточно редкой и высокоэнергичной электронной компоненты, обеспечивающей ионизацию газа (точка (с) на рис. 4.12). Горячие и бесстолкновительные электроны с анизотропной функцией распределения, энергией  $\sim 10$  кэВ, плотностью  $\sim 10^{10} \text{см}^{-3}$  удерживаются в центральной соленоиде между поверхностями ЭЦ-резонанса и ионизуют нейтральный газ между точками отражения. При этом происходит накопление плазмы с энергией электронов несколько эВ и плотностью, которая достигает значений, измеряемых дисперсионным интерферометром. За счет низкой энергии холодные электроны практически не дают вклада в диамагнитный сигнал,

который, в этом случае, полностью определяется горячими электронами. На рис. 4.12 эти электроны находятся между точками (a) и (b).

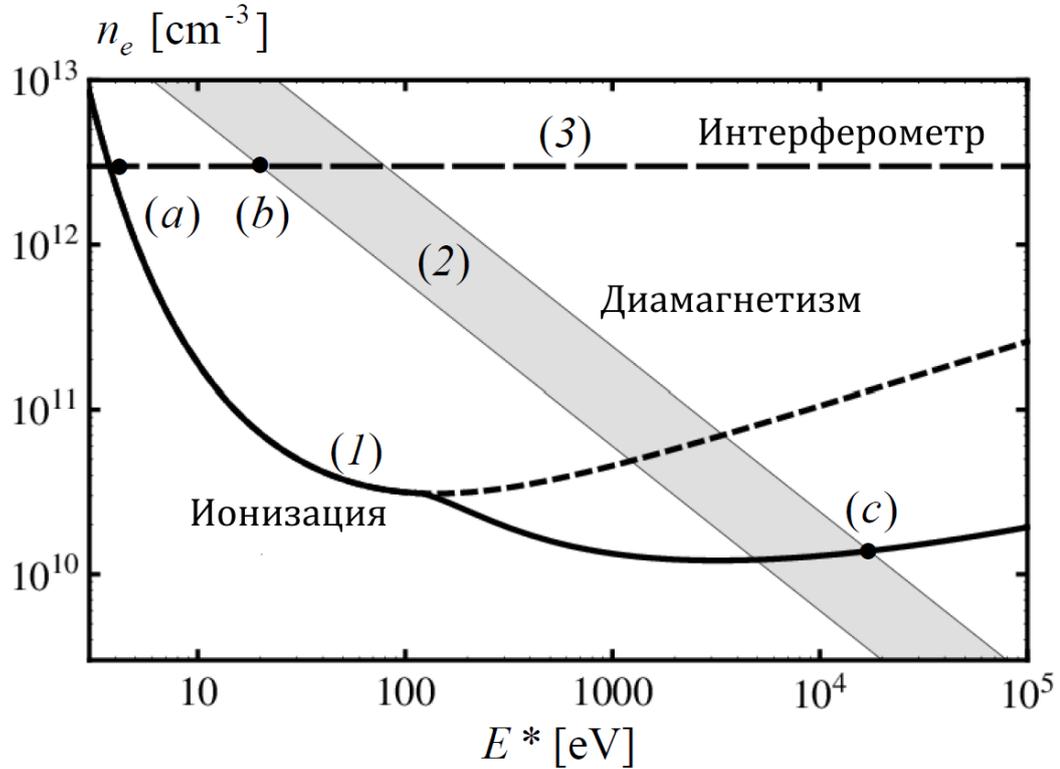


Рисунок 4.12 — Ограничения на плотность и характерную энергию электронов, накладываемые экспериментальными данными. (1) Решение уравнения 4.3 с параметрами, соответствующими 4.4, 4.5. Раздвоение кривой (1) в точке  $E^* = 100$  эВ соответствует переходу от максвелловского распределения (верхняя ветвь) электронов к квазилинейному плато (нижняя ветвь). (2) Область параметров, совместимая с диамагнитными измерениями. (3) Значение плотности электронов, восстановленное по измерениям линейной плотности плазмы.

Механизм установления конкретной функции распределения горячих электронов и скорость их потерь подробно рассмотрены в [82], здесь же только следует отметить, что в рамках данной теории можно вывести условие для пробоя и генерации плазмы, выражающееся в минимальной начальной концентрации нейтрального газа:  $n_a > 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Очевидно, в экспериментах по СВЧ-пробоеу газа на ГДЛ это условие выполняется с большим запасом, что

частично позволяет объяснить наблюдаемую слабую зависимость параметров разряда от вводимой микроволновой мощности.

Еще одним экспериментальным фактом, требующим объяснения является насыщение линейной плотности плазмы. Из предыдущего рассмотрения нетрудно заметить, что начальное значение концентрации газа и локальной плотности плазмы на стадии насыщения очень близки друг к другу. Отсюда можно предположить, что насыщение линейной плотности плазмы объясняется полным исчерпанием начального нейтрального газа, что также находит свое подтверждение в прямой зависимости между количеством напущенного газа и уровнем насыщения линейной плотности, приведенной на рис. 4.7. В качестве простой иллюстрации можно привести результат подгонки параметров аналитического решения уравнения (4.3) вместе с ограничениями  $n_e + n_a = const$  и  $\langle v\sigma_{ion} \rangle = const$  к осциллограмме линейной плотности (рис. 4.13).

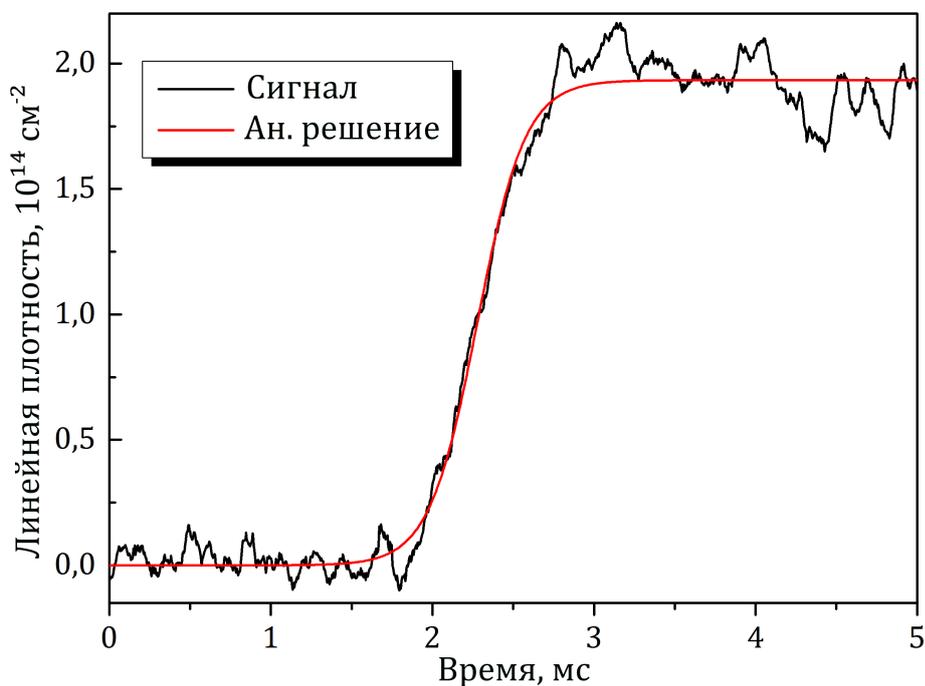


Рисунок 4.13 — Аппроксимация осциллограммы линейной плотности логистической функцией

В рамках более точного моделирования [82], корректно учитывающего баланс плотностей холодных и горячих электронов, концентрации нейтральных

атомов и баланс энергии, удается воспроизвести динамику линейной плотности (рис. 4.2), зависимость от начальной концентрации газа (рис. 4.7), сигнал тормозного излучения (рис. 4.6), а также, качественно, и зависимость от мощности микроволнового пучка. В последнем случае наблюдается наибольшее расхождение: по результатам моделирования мощность, поглощенная разрядом, составляет около 30 кВт, что в несколько раз ниже "пограничного" значения в 150 кВт, наблюдавшегося в экспериментах (рис. 4.4).

## Заключение

Настоящее исследование является первым опытом осуществления электронного циклотронного резонансного нагрева на установках ИЯФ, являющихся уникальными стендами для изучения удержания высокотемпературной плазмы в осесимметричном магнитном поле. В работе освещены как технические аспекты осуществления метода ЭЦР-нагрева на конкретной экспериментальной установке, так и результаты экспериментов по исследованию спектра возможностей данного метода, а также их использованию для решения конкретных научных задач.

Техническая часть работы по подготовке эксперимента состояла из двух частей. Во-первых, была создана система ЭЦР-нагрева на базе двух гиротронов суммарной мощностью 0.9 МВт. Система включает в себя оборудование, обеспечивающее поддержание рабочих параметров гиротронов и криомагнитов, их вывод на режим, контроль и измерение параметров СВЧ-импульса при работе в составе установки ГДЛ и интеграция данной системы в комплекс ГДЛ. Для контроля множества параметров системы была разработана автоматизированная система управления, минимизирующая объем работ по поддержанию комплекса в рабочем состоянии во время эксперимента, а также во время простоя. Для измерения параметров СВЧ-импульса гиротронов был создан импульсный СВЧ-калориметр, а также отработаны методики ИК-наблюдения СВЧ-пучка. Практика экспериментов показала, что создание такой системы было действительно оправдано и значительно снизило затраты и количество ошибок при работе с гиротронами.

Второй частью работы по технической подготовке эксперимента стало увеличение энергозапаса батарей магнитного поля ГДЛ, которое выполнялось одновременно с предварительными экспериментами по ЭЦР-нагреву плазмы. Для этого был восстановлен конденсаторный накопитель емкостью 0.15 Ф, в част-

ности, было разработано зарядное устройство, повышающие трансформаторы и другое вспомогательное оборудование. Для управления конденсаторным блоком была разработана автономная система управления на основе программируемого контроллера, позволившая с минимальными затратами интегрировать накопитель в систему питания магнитных катушек установки ГДЛ. Несмотря на то, что эксперименты по ЭЦР-нагреву плазмы в условиях увеличенного за счет нового накопителя магнитного поля центрального соленоида еще только впереди, он уже был задействован в экспериментах по СВЧ-пробое при умеренных параметрах, наглядно продемонстрировав достоинства внедренных при его создании подходов. В частности, в экспериментах была достигнута точность поддержания напряжения на секциях накопителя лучше 1%, что позволило производить достаточно точную подстройку поля в области ЭЦ-резонанса.

В работе была показана работоспособность предложенной схемы ввода микроволнового излучения в плазму. В ходе экспериментов по ЭЦР нагреву было обнаружено, что происходит поглощение существенной доли вводимой в плазму мощности, приводящее к росту электронной температуры. При этом, было установлено, что распределение магнитного поля в области ЭЦ резонанса существенно влияет на профиль поглощенной в плазме мощности, который может быть восстановлен по измеряемому распределению электронной температуры.

1. Во-первых, были обнаружены режимы разряда, в которых происходит значительное увеличение времени удержания быстрых ионов за счет увеличения электронной температуры плазмы. Измерения радиальных профилей плотности и температуры позволили провести более детальный расчет распространения и поглощения волнового пучка в плазме. В целом, расчеты подтвердили изначальную идею о захвате излучения в плазме, а расчетные профили поглощенной мощности с удовлетворительной точностью совпали с профилями продольных газодинамических потерь, оцененных по увеличению электронной температуры.

Увеличение времени удержания быстрых ионов, полученное из диамагнитных сигналов и подтвержденное соответствующим увеличением нейтронного потока D-D реакции, составило около 30%. При этом добавка к захваченной мощности нейтральной инжекции от ЭЦР нагрева составляла 10-28% (210-420 кВт от 1.5-2 МВт). Полученные результаты являются достаточно обнадеживающими с точки зрения перспектив применения ЭЦР нагрева в установке следующего поколения, особенно с учетом возможностей дальнейшей оптимизации распределения поглощенной СВЧ-мощности.

2. Во-вторых, в экспериментах был обнаружен эффект своеобразной "фокусировки" микроволнового излучения, проявляющийся в локализации нагрева в узкой приосевой области плазмы радиусом менее 5 см. Данному эффекту, обусловленному низким градиентом магнитного поля в области ЭЦ-резонанса, было дано более точное объяснение при помощи численных расчетов распространения волнового пучка в плазме с использованием измеренных радиальных профилей. Было показано, что фокусировка может приводить к многократному увеличению локальной мощности ЭЦР нагрева, способному увеличить электронную температуру плазмы в 2-4 раза. Утверждается, что узкий профиль нагрева может приводить к конвективным явлениям в центральной области плазмы, приводящим, в лучшем случае к перераспределению температуры плазмы, а в худшем - к полной ее потере за счет возбуждения желобковой неустойчивости. Эксперименты с увеличением напряжения вихревого удержания показали, что распад плазмы (но не внутренние конвективные процессы) можно предотвратить. За время устойчивого нагрева, составляющего до  $\sim 500$  мкс электронная температура достигает значений близких к 1 кэВ, что является рекордом для квазистационарных магнитных ловушек открытого типа и превышает ранее достигнутые значения более чем в 3 раза. Наиболее важным вы-

водом является то, что и в случае с локализованным энерговкладом для центральной нагретой области плазмы выполняется газодинамический скэйлинг продольных потерь. При этом предполагается, что за ограничение пикового значения температуры отвечают отмеченные выше конвективные процессы.

3. В-третьих, в рамках данной работы был опробован новый способ создания мишенной плазмы при помощи пробоя газа микроволновым пучком. Резонансное поглощение излучения приводит к накоплению плазмы с плотностью, достаточной для самоподдерживающегося захвата пучков нейтральных атомов. Было показано, что разряд, инициированный СВЧ-пробоем, практически не отличается по динамике и характеристикам плазмы от разряда с плазменной пушкой. Новый способ старта разряда продемонстрировал свои преимущества с точки зрения улучшения вакуумных условий в торцевых баках и устранения асимметрии потоков плазмы, связанных с работой дугового генератора. Большой объем экспериментальных данных, полученных в данной работе, привел к созданию теоретической модели СВЧ-пробоя и накопления плазмы, дающей объяснение большинству наблюдаемых зависимостей.

Исходя из представленных результатов можно наметить следующие направления для продолжения экспериментов по ЭЦР-нагреву плазмы в ГДЛ:

1. За рамками данной работы остались еще только предстоящие эксперименты по нагреву плазмы в конфигурации с увеличенным за счет созданного конденсаторного накопителя магнитным полем. Помимо улучшенного удержания плазмы, в экспериментах будет осуществлен более гибкий контроль градиента магнитного поля в области ЭЦ-резонанса, который, как было показано, имеет ключевое влияние на профиль поглощенной в плазме мощности. В конечном счете, предпринятые меры позволят реализовать существенный запас по оптимизации ЭЦР нагрева в ГДЛ.

2. Как было сказано выше, предполагается, что за ограничение электронной температуры плазмы в режиме с фокусировкой излучения отвечает коэктинное разрушение пикированного профиля температуры. В свете этого, представляется естественным осуществить попытку повлиять на радиальный профиль потенциала плазмы и подавить/замедлить разрушение этого профиля. В случае устойчивого разряда можно ожидать не только демонстрации еще более высоких значений электронной температуры, но и получения прямых экспериментальных данных о поперечном транспорте в открытой осесимметричной ловушке
3. Инициация разряда при помощи СВЧ-пробоя позволяет проводить новый класс экспериментов физики расширителя при существенно лучших вакуумных условиях в торцевых баках ГДЛ. По мнению автора, эти обстоятельства должны привести к возобновлению экспериментов по взаимодействию мощного электронного пучка с плазмой ГДЛ.

Прежде всего, автор выражает огромную благодарность научному руководителю П.А. Багрянскому, а также А.Л. Соломахину, без которых эта работа была бы невозможной. Автор благодарит научную команду из ИПФ РАН и ГИКОМ, а именно А.Г. Шалашова, Е.Д.Господчикова, О.Б. Смолякову, Г.Г. Денисова, В.И. Малыгина, В.Б. Орлова за основополагающий вклад в решение физической и технической задачи осуществления ЭЦР нагрева плазмы в ГДЛ, плодотворные обсуждения и предложения по развитию эксперимента, а также создание теоретической модели СВЧ-пробоя в ГДЛ. Автор выражает огромную благодарность С.Л. Синицкому за проверку диссертации и ряд существенных замечаний. Автор выражает благодарность А.В. Аникееву за проведение численных расчетов, позволивших объяснить ключевые результаты экспериментов. Автор выражает благодарность всему коллективу установки ГДЛ, а в особенности В.В. Максимову, Е.И. Солдаткиной, А.А. Лизунову, С.В. Мурахтину, Д.В. Юрову, К.В. Зайцеву и Е.И. Пинженину за плодотворные обсуждения и помощь в получении экспериментальных данных. Автор выражает благодарность Ю.В. Коваленко, В.Я. Савкину, П.В. Калинину, В.В. Приходько, С.П. Демину, Д.В. Сенькову, Д.Н. Пурескину за помощь в осуществлении технической части работы, а также К.И. Меклеру и А.Г. Макарову за помощь в запуске конденсаторного накопителя.

Автор благодарит О.Н. Бобровникову и создателей шаблона Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template за помощь в оформлении диссертации.

**Список литературы**

1. Ongena J., Koch R., Wolf R., Zohm H. Magnetic-confinement fusion // *Nature Physics*. 2016. no. 12. P. 398–410.
2. Jacquinet J., the JET team. Deuterium-tritium operation in magnetic confinement experiments: results and underlying physics // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 1999. no. 41. P. A13.
3. Motojima O. The ITER project construction status // *Nucl. Fusion*. 2015. no. 55. P. 104023.
4. Hirsch R. L. Fusion Research: Time to Set a New Path // *Issues in Science & Technology*. 2015. Vol. XXXI, no. 4.
5. Armstrong R. C., Wolfram C., de Jong K. P. et al. The frontiers of energy // *Nature Energy*. 2016. no. 1. P. 15020.
6. Post R. F. The magnetic mirror approach to fusion // *Nucl. fusion*. 1987. no. 27. P. 1579.
7. Simonen T. C. Three Game Changing Discoveries: A Simpler Fusion Concept? // *Journal of Fusion Energy*. 2016. Vol. 35, no. 1. P. 63–68.
8. Beklemishev A. Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap // *Fusion Sci. Technol*. 2013. Vol. 63, no. 1T. P. 46–51.
9. Binderbauer M. W., Tajima T., Steinhauer L. C., Garate E. A high performance field-reversed configuration // *Phys. Plasmas*. 2015. no. 22. P. 056110.
10. Peng Y.-K. M., Strickler D. J. Features of spherical torus plasmas // *Nucl. Fusion*. 1986. no. 26. P. 769.

11. Gryaznevich M., Akers R., Carolan P. G. et al. Achievement of Record Beta in the START Spherical Tokamak // *Phys. Rev. Lett.* 1998. no. 80. P. 3972.
12. Kuteev B. V., Goncharov P. R., Sergeev V. Y., Khripunov V. I. Intense fusion neutron sources // *Plasma Phys. Rep.* 2010. Vol. 36, no. 4. P. 281–317.
13. Mirnov S. V. Do Spherical Tokamaks Have a Thermonuclear Future? // *Plasma Phys. Rep.* 2012. Vol. 38, no. 12. P. 931–940.
14. Simonen T. C., Anikeev A., Bagryansky P. et al. High Beta Experiments in the GDT Axisymmetric Magnetic Mirror // *J. Fusion Energ.* 2010. Vol. 29, no. 6. P. 558–560.
15. Guo H. Y., Binderbauer M. W., Tajima T. et al. Achieving a long-lived high-beta plasma state by energetic beam injection // *Nature Communications.* 2015. no. 6. P. 6897.
16. Ioffe M. S., Kadomtsev B. B. Plasma containment in adiabatic traps // *Sov. Phys. Usp.* 1970. Vol. 13. P. 225.
17. Жильцов В. А., Лихтенштейн В. Х., Панов Д. А. и др. Удержание плазмы в простой пробочной ловушке ОГРА-3 в присутствии многоэлементной системы обратной связи // *Int Conf Plasma Phys Controlled Nucl Fusion Res.* Т. 5-1. 1975. С. 355–368.
18. Ivanov A. A., Prikhodko V. V. Gas-dynamic trap: an overview of the concept and experimental results // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2013. no. 55. P. 006301.
19. Beklemishev A. D., Bagryansky P. A., Chaschin M. S., Soldatkina E. I. Vortex Confinement of Plasmas in Symmetric Mirror Traps // *Fusion Sci. Technol.* 2010. Vol. 57, no. 4. P. 351–360.

20. Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Deichuli P. P. et al. Observation of magnetohydrodynamic stability limit in a cusp-anchored gas-dynamic trap // *Phys. Plasmas*. 1997. Vol. 4. P. 347–354.
21. Mase A., Itakura A., Inutake M. et al. Control of the radial electric field and of turbulent fluctuations in a tandem mirror plasma // *Nucl. Fusion*. 1991. no. 31. P. 1725.
22. Barr W. L., Moir R. W. Test Results on Plasma Direct Converters // *Fusion Sci. Technol*. 1983. Vol. 3, no. 1. P. 98–111.
23. Rostoker N., Binderbauer M. W., Monkroost H. J. Colliding beam fusion reactor // *Science*. 1997. Vol. 278. P. 1419–1422.
24. Dimov G. I. The ambipolar trap // *Phys. Uspekhi*. 2005. Vol. 48, no. 11. P. 1129–1149.
25. Gordon J. D. Mirror advanced reactor study engineering overview // *Nucl. Eng. Des. Fusion*. 1986. Vol. 3, no. 2. P. 119–150.
26. Beklemishev A. D. Diamagnetic "bubble" equilibria in linear traps // *Phys. Plasmas*. 2016. no. 23. P. 082506.
27. Beklemishev A. D. Helical mirror trap // *OS2016*. 2016. Vol. 1, no. 1. P. 1–1.
28. Postupaev V. V., Batkin V. I., Burdakov A. V. et al. GOL-NB Project: New Multiple-Mirror Trap with NBI-Heated Plasma // *42nd EPS Conference on Plasma Physics*. Vol. P5. 2015. P. 130.
29. Postupaev V. V., Sudnikov A. V., Beklemishev A. D., Ivanov I. A. Helical mirrors for active plasma flow suppression in linear magnetic traps // *Fusion Engineering and Design*. 2016. no. 106. P. 29–33.

30. Ryutov D. D. Axial Electron Heat Loss From Mirror Devices Revisited // Fusion Sci. Technol. 2005. Vol. 47, no. 1T. P. 148–154.
31. Ichimura M., Higaki H., Saosaki S. et al. ICRF heating in magnetic mirror plasmas // Plasma Phys. Rep. 2002. Vol. 28, no. 9. P. 727–733.
32. Erckmann V., Gasparino U. Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion. 1994. no. 36. P. 1869.
33. Zohm H., Gantenbein G., Leuterer F. et al. Control of MHD instabilities by ECCD: ASDEX Upgrade results and implications for ITER // Nucl. Fusion. 2007. no. 47. P. 228.
34. Yoshinaga T., Uchida M., Tanaka H., Maekawa T. Spontaneous Formation of Closed-Field Torus Equilibrium via Current Jump Observed in an Electron-Cyclotron-Heated Plasma // Phys. Rev. Lett. 2006. no. 96. P. 125005.
35. Жильцов В. А., Сковорода А. А., Щербаков А. Г. Особенности электронного циклотронного нагрева в открытых ловушках // Физика плазмы. 1991. Т. 17, № 7. С. 785–792.
36. Simonen T. C., Horton R. The highest energy confinement measured on TMX-U // Nucl. Fusion. 1989. Vol. 29, no. 8. P. 1373.
37. Dorf M. A., Zorin V. G., Sidorov A. V. et al. Generation of multi-charged high current ion beams using the SMIS37 gas-dynamic electron cyclotron resonance (ECR) ion source // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2014. no. 733. P. 107–111.
38. Imai T., Ichimura M., Nakashima Y. et al. Status and plan of GAMMA 10 tandem mirror program // Fusion Sci. Technol. 2011. Vol. 59, no. 1. P. 054007.

39. Tatematsu Y., Cho T., Higaki H. et al. High-Power ECRH Experiments in the GAMMA 10 Tandem Mirror // Journal of the Korean Physical Society. 2006. Vol. 49. P. S406–S411.
40. Minami R., Imai T., Kariya T. et al. High Power ECH Experiments for Direct Bulk Electron Heating in Central-Cell Region Plasmas on GAMMA 10 Tandem Mirror // Fusion Sci. and Technol. 2011. Vol. 59, no. 1T. P. 244–246.
41. Yoshikawa M., Ohta K., Wang X. et al. Electron temperature measurements by the use of multi-pass Thomson scattering system in GAMMA 10/PDX // JINST. 2015. no. 10. P. T08003.
42. Hosoi K., Nakashima Y., Higashizono Y. et al. Investigation on Optimal Limiter Condition for Stable Sustainment of the Potential Confined Plasma in GAMMA 10 // JINST. 2015. no. 10. P. T08003.
43. Imai T., Ichimura M., Nakashima Y. et al. GAMMA 10/PDX Project status and future // Trans. Fusion Technol. 2013. Vol. 63. P. 8–15.
44. Higaki H., Ichimura M., Yamaguchi Y. et al. Visible light and H $\alpha$  imaging of mirror confined plasmas in the central cell of GAMMA 10 // Trans. Fusion Technol. 2007. Vol. 51. P. 361–363.
45. Жильцов В. А., Скворода А. А., Щербаков А. Г. Свойства плазменной мишени, получаемой при электронном циклотронном резонансе в неоднородном магнитном поле установки ОГРА-4 // Перпринт ИАЭ-4855/7. 1989.
46. Жильцов В. А., Скворода А. А., Тимофеев А. В. и др. Образование горячих электронов в открытых ловушках при ЭЦР нагреве с продольным вводом СВЧ мощности // Физика плазмы. 1991. Т. 17, № 7. С. 771–784.
47. Mirnov V. V., Ryutov D. D. Linear gas-dynamic system for plasma confinement // Sov. Tech. Phys. Lett. 1979. Vol. 5. P. 279.

48. Rosenbluth M. N., Krall N., Rostoker N. Finite larmor radius stabilization of weakly unstable confined plasmas // Nucl. Fus. Suppl., Part 1. 1962. P. 143.
49. Beklemishev A. D., Bagryansky P. A., Chaschin M. S., Soldatkina E. I. Vortex Confinement of Plasmas in Symmetric Mirror Traps // Fusion Sci. Technol. 2010. Vol. 57, no. 4. P. 351–360.
50. Мирнов В. В., Ткаченко О. А. Распределение электростатического потенциала в газодинамической ловушке // Препринт ИЯФ 86-28. 1986.
51. Zaytsev K. V., Anikeev A. V., Bagryansky P. A. et al. Kinetic instability observations in the Gas Dynamic Trap // Phys. Scripta. 2014. Vol. T161. P. 014004.
52. Solomakhin A. L. et al. // Instr. Exp. Tech. 2005. Vol. 48, no. 5. P. 649–658.
53. Bagryansky P. A., Maximov V. V., Pinzhenin E. I., Prikhodko V. V. DD Product Yield in the GDT Central Cell // Fusion. Sci. Technol. 2011. Vol. 59, no. 1T. P. 256–258.
54. Stix T. H. Waves in plasmas. Springer Science and Business Media, 1992. ISBN: [978-0883188590](#).
55. Shalashov A. G., Gospodchikov E. D., Smolyakova O. B. et al. Auxiliary ECR heating system for the gas dynamic trap // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. P. 052503.
56. Golubev S. V., Zorin V. G., Plotnikov I. V. et al. // Plasma Phys. Rep. 1996. Vol. 22. P. 912–916.
57. Shalashov A. G., Gospodchikov E. D., Smolyakova O. B. et al. Auxiliary ECR heating system for the gas dynamic trap // Phys. Plasmas. 2012. Vol. 19. P. 052503.
58. Гиротроны. Сборник научных трудов. ИПФ АН СССР Горький, 1989.

59. Bagryansky P. A., Shalashov A. G., Gospodchikov E. D. et al. ECR Heating System for the Gas Dynamic Trap // Fusion Sci. Technol. 2013. Vol. 63, no. 1T. P. 40–45.
60. Савкин В. Я., Яковлев Д. В. Импульсный высоковольтный модулятор для мощной с.в.ч.-электроники // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 6. С. 35–38.
61. Коваленко Ю. В., Яковлев Д. В. Система управления комплексом электронного циклотронного резонансного нагрева на установке ГДЛ // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 5. С. 93–98.
62. Зоткин Р. П., Капитонов В. А., Койдан В.С., Колюхов В. В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 1990. № 1. С. 50.
63. Коваленко Ю. В., Пурескин Д. Н., Савкин В. Я. и др. Система зарядки и управления конденсаторного накопителя для импульсных экспериментов по управляемому термоядерному синтезу // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 5. С. 1–6.
64. Gusev I. A., Medvedko A. S., Protopopov A. Y. et al. High-voltage source with output voltage up to 60 kV with output current up to 500mA // Proceedings of RUPAC2008 conference. 2008. P. 168–170.
65. Иванов А. А. Удержание и нагрев плазмы в газодинамической ловушке (Докторская диссертация). Новосибирск, 1994.
66. Колесников Е. Ю. Энергетический баланс двухкомпонентной плазмы с высоким бета в установке ГДЛ (Магистерская диссертация). Новосибирск, 2003.

67. Bagryansky P. A., Kovalenko Y. V., Savkin V. Y. et al. First results of an auxiliary electron cyclotron resonance heating experiment in the GDT magnetic mirror // Nucl. Fusion. 2014. Vol. 54, no. 8. P. 082001.
68. Prikhodko V. V., Bagryansky P. A., Beklemishev A. D. et al. Low frequency oscillations of plasma in the gas dynamic trap // Trans. Fusion. Technol. 2011. Vol. 59. P. 94.
69. Yakovlev D. V., Anikeev P. A. B. A. V., Denisov G. G. et al. Overview of ECR plasma heating experiment in the GDT magnetic mirror // Nucl. Fusion. 2015. Vol. 55, no. 5. P. 053009.
70. Пинженин Е. И. Первые эксперименты по регистрации перегретых электронов на ГДЛ // Тезисы XLIII международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. 2016.
71. Bagryansky P., Shalashov A., Gospodchikov E. et al. Threefold Increase of the Bulk Electron Temperature of Plasma Discharges in a Magnetic Mirror Device // Phys. Rev. Lett. 2015. no. 114. P. 205001.
72. Lizunov A. A., Hartog D. J. D., Donin A. S. et al. Note: Multi-point measurement of B in the gas-dynamic trap with a spectral motional Stark effect diagnostic // Rev. Sci. Instrum. 2011. Vol. 82. P. 086105.
73. Skovorodin D. I., Zaytsev K. V., Beklemishev A. D. Global sound modes in mirror traps with anisotropic pressure // Phys. Plasmas. 2013. Vol. 20. P. 102123.
74. Anikeev A. V., Bagryansky P. A., Beklemishev A. D. et al. Progress in Mirror-Based Fusion Neutron Source Development // Materials. 2015. Vol. 8, no. 12. P. 8452–8459.

75. Stallard B. W., Cummins W. F., Molvik A. W. ECRH and ICRH in the TMX-U tandem mirror // Proc. 4th international symposium on heating in toroidal plasmas. 1984. P. 931–946.
76. Herschkowitz N. RF heating in tandem mirrors // Mirror-Based and Field-Reversed Approaches to Magnetic Fusion. 1983. Vol. 1. P. 311.
77. Post R. S., Brau K., Golovato S. et al. Improved plasma startup in the Tara central cell // Nucl. Fusion. 1987. Vol. 27. P. 217.
78. Жильцов В. А., Куянов А. Ю., Скворода А. А., Тимофеев А. В. Особенности удержания горячих электронов в открытой ловушке ОГРА-4 при ЭЦРН с продольным вводом микроволновой мощности // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 3. С. 267–277.
79. Shidara H., Nakashima Y., Imai T. et al. EC wave plasma breakdown on GAMMA 10 device // Fusion Eng. Des. 2011. Vol. 86. P. 913–915.
80. Kersevan R., Pons J.-L. Introduction to MOLFLOW+: New graphical processing unit-based Monte Carlo code for simulating molecular flows and for calculating angular coefficients in the compute unified device architecture environment // J. Vac. Sci. Technol A. 2009. Vol. 27. P. 1017.
81. Сорокин А. В. Личное сообщение. 2016.
82. Shalashov A. G., Gospodchikov E. D., Yakovlev D. V. et al. Electron-cyclotron plasma startup in the GDT experiment // arXiv:1607.01051 (Submitted to Nucl. Fusion). 2016.