

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

На правах рукописи

ЗАЙЦЕВ КОНСТАНТИН ВЛАДИМИРОВИЧ

**Изучение физики удержания плазмы в ГДЛ
методом магнитной диагностики**

01.04.08 - Физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук
ПРИХОДЬКО Вадим Вадимович

Новосибирск - 2016

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Обзор предшествующих работ.....	13
Глава 2. Описание экспериментальной установки.....	39
Глава 3. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в ГДЛ	45
3.1. Идентификация типа неустойчивости	45
3.2. Влияние АИЦН на эффективность удержания плазмы в ГДЛ	51
3.3. Влияние АИЦН на продольный профиль давления плазмы	53
Глава 4. Длинноволновые продольные колебания магнитного поля	62
Глава 5. Вращение плазменного столба в режиме с вихревым удержанием	68
Заключение	73
Список литературы.....	75
Приложение 1. Вывод пространственной плотности тока для моноэнергетичной функции распределения быстрых частиц.....	80

Введение

Инициирование исследований по управляемому термоядерному синтезу (УТС) в СССР датируется серединой 1950 года и приписывается советскому (а позднее российскому и украинскому) физику, доктору физико-математических наук, Олегу Александровичу Лаврентьеву. В его предложении была представлена конкретная схема реактора, в котором термоизоляция высокотемпературной плазмы достигалась созданием высоковольтного электрического поля [1]. Под влиянием этой работы появились новые проекты других авторов: МТР (магнитные термоядерные реакторы) и ТОКАМАКи (ТОроидальные Камеры с МАгнитными Катушками) А.Д. Сахарова и И.Е. Тамма [2], магнитные «бутылки» - «пробкотроны» Г.И. Будкера [3] и другие [4]. В ходе последовавших экспериментальных исследований, как на территории СССР, так и за его пределами, рекордные результаты и, как следствие, наибольшее распространение получили установки в которых термоизоляция осуществляется за счёт внешнего магнитного поля. В магнитном поле заряженные частицы движутся по так называемым “ларморовским окружностям” вокруг силовых линий и, таким образом, при соответствующей величине напряженности поля, они могут быть изолированы в некотором вакуумном объёме в поперечном направлении по отношению к направлению удерживающего их поля. Удобно разделять установки для магнитного удержания плазмы на имеющие либо замкнутые, либо открытые магнитные силовые линии. С точки зрения практического использования каждый тип установок имеет свои преимущества и недостатки.

В замкнутых системах, магнитные силовые линии не покидают объём плазмы и образуют семейство вложенных тороидальных потоковых поверхностей. Давление плазмы примерно постоянно вдоль силовой линии и удержание достигается из-за того, что набор вложенных поверхностей с плазмой изолирован от стенок камеры установки. Механизм потери частиц и энергии связан с транспортом этих величин между магнитными поверхностями, поперёк магнитных линий. Такие установки в общем случае неэффективно используют относительно

большие объёмы магнитного поля, будучи ограниченными в районе 10% по величине β (бета), которая представляет собой отношение плотности энергии плазмы к плотности энергии магнитного поля. Отдельно среди замкнутых систем стоит отметить компактные токамаки. Давление плазмы в них приближается к предельно высокой величине, практически равной давлению магнитного поля, то есть β близко к единице. Однако, в качестве дейтерий-третиевого реактора, использование компактного токамака представляется проблематичным, так как его геометрия затрудняет расположение нейтронной защиты и blankets для воспроизводства трития [5]. Так как потери в замкнутых системах связаны с транспортом в пространстве, время жизни МГД-устойчивого равновесия возрастает с физическими размерами. Более того и наиболее важным является то, что локальные распределения частиц по скоростям являются максвелловскими, устраняя тем самым большой класс неустойчивостей, вызываемых неравновесными распределениями.

Открытые системы, с другой стороны, представляют почти полностью противоположную картину. Прежде всего, силовые линии покидают объём плазмы и проходят сквозь стенки камеры. К достоинствам ловушек этого типа стоит, прежде всего, отнести простоту конструкции с инженерной точки зрения, а также относительно высокие значения β по сравнению с крупномасштабными замкнутыми системами. Наиболее известный пример открытой ловушки - так называемый “пробкотрон”, идея которого была предложена в середине 50-х годов независимо Г.И. Будкером в СССР [3] и Р. Постом в США [6]. Магнитные поверхности в пробкотроне выглядят как более или менее длинные отрезки цилиндров, деформированные с концов (см. Рисунок 1).

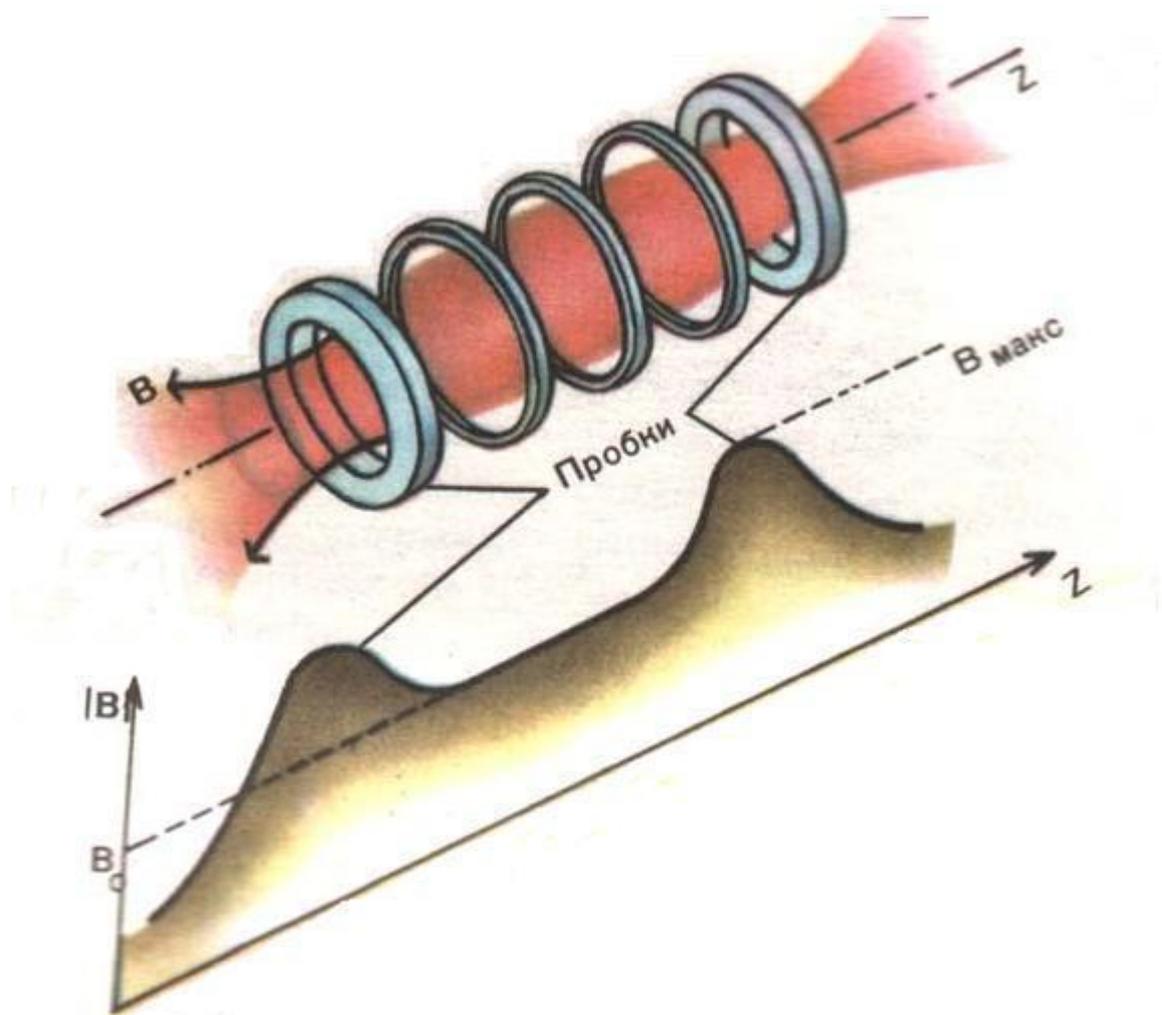


Рисунок 1: Магнитная конфигурация пробкотрона.

На сегодняшний день имеется и много других разновидностей открытых ловушек, но почти все они в той или иной степени включают в себя элементы пробкотрона. Время жизни частиц в пробкотроне ограничено временем рассеяния в пространстве скоростей из области, где они удерживаются, в конус потерь. Процессами, которые приводят к рассеянию, являются: неадиабатичность движения ионов в удерживающем поле, столкновения двух тел (кулоновское рассеяние) и диффузия в пространстве скоростей из-за существования флуктуаций электрического поля внутри плазмы. Интерес в случае специально спроектированных установок представляют два последних механизма.

Интересная (и положительная для термоядерных применений) особенность пробкотрона состоит в том, что в нем плохо удерживаются или вообще не удерживаются тяжелые примеси. В целом можно утверждать, что в стационарном состоянии плазма в пробкотроне будет очень чистой. В этом пункте пробкотроны выгодно отличаются от замкнутых систем, в которых накопление примесей в плазме может быть источником серьезных трудностей. Однако, как отмечается в работе [7], перечисленные достоинства обесцениваются тем, что в “классическом” пробкотроне даже при больших пробочных отношениях нельзя добиться коэффициентов усиления мощности, превышающих значение $Q=1.3-1.5$. Ограничение связано с тем, при больших пробочных отношениях ($R \gg 1$) время жизни ионов растёт с R логарифмически и, следовательно, существенно его увеличить путем увеличения пробочного отношения нельзя. Чтобы избавиться от этого недостатка, в разное время был предложен ряд усовершенствованных вариантов простого пробкотрона: установки с обращением поля, центробежные ловушки, многопробочные ловушки и другие соленоидальные системы и, наконец, амбиполярные ловушки. В принципе, каждая из них допускает получение значений Q в диапазоне 10-30, но рост Q достигается за счёт появления в установках дополнительных элементов и, соответственно, их усложнения. И всё же, в конце 70-х годов прошлого века В.В. Мирновым и Д.Д. Рютовым была предложена установка, унаследовавшая все достоинства “классического” пробкотрона и позволяющая получить $Q > 1.5$. Она получила название «газодинамической» ловушки (ГДЛ) [8]. Название установки обусловлено тем, что длина свободного пробега ионов λ_{ii} мала по сравнению с L и истечение плазмы из пробки ловушки можно оценить аналогично истечению газа в вакуум из сосуда с отверстием. Поток плазмы через сечение пробки оценивается как $2S_{пр} n v_s$, где $S_{пр} = S_0 / R$ - площадь сечения плазмы в пробке, n - плотность плазмы в объёме, v_s - скорость звука в плазме (для плазмы с близкими температурами электронов и ионов $v_s \sim v_{T_i}$, где v_{T_i}

- тепловая скорость ионов). Разделив полное число ионов в установке $S_0 nL$ на поток, получаем оценку времени жизни ионов в установке

$$\tau \sim \frac{RL}{2v_s}. \quad (1)$$

Таким образом, время жизни зависит от R линейно, благодаря чему при увеличении пробочного отношения достигается значительный рост продольного времени жизни плазмы. Причём оценка (1) становится справедливой не при условии $\lambda_{ii} \ll L$, а при значительно более мягком условии

$$\lambda_{ii} \frac{\ln R}{R} \ll L. \quad (2)$$

Условие (2) означает, что длина установки превышает длину рассеяния на угол при вершине конуса потерь, равную (при $R \gg 1$) λ_{ii} / R .

В открытых ловушках пустоты в фазовом пространстве ионов (конуса потерь) служат источником свободной энергии для самопроизвольного возбуждения различных типов коротковолновых (с характерной длиной волны от ионного ларморовского радиуса и меньше) колебаний плазмы [4]. Как уже отмечалось, взаимодействие плазмы с электромагнитным полем таких колебаний приводит, вообще говоря, к более быстрому рассеянию ионов. С другой стороны, как это и должно быть в газодинамическом пределе, время жизни плазмы в ГДЛ не зависит от частоты рассеяния частиц (или, что эквивалентно, от их длины свободного пробега). Соответственно, время потерь плазмы через пробки в ГДЛ совершенно нечувствительно к возможности возбуждения в плазме микрофлуктуаций. В этом отношении ГДЛ сильно отличается от традиционных пробкотронов и многих других типов открытых ловушек, в которых наличие даже относительно невысокого уровня микрофлуктуаций приводит к значительному росту продольных потерь плазмы.

Предварительные расчёты реактора на основе ГДЛ [9] показали, что для достижения приемлемых значений $Q=3-4$, реактор нужно делать слишком длинным: даже при использовании в пробках магнитного поля в 35-40 Т длина установки не может быть меньше 2-3 км. Однако, в 1984 году была указана ещё одна интересная возможность применения ГДЛ – в качестве основы для создания интенсивного источника термоядерных нейтронов [10]. Схема предложенного тогда источника основана на использовании “двухкомпонентного” варианта ГДЛ: ловушка заполняется относительно холодной дейтериевой плазмой, которая удерживается в газодинамическом режиме, а в эту плазму инжектируются под небольшим (около 20°) углом к оси быстрые (с энергией 250 кэВ) тритоны, столкновения которых с дейтонами и приводят к генерации нейтронов. Совершая продольные колебания между точками поворота в областях сильного поля, тритоны постепенно тормозятся на электронах и рассеиваются на дейтонах. Так как при высокой энергии тритонов первый процесс идет намного быстрее второго, угловое распределение тритонов остается узким вплоть до самых низких энергий. Соответственно, вблизи точек останова тритонов возникает высокий пик их плотности, и эти области ловушки становятся интенсивным источником нейтронов (с потоком, по грубым прикидкам, до 10 МВт/м^2). Заметим, что длина свободного пробега тритонов не удовлетворяет условию (2) и, следовательно, микронеустойчивости для “двухкомпонентного” варианта ГДЛ потенциально могут приводить к увеличению скорости потерь частиц, также как и в “классическом” варианте пробкотрона.

Количество потенциально опасных микронеустойчивостей для пробкотрона очень велико. Трудность их адекватного теоретического описания связана с тем, что в задаче много параметров и чаще всего существенны как продольная, так и поперечная неоднородность плазмы и магнитного поля. Тем не менее, в линейной теории (т.е. в задачах об эволюции малых начальных возмущений) достигнута довольно большая степень ясности, хотя далеко не по всем вопросам. И всё же в конечном итоге роль той или иной неустойчивости определяется тем, до какого

уровня дорастают соответствующие флуктуации и каким оказывается эффективное время рассеяния ионов на этих флуктуациях, а ответ на этот вопрос может дать только нелинейная теория, которая разработана явно недостаточно. Поэтому, решающее слово здесь должен сказать эксперимент, выполненный с соблюдением необходимых условий подобия по отношению к установке, нацеленной на решение прикладных задач. В случае с “двухкомпонентным” вариантом ГДЛ такую установку представляет собой установка Газодинамическая Ловушка (Gas Dynamic Trap, сокращенно - GDT), которая построена в ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск. На сегодняшний день на ней были получены рекордные для ловушек открытого типа параметры в режимах с дейтериевой плазмой (быстрые атомарные пучки дейтонов инжектируются в дейтериевую плазму с начальной температурой 2-3 эВ): максимальное бета в точках отражений быстрых ионов равно 0.6 и температура электронов равна 650 эВ. Такие параметры позволяют весьма обоснованно рассматривать вопрос о практическом применении источника нейтронов на основе “двухкомпонентного” варианта ГДЛ в ближайшие десятилетия и придают актуальность исследованиям физических процессов, наблюдаемых в установках этого типа.

Далее в тексте работы аббревиатуру ГДЛ следует расшифровывать как Газодинамическая Ловушка ИЯФ СО РАН, которая построена в г. Новосибирске.

Особенно опасной для пробкотрона считается так называемая дрейфово-конусная неустойчивость (ДКН), предсказанная и теоретически исследованная в работах [11] и [12]. Она возбуждается, если радиус плазмы достаточно мал (точнее, достаточно велик радиальный градиент плотности). Возмущения имеют вид «желобков», вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля, и бегут по азимуту в направлении диамагнитного дрейфа ионов. Характерная частота возмущений близка по величине к ионной циклотронной частоте ω_{ci} . Если говорить о стабилизации ДКН, то в работе [11] было замечено, что неустойчивость исчезает при появлении небольшого количества ионов в окрестности начала координат в пространстве скоростей, т.е. в окрестности точки $|v|=0$. В ГДЛ благодаря высоким

пикам плотности, формируемым в районе точки остановки быстрых дейтонов, создаются максимумы амбиполярного потенциала величиной порядка температуры электронов T_e . Благодаря этим пикам, судя по всему, и обеспечивается заполнение окрестности точки $|v|=0$ ионами и, в конечном итоге, стабилизация ДКН.

Другим опасным типом неустойчивости, приводящей к уменьшению времени жизни ионов, является альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН). Её возбуждение связано с анизотропией давления плазмы и конечным значением β , а как говорилось выше, β в ГДЛ достигает рекордных величин. Как ясно из названия, неустойчивость развивается в результате циклотронного резонанса ионов плазмы с альфвеновской волной, т.е. частицы передают свою энергию такой альфвеновской волне, чья частота, вследствие эффекта Доплера, сравнивается с какой-нибудь гармоникой их собственной циклотронной частоты. Впервые в лабораторной плазме АИЦН была зарегистрирована на установке ТМХ, располагавшейся в Ливерморе [13]. В описываемых экспериментах неустойчивость возбуждалась в концевых ячейках ТМХ, куда велась почти перпендикулярная по отношению к силовым линиям магнитного поля инжекция атомарных пучков. Возможность развития АИЦН при наклонной инжекции впервые обсуждалась в статье [14], экспериментальные свидетельства чего, по-видимому, наблюдались на установке ТМХ-У, однако, детально этот вопрос не изучался.

Таким образом, экспериментальное изучение АИЦ неустойчивости в ловушках с наклонной инжекцией было впервые осуществлено на установке ГДЛ, что может характеризовать новизну проведённых исследований. Собственно, большая часть данной работы посвящена описанию проведённых экспериментов по изучению АИЦ неустойчивости и анализу полученных результатов. Среди значимых результатов особо следует отметить то, что развитие АИЦ неустойчивости не приводит к ухудшению удержания плазмы в ГДЛ и, по сути, никаких специальных мер по стабилизации АИЦН в промышленном нейтронном

источнике на её основе при сохранении текущих параметров принимать не нужно. Кроме того, полученные в ходе экспериментов данные полезны для проверки теоретических моделей, позволяющих вычислять порог возникновения АИЦ неустойчивости и её влияние на рассеяние частиц плазмы в открытых ловушках с наклонной инжекцией. Также экспериментальные данные могут быть полезны для уточнения моделей описывающих процессы, происходящие в естественных магнитных ловушках расположенных в магнитосферах планет. Эти процессы обуславливают спектр частиц, заселяющих магнитосферу, и, в конечном итоге, оказывают влияние на формирование космической погоды вокруг планет.

В ходе изучения спектральных характеристик АИЦН и анализа данных с комплекса магнитных диагностик ГДЛ также были изучены спектральные характеристики нелинейно насыщенных желобковых колебаний плазмы, удерживающейся в ГДЛ в режиме вихревого удержания [15], и длинноволновых продольных колебаний магнитного поля в диапазоне от 90 до 100 кГц, которые могут быть идентифицированы как глобальная звуковая мода [16]. Оба эти явления, также как и АИЦН, были зарегистрированы и изучались на ГДЛ впервые.

Текст диссертации структурирован следующим образом.

Глава 1 представляет собой обзор предшествующих теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению АИЦН.

Глава 2 содержит описание установки ГДЛ и основных диагностик, использовавшихся для получения экспериментальных данных.

В главе 3 приведены описание и результаты проведённых экспериментов, связанных с изучением АИЦН. В частности, выделяется группа резонансных частиц, ответственных за развитие данной неустойчивости, а также освещается вопрос влияния АИЦН на эффективность удержания частиц в ГДЛ.

В главе 4 приведены данные по изучению длинноволновых продольных колебаний магнитного поля в диапазоне от 90 до 100 кГц.

Глава 5 описывает спектральные характеристики нелинейно насыщенных желобковых колебаний плазмы, удерживающейся в ГДЛ в режиме с вихревым удержанием.

По результатам проделанной работы на защиту выносятся следующие положения:

1. Показано, что при увеличении давления плазмы в ГДЛ развивается альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость. Измерен порог развития неустойчивости и характеристики неустойчивых возмущений, которые находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории;
2. Установлено, что возбуждение в плазме альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости не приводит к существенному ухудшению удержания быстрых ионов в ГДЛ. В частности, нейтронный выход D-D реакции в точке остановки быстрых ионов при развитии неустойчивости уменьшается не более чем на 5%;
3. Обнаружено, что в процессе нагрева в плазме ГДЛ развиваются длинноволновые осесимметричные возмущения магнитного поля. Частота возмущений очень слабо зависит от температуры и диамагнетизма плазмы: сдвиг частоты не превышает 10% при изменении этих величин в несколько раз;
4. Показано, что в соответствии с предсказаниями теории колебания плазменного столба в ГДЛ в режиме с вихревым удержанием имеют желобковый характер и в спектре азимутальных мод доминируют моды $m=1,2$.

Глава 1

Обзор предшествующих работ

Впервые теоретически АИЦН для случая бесконечной однородной плазмы была независимо рассмотрена в работах Розенблюта [17] и Сагдеева и Шафранова [18]. В качестве модельной функции распределения в данных работах используется двухтемпературное (би-Максвелловское) распределение:

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) \sim \exp(-mv_{\parallel}^2 / (2T_{\parallel}) - mv_{\perp}^2 / (2T_{\perp}))$$

Как следует из выкладок работы Сагдеева и Шафранова [18], наибольший вклад в антиэрмитовскую часть тензора диэлектрической проницаемости, ответственную за поглощение (выделение) энергии в среде, вносят частицы удовлетворяющие условию

$$\omega - n\Omega_i - k_z v_z = 0. \quad (3)$$

Другими словами, раскачка волн определяется теми ионами из распределения по скоростям, в системе координат которых частота волны ω , вследствие эффекта Доплера, равна гармоникам их циклотронной частоты $n\Omega_i$. Для простейшего случая ионного резонанса, когда возмущение $\sim e^{-i\omega t}$ распространяется вдоль внешнего магнитного поля ($|n|=1$, $k_{\perp} = 0$), а давление плазмы мало ($8\pi T \ll B^2$), максимальному инкременту неустойчивости соответствует частота

$$\omega = \Omega_i \frac{|T_{\perp} - T_{\parallel}|}{T_{\perp}} + i\omega_{pi} \frac{T_{\perp}}{\sqrt{2T_{\parallel} mc^2}} \exp\left(-\frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{T_{\parallel}^2}{(T_{\perp} - T_{\parallel})^2}\right). \quad (4)$$

Как следует из комплексной части выражения (4), изотропная плазма ($T_{\parallel} = T_{\perp}$) устойчива к подобным возмущениям. Также видно, что при малых бета и малой степени анизотропии, рост колебаний экспоненциально мал. Стоит заострить внимание на том, что в рассматриваемом случае неустойчивость существует не при

сколь угодно близкой к единице анизотропии температур T_{\perp}/T_{\parallel} . Поскольку существует предельная скорость частиц v_{\max} (во всяком случае, меньшая скорости света), то вычисляя минимально возможную частоту из условия (3) и подставляя её в (4), получаем, что должно выполняться соотношение $|T_{\perp} - T_{\parallel}|/T > 1/(1 + v_{\max}/v_A)$. В этой же работе установлено, что при анизотропии характерной для открытых ловушек ($T_{\perp} > T_{\parallel}$), в случае ионного резонанса раскачивается волна, электрический вектор поляризации которой вращается в направлении вращения ионов.

Более поздние теоретические исследования АИЦ неустойчивости в открытых плазменных ловушках концентрируются на использовании наиболее реалистичных функций распределения для конкретных экспериментов и учёте конечности размеров плазмы. Каждый из этих аспектов может играть положительную роль в стабилизации неустойчивости. Краткий обзор наиболее значимых теоретических и экспериментальных работ по данной тематике представлен ниже.

Экспериментальные свидетельства развития АИЦ неустойчивости в магнитосфере Земли изложены, например, в работе [19]. Рассматриваемые в статье данные были получены при помощи диагностик, установленных на спутнике ATS-6, а именно электростатических детекторов заряженных частиц (два электронных и три ионных) и трехосного индукционного магнитометра. Данный спутник размещен на геостационарной орбите недалеко от области минимального поля пробкотронной геометрии магнитосферы и погружен в среду с захваченной плазмой. Отметим характерный состав среды в момент развития неустойчивости. Каждый раз, когда происходило возбуждение колебаний регистрируемого потока частиц плазмы и магнитного поля на частотах достаточно близких к ионно-циклотронной (в исследуемых событиях $\omega/\Omega_{ci} = 0.05 - 0.5$), в плазме присутствовали, по меньшей мере, две компоненты: холодная (5 эВ) компонента, присущая ионосфере, и очень горячая (десятки кэВ) компонента, которая появляется в результате захвата частиц солнечного ветра. Из анализа измерений магнитного датчика следует, что поле возмущения имеет эллиптическую

поляризацию в плоскости перпендикулярной к основному магнитному полю \vec{B}_0 , а направление вращения плоскости поляризации волны совпадает с направлением вращения ионов. Амплитуда флуктуаций вдоль магнитного поля \vec{B}_0 составляла не более 20% от максимальной амплитуды возмущений в перпендикулярной плоскости. На основании этих данных вычислялся угол θ между направлением распространения волны \vec{k} и основным полем \vec{B}_0 . Во всех наблюдаемых событиях он находился в диапазоне от 0 до 30 градусов. Таким образом, на основании изложенных выше данных (частота, поляризация, характер распространения), наблюдаемая неустойчивость была идентифицирована как альфвеновская ионно-циклотронная.

В работе [20] рассмотрена граница АИЦ неустойчивости в би-максвелловской плазме, помещенной в неоднородное магнитное поле. В работе последовательно учтен стабилизирующий эффект поперечной и продольной неоднородности, подробно описана и применена техника построения WKВ-решений (Wentzel-Kramer-Brillouin) для электрического поля возмущения по продольной координате. Также в работе приведены результаты вычислений контуров критических значений β , полученные при помощи критерия абсолютности неустойчивости Берка-Бригса [21] с поправкой Перлстейн-Берка [22] для сдвига частоты в неоднородной плазме. Границы устойчивости, соответствующие случаю бесконечной среды, а также в случае плазмы конечных размеров (Case I и Case II), приведены на Рисунке 2. Здесь R_p и L_v , соответственно, радиус плазмы и характерный масштаб параболического вакуумного магнитного поля, а a_i - ларморовский радиус ионов.

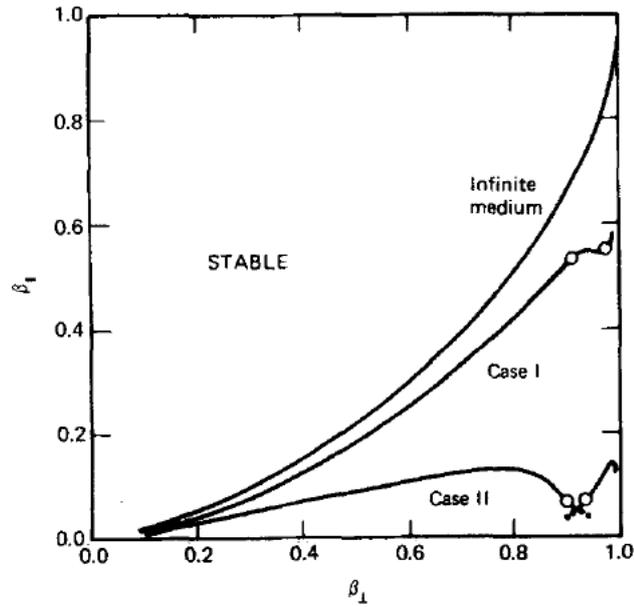


Рисунок 2: Границы устойчивости в пространстве $\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}$ для би-Максвелловского распределения ионов в открытой ловушке с вакуумным пробочным отношением $R=2$. Case I: $R_p = 15a_i$, $L_v = 50a_i$. Case II: $R_p = 2.7a_i$, $L_v = 15a_i$ (аппроксимирует условия эксперимента 2ХИВ).

Другим удобным способом представить данные результаты является вычисление произведения $\beta_{\perp} A^2$, где $A = \langle W_{\perp} \rangle / \langle W_{\parallel} \rangle = T_{\perp} / T_{\parallel}$ - показатель анизотропии. Угловые скобки обозначают усреднение по пространству скоростей ионов, а W_{\perp} и W_{\parallel} перпендикулярную и продольную кинетические энергии в точке с минимальным магнитным полем вдоль силовой линии. Можно показать, что данное произведение практически не изменяется вдоль границы устойчивости и для условий соответствующих эксперименту 2ХИВ (Case II) $\beta_{\perp} A^2 \approx 8$. Для плазмы с большим диаметром (Case I) необходимое для развития неустойчивости значение критического произведения, как следует из кривых на Рисунке 2, меньше и составляет $\beta_{\perp} A^2 \approx 3$.

В Таблице 1 указаны параметры для эксперимента 2ХИВ и концевых ячеек установки ТМХ, L_p и L_m , соответственно, характерные пространственные масштабы профиля давления плазмы и реального магнитного поля. Учитывая

изложенные выше результаты, видно, что если параметры установка 2ХПВ соответствуют границе устойчивости, то в случае концевых ячеек установки ТМХ, где безразмерный радиус плазмы больше, нежели в установке 2ХПВ, порог устойчивости заведомо превышен, и должно наблюдаться развитие АИЦН. Об этом и было сообщено в работе [13], которая является первым свидетельством развития АИЦ неустойчивости в лабораторной плазме. Неустойчивость действительно развивалась в концевых ячейках установки ТМХ, инжекция быстрых частиц в которые осуществлялась практически под прямым углом по отношению к силовым линиям магнитного поля. В работе отмечается, что АИЦН приводила к значительному ухудшению характеристик удержания плазмы в центральной ячейке установки ТМХ в случае раскачки колебаний большой амплитуды. Отдельно отметим, что хотя колебания на частотах порядка ионно-циклотронной и ранее регистрировались на различных магнитных ловушках (таких как 2ХП, 2ХПВ, PR-6), все они были идентифицированы как различные моды DCLC-неустойчивости.

Parameter	2ХПВ	ТМХ
a_i/R_p	0.37	0.13
β	0.33	0.07
$A \equiv \langle W_{\perp} \rangle / \langle W_{\parallel} \rangle$	5	14
βA^2	8	14
E_i (keV)	13	8
f_{ci0} (MHz)	4.9	7.6
R_p (cm)	7	10
L_p (cm)	25	16
L_v (cm)	75	50
L_m (cm)	39	43

Таблица 1: Параметры, влияющие на устойчивость по отношению к АИЦ возмущениям, для установки 2ХПВ и концевой ячейки установки ТМХ.

Наблюдения за ионно-циклотронными колебаниями в концевых ячейках ТМХ осуществлялись при помощи двух наборов зондов: один чувствительный к электростатическим полям, а другой — к магнитным. Сборка чувствительная к электростатическим полям состоит из 5-ти зондов отстоящих друг от друга на

расстоянии 1 см. Каждый электростатический зонд представляет собой вольфрамовую проволоку длиной 1 см и диаметром 0.1 см. Основной функцией данного набора зондов является измерение азимутального волнового числа m возбуждаемых волн. Напомним, что в цилиндрической системе координат возмущения магнитного поля волны $\delta B \sim e^{i(m\varphi - \omega t)}$, откуда видно, что знак m определяет направление азимутального распространения волны. В непосредственной близости от набора электростатических зондов использовался магнитный зонд, состоящий из трёх взаимно ортогональных витков для измерения радиальной, азимутальной и продольной компонент производной магнитного поля возмущения.

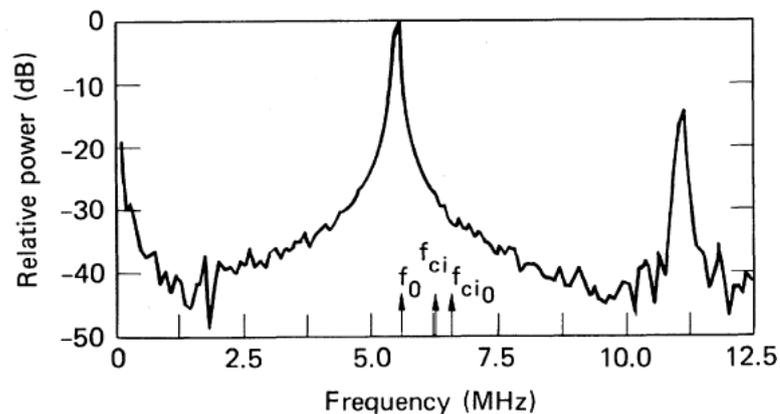


Рисунок 3: Спектр колебаний потенциала в восточной концевой ячейке установки ТМХ. Неустойчивости соответствует пик на частоте 5.6 МГц.

Спектр колебаний потенциала, построенный на Рисунке 3, является характерным для концевых ячеек установки ТМХ в режимах с неустойчивостью. Пик на частоте 5.6 МГц свидетельствует о наличии колебаний на частоте значительно ниже ионно-циклотронной частоты для вакуумного магнитного поля, равной для данного выстрела 6.6 МГц. Из анализа фазового спектра следует, что номер моды для данного выстрела равен $m = -2 \pm 1$. Отрицательный знак m указывает на направление распространения соответствующее электронному градиентному дрейфу. В некоторых выстрелах были зарегистрированы колебания с положительными m , но преобладали всё-таки отрицательные моды. На Рисунке 4

представлены разности фаз сигналов электростатических датчиков в зависимости от расстояния между ними, соответствующие пяти выстрелам с примерно одинаковыми условиями. Линейная зависимость разности фаз от расстояния между датчиками указывает на то, что в каждом выстреле доминирующую роль играет только одна мода. Из представленных данных следует что $m = -4 \pm 1$. Максимальное зарегистрированное значение $|m|$ равно 6.

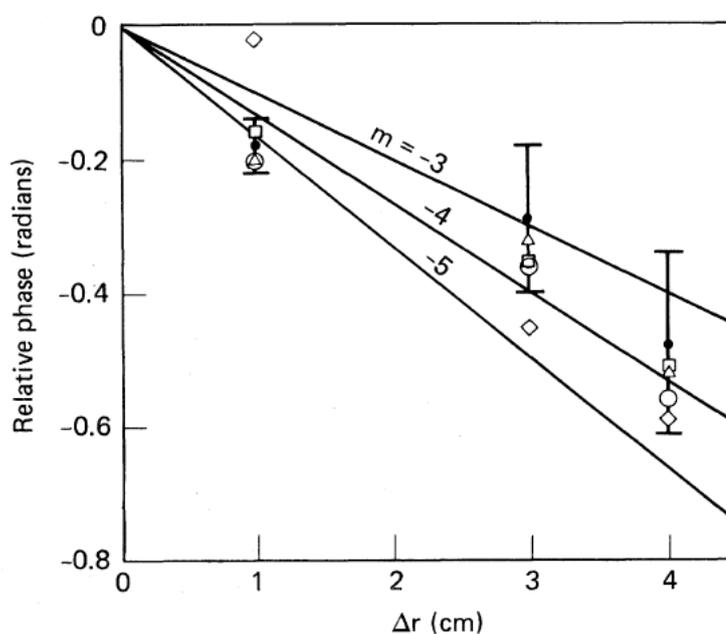


Рисунок 4: Разность фаз между сигналами с датчиков электростатической сборки на резонансной частоте в зависимости от расстояния между ними. Различные маркеры соответствуют различным выстрелам. В представленных выстрелах $m = -4 \pm 1$.

Из анализа данных, полученных с магнитного датчика, было установлено, что разность фаз между радиальной и азимутальной компонентами магнитного поля составляет примерно 70 градусов (волна имеет эллиптическую поляризацию). При этом направление вращения плоскости поляризации волны совпадает с направлением вращения ионов. Кроме того, в работе [13], также как и в работе [19], авторами отмечается, что амплитуда колебаний магнитного поля возмущения

вдоль основного магнитного поля почти на порядок меньше амплитуды радиальной и азимутальной компонент. Все изложенные выше результаты свидетельствуют о том, что в эксперименте была зарегистрирована альфвеновская волна, которая генерируется вследствие развития АИЦ неустойчивости.

Интуитивно очевидным способом повышения устойчивости к АИЦ моде в магнитных ловушках открытого типа с атомарной инжекцией представляется уменьшения угла инжекции нейтральных пучков по отношению к магнитному полю. Действительно, за счёт наклонной инжекции уменьшается показатель анизотропии $A = \langle W_{\perp} \rangle / \langle W_{\parallel} \rangle$, что в свою очередь увеличивает критическое значение β_{\perp} , необходимое для возбуждения неустойчивости. Впервые теоретический анализ функций распределения, соответствующих наклонной инжекции пучков нейтральных атомов, был проведен в работе [14]. В качестве дополнительной мотивации к рассмотрению и использованию наклонной инжекции автор отмечает следующие факторы:

1) применение наклонной инжекции позволяет более эффективно использовать объём длинных открытых ловушек;

2) провал плотности в области минимума поля позволяет сформировать потенциальные барьеры в точках остановки быстрых частиц, что в свою очередь обеспечивает захват тёплой плазмы для стабилизации электростатических колебаний (например, DCLC).

Для рассматриваемых в работе [14] распределений были вычислены дисперсионные соотношения и границы абсолютной устойчивости в предположении, что возмущения распространяются вдоль внешнего магнитного поля ($k_{\perp} = 0$) и имеют круговую поляризацию. Численные результаты приведенные в статье были получены для однородной плазмы и могут рассматриваться в качестве нижней оценки устойчивости плазмы, в силу того что

они не учитывают стабилизирующих эффектов, обусловленных продольной неоднородностью рассматриваемых систем.

Помимо однокомпонентной плазмы, в работе [14], в частности, рассмотрена смесь дейтерия и водорода в плазме с параметрами, которые были характерны для центральной ячейки установки ТМХ-У. В общем случае, плазма, состоящая из двух различных компонент, имеет две ветки (H-mode и D-mode) АИЦ неустойчивости, каждая из которых эффективно обменивается энергией с одной из компонент. Результаты расчётов приведены на Рисунке 5.

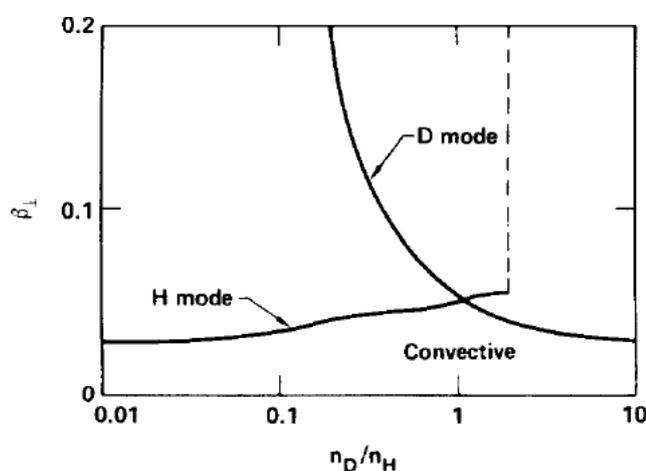


Рисунок 5: Граница конвективной и абсолютной неустойчивости в зависимости от отношения плотностей дейтерия и водорода n_D/n_H для двухкомпонентной плазмы установки ТМХ-У. Обе компоненты имеют распределение f_C где $l=0$, $\Delta = 10^\circ$ и $\theta = 22^\circ$ и углы инжекции $\phi_H = 60^\circ$ и $\phi_D = 70^\circ$.

Под кривыми плазма неустойчива относительно конвективной моды. В предельных случаях $n_D/n_H \ll 1$ и $n_D/n_H \gg 1$ граничные значения практически совпадают и равны $\beta_\perp \approx 0.03$. В случае же когда $n_D/n_H \approx 1$ граничное значение достигает своего максимума ($\beta_\perp \approx 0.05$), увеличиваясь практически в 2 раза по сравнению с однокомпонентной плазмой. В статье отмечается что данный стабилизирующий эффект должен был играть основную роль при стабилизации

АИЦ неустойчивости в экспериментах с D-T плазмой на установке MFTF-B [23] и в более масштабных экспериментах.

В работе [24] для распределений из статьи [14] с помощью техники WKВ-вычислений (как в работе [20]) найдена граница устойчивости для электромагнитных возмущений с $k_{\perp} = 0$ в продольно-неоднородной плазме при параметрах концевых пробкотронов установки ТМХ, центральной ячейки и концевых пробкотронов установок ТМХ-U и MFTF-B.

На Рисунке 6 приведена зависимость границы устойчивости от характерного масштаба вакуумного магнитного поля L_v в условиях, соответствующих концевой ячейке установки ТМХ. Для моделирования используется двухкомпонентная функция распределения. Видно, что при уменьшении L_v от ∞ (однородная плазма) до характерных значений в эксперименте ТМХ ($L_v = 50$ см), максимальное значение β_{\perp} , отвечающее устойчивому состоянию, увеличивается почти в 3 раза.

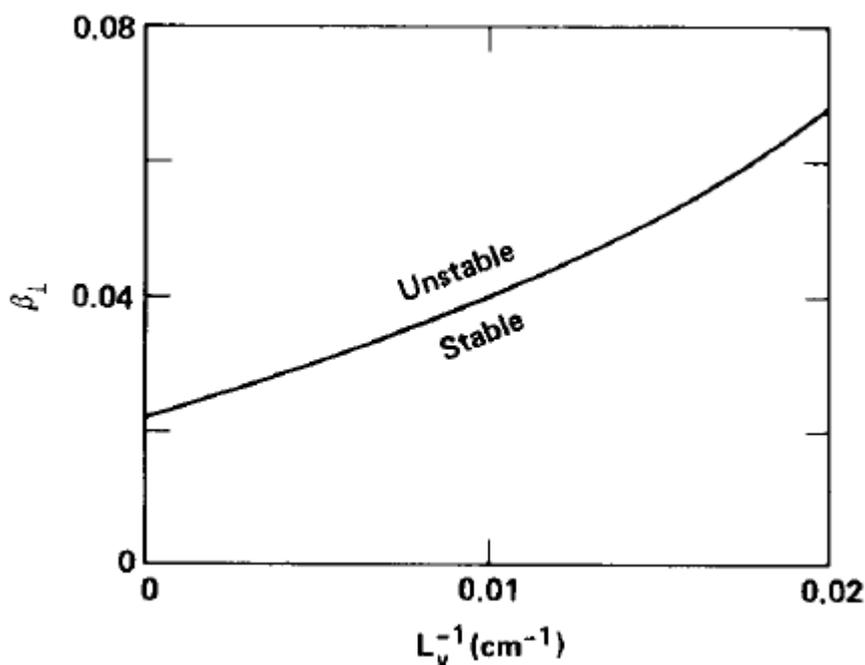


Рисунок 6: Граница устойчивости в условиях соответствующих концевой ячейке установки ТМХ. L_v - характерный масштаб вакуумного магнитного поля.

Отметим, что в статье [24] впервые рассмотрено распределение отвечающее «плещущимся» ионам для случая неоднородной плазмы. В расчётах моделируется однокомпонентная дейтериевая плазма центральной ячейки установки ТМХ-U: $T = 2$ кэВ, $l = 0$ и $\beta = 0.04$. Результаты вычисления границы устойчивости представлены на Рисунке 7. Верхняя кривая отвечает случаю однородной плазмы. Нижняя кривая (соответствует $L_v = 230$ см) демонстрирует стабилизирующий эффект в случае наклонной инжекции. Стабилизация достигается для любой угловой ширины распределения $\Delta \geq 0$, если угол инжекции ϕ_i меньше некоторого критического ($=54^\circ$ на Рисунке 7), который в свою очередь зависит от L_v и β .

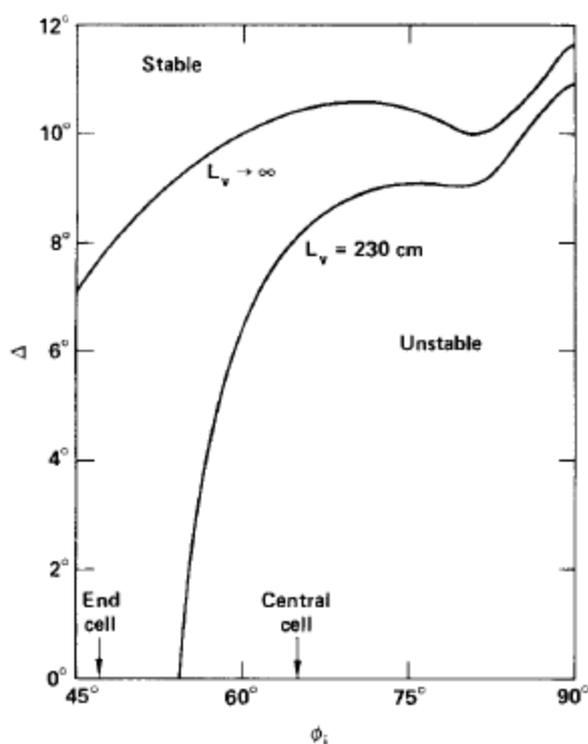


Рисунок 7: Граница устойчивости как функция угловой ширины распределения Δ и угла инжекции ϕ_i для однородной плазмы ($L_v \rightarrow \infty$) и для плазмы в магнитном поле, моделирующем условия в установке ТМХ-U ($L_v = 230$ см).

В ловушках открытого типа с ICRF (Ion Cyclotron Range of Frequency) нагревом АИЦ неустойчивость была впервые зарегистрирована на установке Тага [25]. При этом, в изложенных в работе [25] экспериментах, ICRF излучение в центральной ячейке было единственным источником нагрева плазмы. На Рисунке

8 приведены спектры с магнитного датчика для двух различных величин магнитного поля в центральной плоскости магнитных ям. На нижнем спектре изображены два пика: пик с наибольшей амплитудой соответствует прикладываемому ICRH излучению; второй пик, близкий по частоте, но ниже и прикладываемого ICRH излучения, и циклотронной частоты в центральной плоскости магнитных ям, отвечает возбуждающейся неустойчивости. Второй пик, как это видно из верхнего спектра на Рисунке 8, разделялся на три близких по частоте пика, когда неустойчивость имела наиболее высокую амплитуду. Из этого следует, что неустойчивость развивалась сильнее всего, когда ионный циклотронный резонанс был ближе к центральным плоскостям магнитных ям.

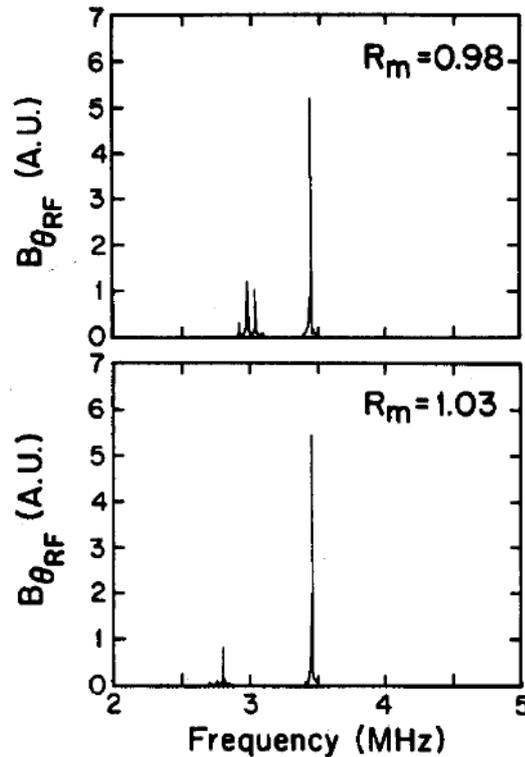


Рисунок 8: Частотные спектры с магнитного датчика для двух различных магнитных полей в центральных плоскостях магнитных ям центральной ячейки, соответствующие двум позициям ICRF резонанса. Самый большой пик на каждом из спектров соответствует резонансному нагреву на частоте 3.47 МГц. $R_m = \omega / \omega_{ci}$

обозначает пробочное отношение, соответствующее полю резонансного поглощения прикладываемого ICRF излучения.

Сведения о продольной длине волны неустойчивости были получены при помощи магнитных зондов, отнесённых друг относительно друга вдоль оси. Рисунок 9 демонстрирует полученные экспериментальные данные. Для построения использовалась амплитуда азимутальной компоненты поля B_θ , усреднённая по двум зондам, измеряющим k_{\parallel} . Величина и характер полученной зависимости согласуются с дисперсионным соотношением для ионно-циклотронной волны (дисперсионное соотношение изображено на Рисунке 9 сплошной линией):

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{w_{ci}} \frac{w_{pi}}{c} \frac{1}{[1 - (\omega/w_{ci})^2]^{1/2}}$$

Перпендикулярная длина волны измерялась при помощи двойного зонда Ленгмюра, располагавшегося в окрестности одной из пробок на расстоянии порядка 10 см от оси. Наконечники зонда располагались на расстоянии в 1.9 см в азимутальном направлении. По результатам измерений было установлено, что азимутальная мода $m \leq 2$. Кроме того, в эксперименте было показано, что амплитуда колебаний была малой на краю плазменного столба и существенной ближе к его центральной области, т.е. колебания возбуждались в области с наибольшим относительным давлением.

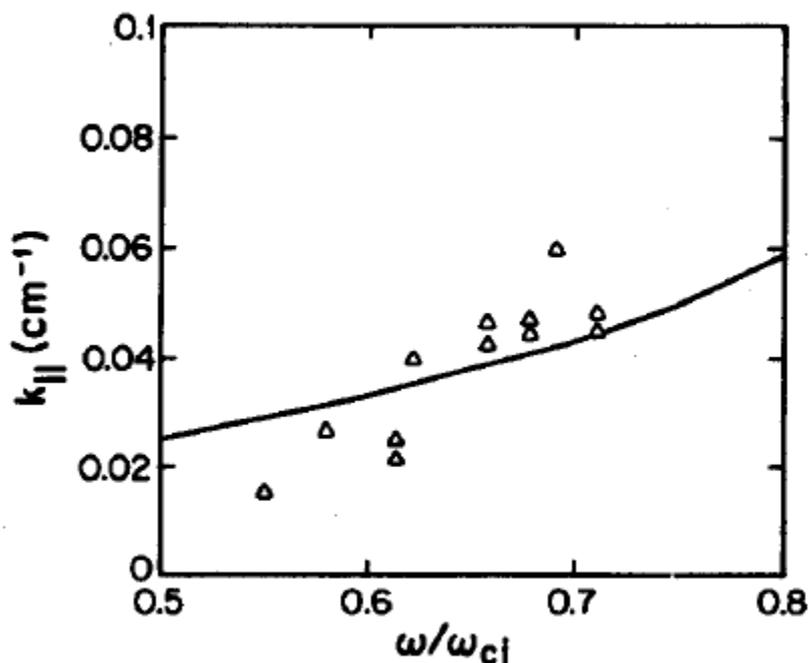


Рисунок 9: Зависимость продольного волнового числа $k_{||}$ от отношения ω/ω_{ci} .

Экспериментально измеренные точки показаны треугольниками. Сплошная кривая изображает дисперсионное соотношение ионно-циклотронной волны для приближения холодной плазмы плотностью $1 \cdot 10^{12}$ см³.

На основании приведённых выше экспериментальных данных был сделан вывод о том, что на установке Tora возбуждается альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость. По результатам анализа глобальных параметров плазмы в присутствии неустойчивости авторы работы пришли к следующему заключению: «Влияние АИЦН заключалось в уменьшении анизотропии посредством резонансного взаимодействия между продольным движением ионов и волны, когда $(\omega - \omega_{ci}) = k_{||}v_{||}$. Неустойчивость ухудшала удержание в ловушке, увеличивая продольные скорости ионов».

Наиболее подробно в лабораторных условиях АИЦН изучается на установке GAMMA-10, где плазма с заметным относительным давлением β создаётся за счёт использования нагрева в ионно-циклотронном частотном диапазоне (ICRF). Впервые АИЦН на GAMMA-10 была зарегистрирована уже традиционным к тому времени способом - при помощи магнитных зондов, о чём было сообщено в работе

[26]. Кроме того, на установке ГАММА-10 было произведено первое экспериментальное наблюдение АИЦН бесконтактным рефлектометрическим методом [27]. Более детально флуктуации плотности при помощи рефлектометров на ГАММА-10 изучаются в работах [28], [29] и [30]. Теоретически возможность изучения АИЦ волн по флуктуациям плотности была продемонстрирована в работе [31]. Авторы работ отмечают, что полученные с обеих диагностик данные хорошо согласуются.

Релаксация давления плазмы за счёт развития АИЦ неустойчивости также впервые была зарегистрирована на установке ГАММА-10 и описана в работе [32]. Для аргументации релаксации функции распределения ионов, помимо диамагнитных петель, также использовались вторично-эмиссионные зонды и цилиндр Фарадея в центральной плоскости. Наиболее подробное описание изучения АИЦН на ГАММА-10 при помощи системы магнитных зондов приводится в работе [33]. Каждый зонд состоит из маленьких катушек радиусом 2 мм, ориентированных соответствующим образом для измерения радиальной или азимутальной компонент поля возмущения. Использовались как одиночные зонды, располагавшиеся вблизи пробок центральной ячейки, так и сборки зондов (продольные и азимутальные), размещенные недалеко от центральной плоскости. На Рисунке 10 приведён частотный спектр сигнала с азимутальной катушки магнитного датчика из работы [33].

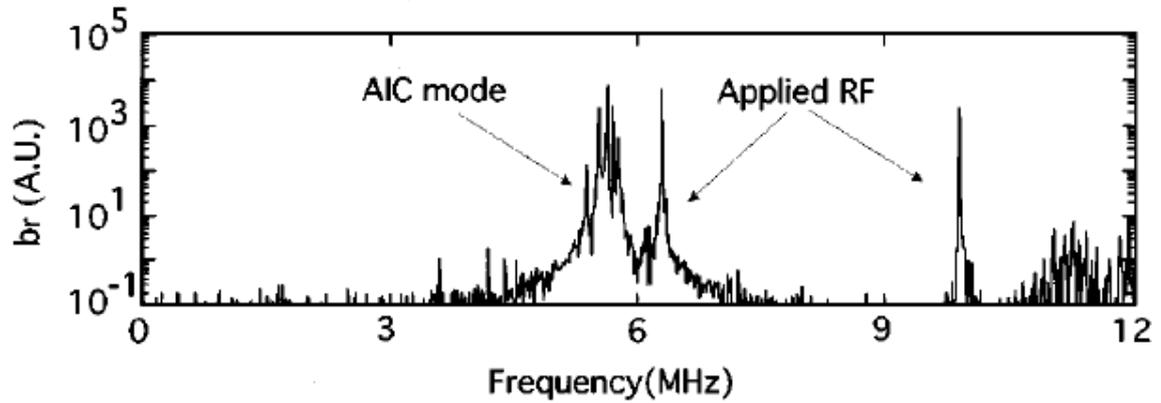


Рисунок 10: Частотный спектр сигнала с азимутальной компоненты магнитного датчика во время развития неустойчивости.

Пики на частоте 6.2 и 9.6 МГц отвечают частотам, на которых осуществляется нагрев плазмы. Набор пиков в диапазоне 5.6-5.9 МГц соответствуют возбужденной неустойчивости, причём максимальная частота наблюдаемых флуктуаций ниже ионно-циклотронной частоты Ω_{ci} в центральной плоскости установки GAMMA-10. Зависимость частоты АИЦ неустойчивости от напряженности внешнего магнитного поля приведена на Рисунке 11. Видно, что частота неустойчивости изменяется пропорционально величине магнитного поля.

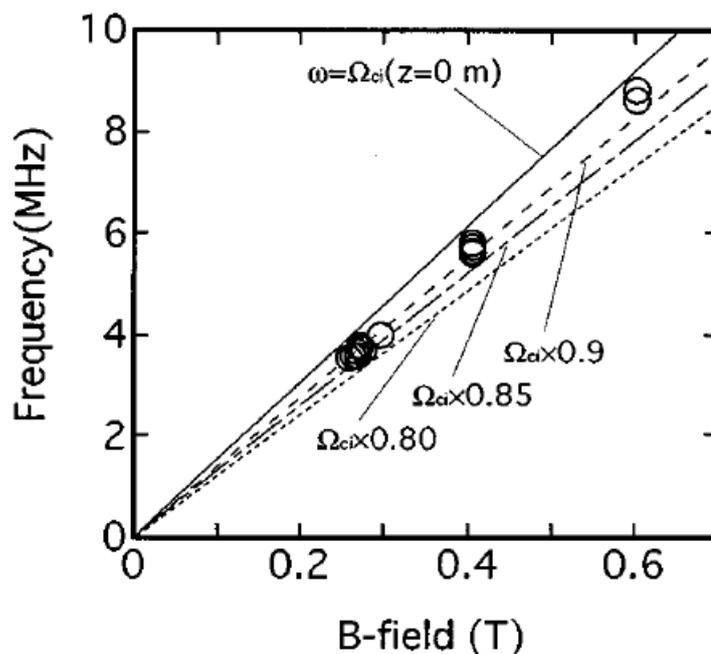


Рисунок 11: Зависимость частоты наблюдаемых флуктуаций от внешнего магнитного поля. Ω_{ci} - ионно-циклотронная частота в центральной плоскости.

Рисунок 12 отражает азимутальную структуру волны. Номер азимутальной моды m определялся исходя из разности фаз радиальных сигналов, получаемых при помощи азимутального набора магнитных. Зарегистрированным колебаниям соответствовали азимутальные числа $m=-1$ или -2 . В отличие от работы [13], где отрицательный знак соответствовал распространению в сторону градиентного дрейфа электронов, в работе [33] он напротив отвечает вращению в направлении градиентного дрейфа ионов.

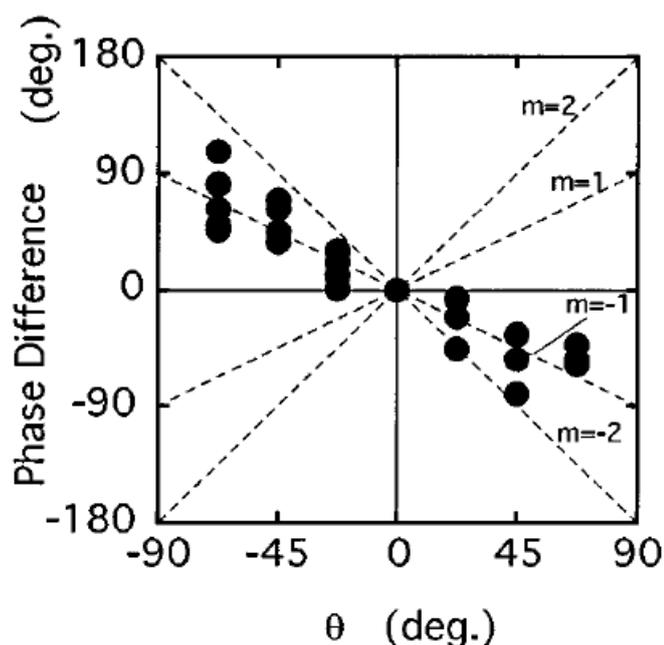


Рисунок 12: Разность фаз между сигналами с датчиков, расположенных на азимутальной сборке, в зависимости от угловой координаты датчиков.

Структура возбуждающейся волны в продольном направлении (т.е. величина волнового вектора k_{\parallel}) выяснялась исходя из разности фаз между двумя датчиками, расположенными вдоль силовой линии магнитного поля. На Рисунке 13 показана зависимость продольного волнового вектора k_{\parallel} от значения произведения $\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2$. Напомним, что исходя из результатов теоретического рассмотрения [20], значением величины $\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2$ определяется порог развития АИЦН. Видно, что с увеличением значения вдоль оси абсцисс, быстрее обращается в ноль разность фаз между датчиками расположенными ближе к центральной плоскости ($z=0.3$ и $z=0.9$). Нулевая разность фаз подразумевает стоячую волну. Область стоячей волны расширяется вдоль z с увеличением значения вдоль оси абсцисс. Также из Рисунка 13 видно, что помимо области стоячей волны, ещё есть и область бегущей волны, то есть область где $k_{\parallel} \neq 0$ ($\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2 < 0.8$). Формирование

стоячей волны внутри плазменного столба также было зафиксировано при помощи рефлектометрических измерений в работе [30].

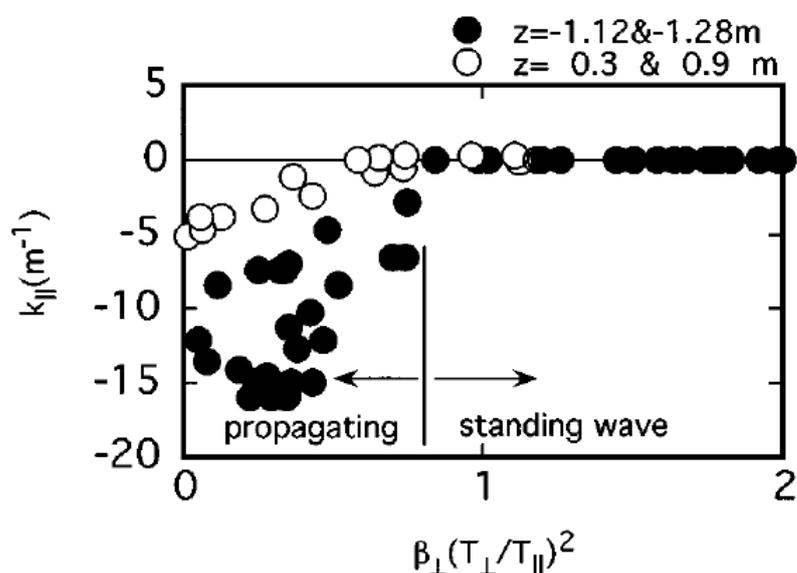


Рисунок 13: Продольные волновые числа, вычисленные исходя из разности фаз между двумя магнитными зондами, расположенными на расстоянии $z = -1.12$ и -1.28 (закрашенные окружности) и $z = 0.3$ и 0.9 (не закрашенные окружности) от центральной плоскости.

Временная структура АИЦ волн в GAMMA-10 в одном из характерных выстрелов приведена на Рисунке 14 (взято из работы [28]). На частотном спектре сигнала (Рисунок 14 (b)) с магнитного зонда выделяются пять пиков, соответствующие пяти АИЦ волнам. Из рисунка видно, что волны возбуждаются по мере увеличения диамагнетизма (Рисунок 14 (a)) и их частоты и амплитуды изменяются вместе с параметрами плазмы. Количество АИЦ волн со временем также изменяется. На Рисунке 15 (взято также из работы [28]) по разности фаз между соседними магнитными датчиками можно отследить динамику продольной структуры возбуждающихся волн. Данные получены при помощи двух магнитных зондов, разнесённых вдоль оси симметрии на расстояние 0.16 м. Средняя продольная координата зондов $z = 0.9$ м. Хотя волны перемещаются в пространстве «частота»-«разность фаз» по мере того, как параметры плазмы изменяются, в

конечном итоге, когда плазма приближается к стационарному состоянию, каждый пик постепенно закрепляется в своей области.

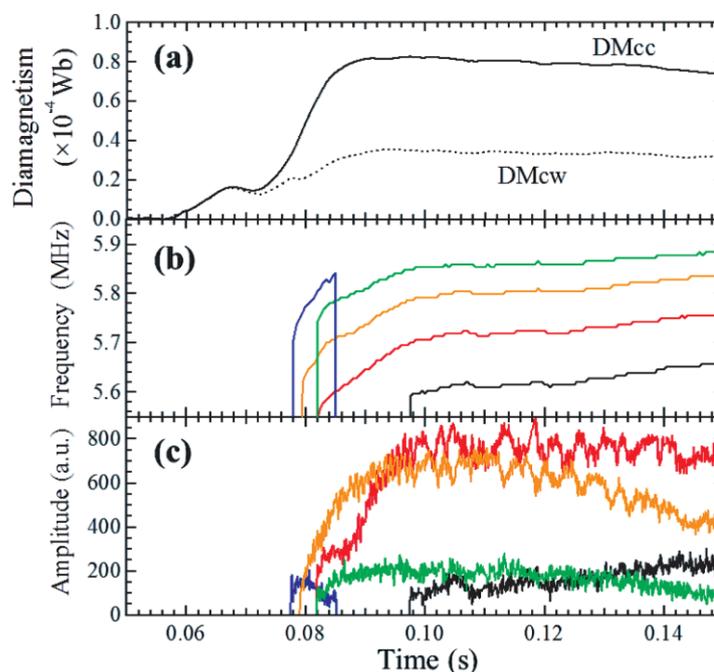


Рисунок 14: Изменение во времени (a) диамагнетизма на расстоянии от центральной плоскости $z=-0.3$ м, DMcc, и $z=1.5$ м, DMcw, (b) частоты и (c) амплитуды АИЦ волн измеренных при помощи магнитного зонда ($z=0.82$ м) на краю плазменного столба.

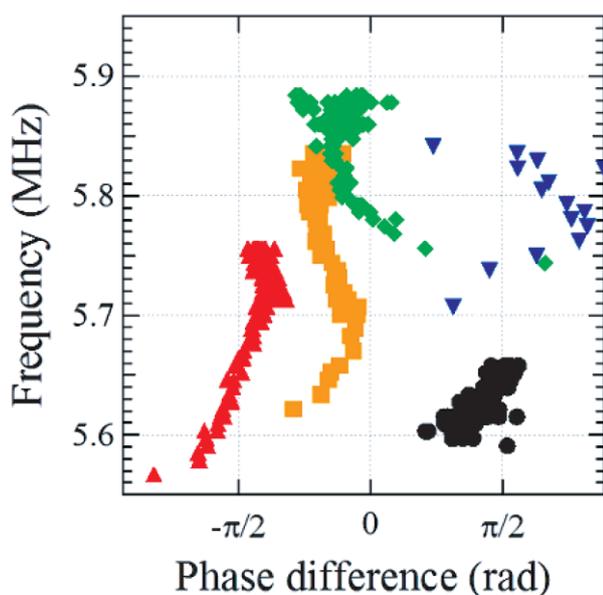


Рисунок 15: Зависимость частоты АИЦ волн от разности фаз флуктуаций магнитного поля на краю плазменного столба в $z=0.82$ м и $z=0.98$ м.

За исключением пика, который исчезает до того, как плазма достигает стационарного состояния, каждый пик имеет разность фаз в диапазоне от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Волна с наименьшей частотой распространяется в противоположном направлении по отношению ко всем остальным. Оставшиеся же волны распространяются от центральной плоскости к концевым ячейкам GAMMA-10.

Особое внимание стоит обратить на тот факт, что АИЦН на установке GAMMA-10 развивалась при значениях $\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2 > 0.3$. Исходя из вычислений, приведённых в статье [20], в случае однородной неограниченной плазмы с бимаксвелловском распределением, границе абсолютной и конвективной неустойчивости соответствует $\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2 \approx 3$, причём учёт продольной неоднородности должен только увеличить эту величину [24]. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте GAMMA-10 критическое значение $\beta_{\perp}(T_{\perp}/T_{\parallel})^2$ соответствует области конвективной неустойчивости в случае однородной неограниченной плазмы. При этом авторы работы [33] отмечают, что в таком случае, даже при максимальном инкременте, амплитуда развивающихся колебаний должна быть достаточно мала для того, чтобы они были зарегистрированы и указывают на необходимость построения новой теоретической модели для объяснения механизмов возбуждения АИЦН в плазме с продольной неоднородностью.

Вопрос влияния АИЦ неустойчивости на энергетическую функцию распределения, покидающих установку GAMMA-10 ионов, освещён в работе [34]. Регистрация функции распределения вылетающих из ловушки ионов по энергиям осуществлялась при помощи электростатического анализатора с коаксиальными электродами ELECA [35].

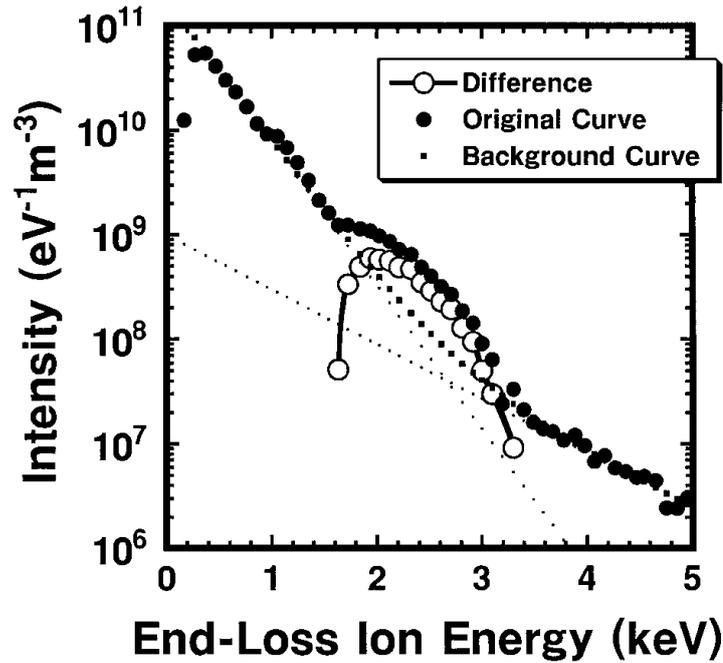


Рисунок 16: Пример изменения функции распределения $f_e(e)$ (e – энергия ионов) конечных потерь ионов в GAMMA-10 при развитии АИЦ неустойчивости. Кривая Difference обозначает увеличение функции распределения, которое вычислено путём вычитания полученных при помощи анализатора ELECA [35] кривых до (Background Curve) и после (Original Curve) возбуждения неустойчивости.

Рассуждения, приведённые в статье [34] показывают, что проявление куполообразной структуры потерь, показанной на Рисунке 16 (кривая Difference), обусловлено возбуждением АИЦ неустойчивости. На основании приведённых на Рисунке 16 данных, авторы определяют зависимость от энергии коэффициента усиления $g_{ehf(FWHM)}$, равного отношению потоков энергии после и до развития неустойчивости. Подсчёт потоков для каждого конкретного значения энергии e осуществляется в интервале равном полной ширине на полувысоте кривой Difference. Отмечается, что из-за развития неустойчивости, значение коэффициента усиления энергетических потерь $g_{ehf(FWHM)}$ на энергии 2-3 кэВ достигает 4. На основании этих данных авторы приходят к заключению о том, что АИЦ колебания влекут за собой существенное увеличение диффузии ионов из области удержания в конус потерь.

Также на установке ГАММА-10 изучался вопрос взаимодействия АИЦ волн с электронами. Важность реакции электронов на эти волны показана в работе [36]. Энергии покидающих ловушку электронов измерялись при помощи электростатического анализатора многосеточного типа. Анализ, приведённый в работе [36], позволяет сделать заключение, что наиболее вероятным механизмом, обеспечивающим ускорение электронов при возбуждении АИЦ неустойчивости, является затухание Ландау. В свою очередь, ускорение электронов из-за затухания ионных волн по механизму Ландау является очень важным вопросом для открытых ловушек, так как может влиять на формирование удерживающих потенциалов.

Наилучшим образом условия эксперимента на установке ГДЛ аппроксимируют расчёты и оценки, приведённые в работе [37]. В данной работе численно исследуется граница АИЦН в неоднородной в продольном и поперечном направлениях плазме с плещущимися ионами в WKB-приближении и строится пространственное распределение возмущения полей. Равновесная функция распределения ионов, близкая к той, что реализуется в эксперименте на установке ГДЛ, находится в результате аппроксимации решения приближенного уравнения Фоккера–Планка.

Помимо упомянутых выше расчётов, в работе приведены более простые оценки, результаты которых крайне полезны для идентификации типа наблюдаемой в эксперименте неустойчивости. В простейшем случае с $k_{\perp} = 0$ антиэрмитова часть поперечной диэлектрической проницаемости пропорциональна интегралу

$$\int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp}^2 (k_{\parallel} v_{\perp} \partial_{v_{\parallel}} f_i + \Omega_{ci} \partial_{v_{\perp}} f_i) \Big|_{v_{\parallel} = (\omega - \Omega_{ci}) / k_{\parallel}} \quad (5)$$

и определяется ионами со скоростями, удовлетворяющими условию циклотронного резонанса

$$k_{\parallel} v_{\parallel} = \omega - \Omega_{ci}. \quad (6)$$

Здесь ω и k_{\parallel} частота и продольный волновой вектор возмущения соответственно, Ω_{ci} – ионная циклотронная частота, f_i – функция распределения ионов. В качестве невозмущенной функции распределения быстрых ионов f_i , как уже упоминалось выше, используется стационарное решение приближенного уравнения Фоккера–Планка.

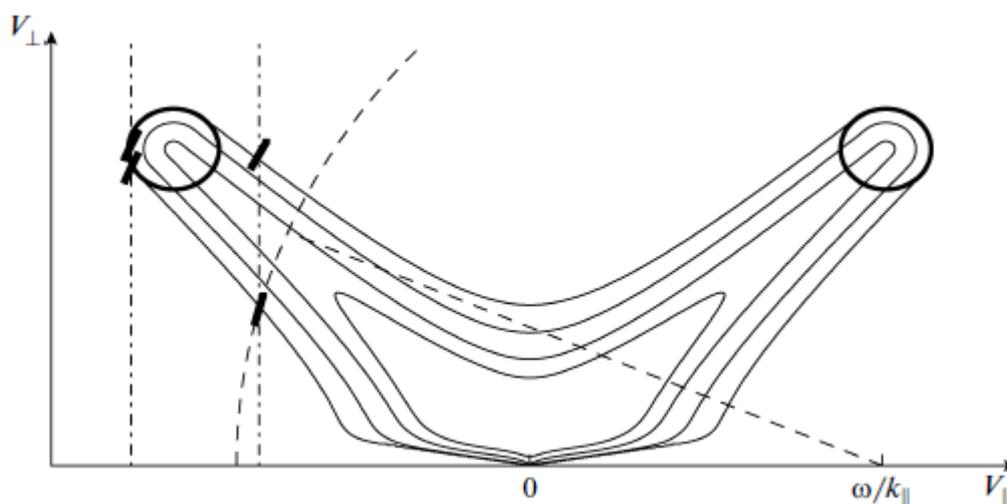


Рисунок 17: Пример изолиний функции распределения (сплошные линии) и возмущенных траекторий ионов (четыре коротких отрезка). Вертикальные штрих-пунктирные линии – резонансы для разных значений частоты. Области инжекции условно обозначены окружностями.

Примеры двух резонансных линий, соответствующих двум различным значениям частоты возмущения, показаны на Рисунке 17 вертикальными линиями. При наличии возмущения ионы смещаются в плоскости $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ вдоль дуг окружностей, показанных на Рисунке 17 короткими отрезками. Наклон смещений легко найти из условия сохранения энергии частицы $v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - \omega/k_{\parallel})^2 = const$ в системе отсчета волны, где электрическое поле возмущения обращается в нуль (комбинация производных в скобках выражения (5) есть как раз производная вдоль смещения). Вклад резонансных ионов оказывается дестабилизирующим лишь при инверсной заселенности их траекторий, когда движение в направлении роста энергии частицы $\sim v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$ соответствует увеличению значения невозмущенной

функции распределения (на Рисунке 17 из четырех показанных траекторий три дестабилизирующих и только верхняя правая стабилизирующая). Интегральный вклад в антиэрмитову часть диэлектрической проницаемости оказывается стабилизирующим для всех резонансных линий, подобных правой вертикальной линии на Рисунке 17, поскольку из-за множителя v_{\perp}^2 вклад стабилизирующих траекторий превышает вклад дестабилизирующих. Только для резонансных линий, расположенных левее точки инжекции, суммарный вклад резонансных частиц оказывается дестабилизирующим (левая резонансная линия на Рисунке 17). В этой области $\partial_{v_{\parallel}} f > 0$ для любой поперечной скорости, и поэтому интеграл от первого члена в скобках выражения (5) может превышать всегда отрицательный вклад второго слагаемого. Таким образом, существует простое приближенное соотношение между параметрами волны и инжекции $|\omega - \Omega_{ci}| \approx |k_{\parallel} v_{\parallel inj}|$, где $v_{\parallel inj}$ – продольная скорость инжектируемых частиц. Выполнение данного соотношения является весомым аргументом в пользу идентификации неустойчивости как АИЦ, при условии, что прочие данные, такие как частота, поляризация и поперечная длина волны, согласуются с данной гипотезой.

Возможность интегральной инверсной заселенности траекторий резонансных ионов – необходимое, но недостаточное условие развития неустойчивости. В случае неоднородной плазмы область генерации волны должна быть больше или порядка длины волны возмущения, а отдаваемая резонансными частицами энергия должна превосходить энергию, уносимую уходящими волнами [38]. Количественный анализ необходимых и достаточных условий возбуждения неустойчивости в работе [37] осуществляется в рамках WKВ-приближения.

Несмотря на то, что в обсуждаемых выше работах, описывающих эксперименты на установке ГАММА-10, наблюдается расхождение с теоретическими предсказаниями, всё же данные полученные в экспериментах с перпендикулярной инжекцией (установка ТМХ) удалось успешно обосновать. Отклонение теоретических расчётов от экспериментальных результатов в этом

случае находится в пределах 5%. С другой стороны, до сих пор отсутствуют экспериментальные данные об условиях развития и параметрах АИЦН на установках с наклонной инжекцией, а значит и соответствующие теоретические предсказания проверены не были. Отметим, что на установке ТМХ-У (средний угол инжекции 70°) были зарегистрированы колебания в ожидаемом диапазоне частот, но подробно они не изучались и как АИЦН идентифицированы не были [24]. Устранить данный «пробел» и существенно дополнить базу знаний по АИЦН можно с помощью экспериментов на установке ГДЛ. В предварительных экспериментах с дейтериевой плазмой и высоким β (до 0.6) [39], в районе точки останова плещущихся ионов были зарегистрированы электромагнитные колебания с частотой порядка ионно-циклотронной. Кроме того, теоретические оценки говорят о высокой вероятности развития АИЦН в ГДЛ при текущих параметрах эксперимента.

Глава 2

Описание экспериментальной установки

Установка ГДЛ (см. Рисунок 18) представляет собой аксиальносимметричный пробкотрон длиной 7 м, с полем в центре до 3.5 кГс и максимальным пробочным отношением $R = 35$. Пробочное отношение R - это отношение величины магнитного поля в пробочных катушках к магнитному полю в центральной плоскости ловушки.

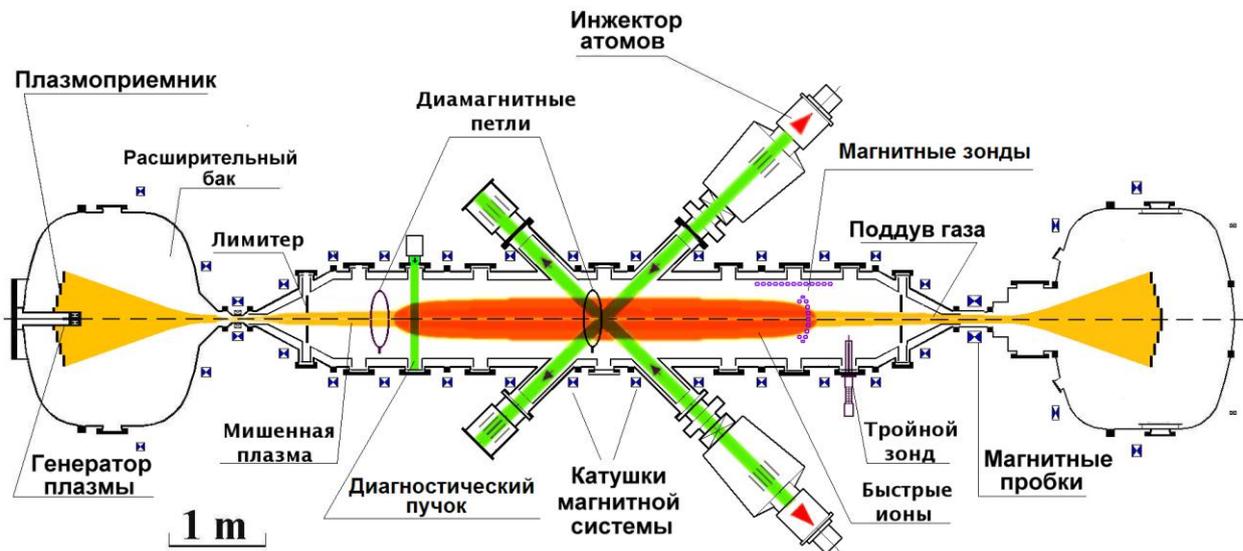


Рисунок 18: Схема установки ГДЛ.

Плазма в ГДЛ представлена двумя компонентами: тёплой плазмой и горячими ионами. Тёплая (мишенная) компонента удерживается в столкновительном режиме и имеет изотропное максвелловское распределение в пространстве скоростей. Изначально она создаётся генератором плазмы и её температура до включения атомарных инжекторов составляет около 2-3 эВ. Роль мишенной плазмы заключается в том, что она обеспечивает захват атомарных пучков инжекторов. Кроме того, наличие тёплых ионов с изотропным в пространстве скоростей распределением позволяет гарантировать стабилизацию дрейфово-конусной неустойчивости [40].

Начальная энергия атомов в пучках инжекторов составляет 22-25 кэВ, угол инжекции $\theta = 45^\circ$. Суммарная мощность пучков достигает 5 МВт и захватывается при этом 40-60% инжектируемой мощности. Получающиеся в результате горячие ионы удерживаются в слабостолкновительном режиме и имеют среднюю энергию 10 кэВ. За счёт кулоновских столкновений с горячими ионами электроны нагреваются до температуры в среднем около 200 эВ в режимах без дополнительного электронного циклотронного нагрева. Важно отметить, что функция распределения быстрых ионов по пич-углам (угол между скоростью быстрого иона и осью установки) остаётся достаточно узкой вплоть до энергий порядка нескольких кэВ. Это приводит к формированию достаточно коротких областей останова, где плотность быстрых ионов достигает максимума ($\sim 10^{14}$ частиц/см³).

Для поддержания материального баланса плазмы в систему производится периферийная инжекция холодного атомарного водорода. Она осуществляется при помощи двойных газовых коробок, установленных в пробках установки. Каждая коробка представляет собой два кольцевых объема, охватывающие пробку с обеих сторон и позволяющие поддувать газ как в центральную часть установки, так и в расширительные баки. Также в пробочной области минимальна толщина плазмы и, следовательно, холодные атомы газа эффективно захватываются плазмой во всем сечении, что позволяет подавать газ не только в периферийную, но и в приосевую часть плазменного столба.

Подавление поперечных потерь, связанных с развитием МГД неустойчивостей, осуществляется при помощи метода вихревого удержания. Данный способ предполагает стабилизацию за счёт создания дифференциальной по радиусу угловой скорости вращения плазменного шнура, что приводит к замыканию траекторий конвективного движения [15]. Радиальное электрическое поле, обеспечивающее сдвиговое вращение плазмы в скрещенных полях, создаётся в плазме за счёт приложения разности потенциалов между секциями торцевых поглотителей плазмы (плазмоприёмников).

Эксперимент на установке ГДЛ начинается с включения основного магнитного поля, максимальное значение которого достигается спустя примерно 60 мс. Запуск пробочных катушек производится через 49 мс после включения катушек основного поля. Времена подобраны таким образом, чтобы магнитные поля, создаваемые пробочными катушками, достигали максимума одновременно с максимумом основного магнитного поля. За 5.5 мс до достижения максимума суммарного магнитного поля производится запуск генератора плазмы и в течение 4 мс объём камеры заполняется тёплой плазмой. За 0.5 мс до окончания цикла работы источника плазмы включается система атомарной инжекции. Длительность её работы составляет 5 мс.

Для регистрации длинноволновых продольных колебаний на звуковой частоте [16], также как и для изучения спектральных характеристик нелинейно насыщенных желобковых колебаний плазмы [15], в ГДЛ используется низкочастотная (НЧ) магнитная диагностика. Текущая реализация данной диагностики включает в себя одиночный магнитный зонд расположенный в районе «восточной» точки остановки быстрых частиц и две сборки магнитных зондов, линейную и круговую, расположенные в «западной» части центральной ячейки ГДЛ (см. Рисунок 19). Каждый НЧ зонд представляет из себя катушку диаметром 7 см, состоящую из 100 витков и ориентированную таким образом, чтобы регистрировать динамику изменения радиального магнитного поля, создаваемого преимущественно быстрой плазменной компонентой. Линейная сборка расположена вдоль оси установки и включает в себя 18 датчиков, расставленных с шагом 10 см. Расстояние от оси установки до линейной сборки и до одиночного датчика в «восточной» части центральной ячейки составляет порядка 30 см. Круговая сборка диаметром 40 см расположена по азимуту центрального соленоида и состоит из 16 симметрично расположенных магнитных зондов. Продольные координаты одиночного зонда, круговой сборки, а также диапазон координат, перекрываемый линейной сборкой, указаны на графике вакуумного магнитного поля ГДЛ (см. Рисунок 19).

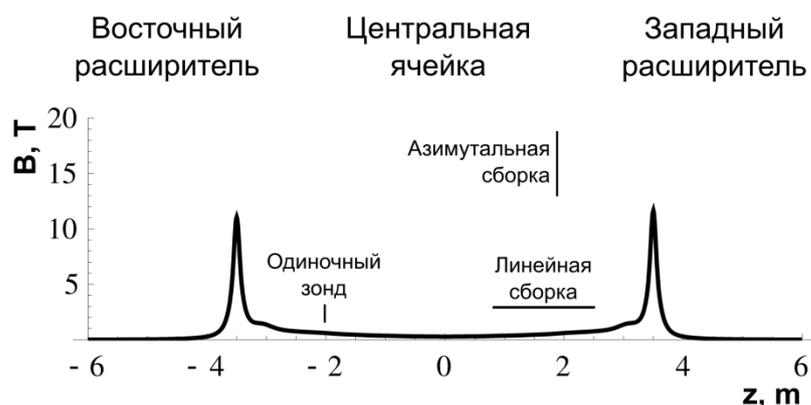


Рисунок 19: Схема размещения низкочастотных датчиков относительно профиля продольного вакуумного магнитного поля в ГДЛ на оси симметрии.

В целях изучения флуктуаций магнитного поля на частотах порядка ионно-циклотронной частоты (примерно 2.4 МГц для дейтронов в центральной плоскости при магнитном поле 3.2 кГс) магнитная диагностика ГДЛ была дополнена набором высокочастотных (ВЧ) магнитных зондов (схема размещения ВЧ-зондов представлена на Рисунке 20). Линейная сборка ВЧ зондов состоит из шести датчиков, расположенных с шагом 20-30 см на длине чуть более одного метра. Каждый из этих датчиков состоит из трех вложенных взаимно ортогональных витков диаметром 1 см. В свою очередь каждый виток предназначен для измерения производной соответствующей ему компоненты магнитного поля: радиальной, продольной или азимутальной. Наводимая на витках этих датчиков ЭДС позволяет определить поляризацию, направление распространения волны и пространственную зависимость продольного волнового числа. Для изучения азимутальной структуры высокочастотных колебаний используется азимутальная сборка из 4-х ВЧ магнитных зондов, расположенных в угловых координатах 0° , 22.5° , 67.5° и 157.5° . Датчики азимутальной сборки имеют ту же геометрию, что и датчики на линейной сборке. Однако, азимутальные датчики содержат только один виток, предназначенный для изучения динамики радиального магнитного поля регистрируемых электромагнитных волн. Азимутальная сборка установлена таким образом, что её продольная координата совпадает с продольной координатой ближайшего к центральной плоскости ВЧ датчика на линейной сборке, а угловая

координата линейной сборки составляет -22.5° . В результате, при изучении пространственной азимутальной структуры возбуждаемых в плазме колебаний для корреляционного анализа может быть использовано до пяти сигналов одновременно. Расстояние от оси симметрии установки до ВЧ датчиков азимутальной и линейной сборок составляет 27 см. Ещё один ВЧ магнитный зонд с тремя витками, аналогичный зондам на линейной сборке, был установлен на радиальной подвижке за пробкой в западном расширителе («Подвижный зонд» на Рисунке 20). Он предназначен для изучения радиального профиля поляризации возбуждаемых плазмой электромагнитных колебаний.

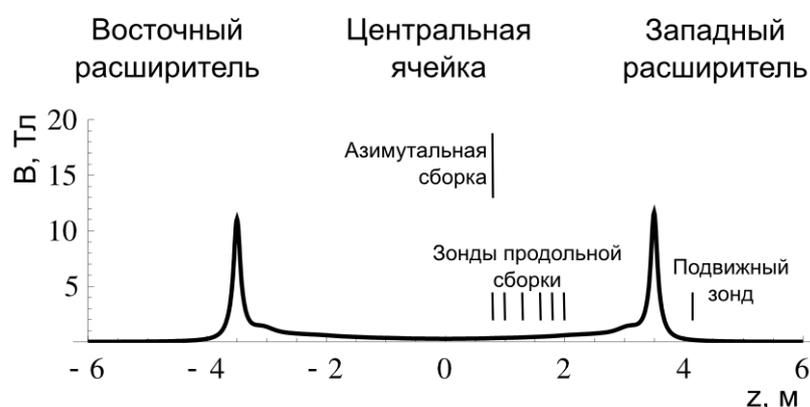


Рисунок 20: Схема размещения высокочастотных датчиков относительно профиля продольного вакуумного магнитного поля в ГДЛ на оси симметрии.

Для того чтобы воспользоваться резонансным условием (6) и определить группу резонансных частиц, необходимо помимо частоты и продольного волнового числа знать реальное магнитное поле в области развития неустойчивости. Как будет продемонстрировано ниже, нас интересует максимальное значение β в центральной плоскости установки. Для решения этой задачи была создана дополнительная спектральная диагностика, основанная на динамическом эффекте Штарка (Motional Stark Effect - MSE). Нынешняя реализация оптической системы MSE-диагностики в центре ГДЛ содержит одну линию наблюдения. Юстировочный узел позволяет изменять ее положение в плазме для измерения поперечного профиля магнитного поля в серии

из нескольких экспериментов. Стоит отметить, что в соответствии с данными, приведенными в статье [41], данная диагностика работает в исключительных условиях. С её помощью регистрируется наименьшее магнитное поле, измеряемое при помощи MSE-диагностик в плазменных ловушках.

Глава 3

Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в ГДЛ

3.1. Идентификация типа неустойчивости

В режимах с достаточно высоким энергосодержанием на диамагнетизме регистрируемом в районе точки остановки быстрых ионов наблюдаются характерные спады на несколько процентов. Они отмечены вертикальными линиями на верхнем графике на Рисунке 21. При анализе сигналов с высокочастотных датчиков было выяснено, что каждый раз, когда на диамагнитном сигнале наблюдается спад, датчик регистрирует развитие колебаний на частоте порядка ионно-циклотронной (см. Рисунок 21, нижний график).

На Рисунке 22 представлены спектры сигналов с каналов соответствующих производным V_r (красная линия) и V_ϕ (синяя линия) с ближайшего к центральной плоскости датчика линейной сборки в момент развития неустойчивости. На спектре виден отчётливый пик на частоте $f \approx 1.15$ МГц. Из модуля разности фаз этих сигналов, примерно равного $\pi/2$, следует, что регистрируемая волна имеет эллиптическую поляризацию, а отрицательный знак выражения $\psi_r - \psi_\phi$ свидетельствует о том, что направление вращения поляризации регистрируемой волны в месте расположения датчика совпадает с направлением вращения электронов.

Для определения типа развивающейся неустойчивости одним из определяющих факторов в нашем случае является пространственная азимутальная структура наблюдаемых колебаний. Дело в том, что сведения о пространственной структуре возмущений позволяют с уверенностью сделать выбор в пользу одной из наиболее вероятных кандидатур: АИЦН или ДКН. В случае ДКН наблюдаемые волны должны иметь достаточно большие азимутальные числа [42]. Например, на установке 2ХПВ было показано, что при развитии ДКН азимутальные числа были в диапазоне $7 \leq m \leq 13$. Напротив, малые азимутальные числа характерны для возмущения при АИЦН. Хорошим примером являются исследования в концевых

ячейках на установке ТМХ [13]: за всю экспериментальную кампанию не наблюдалось волн с азимутальным числом больше шести.

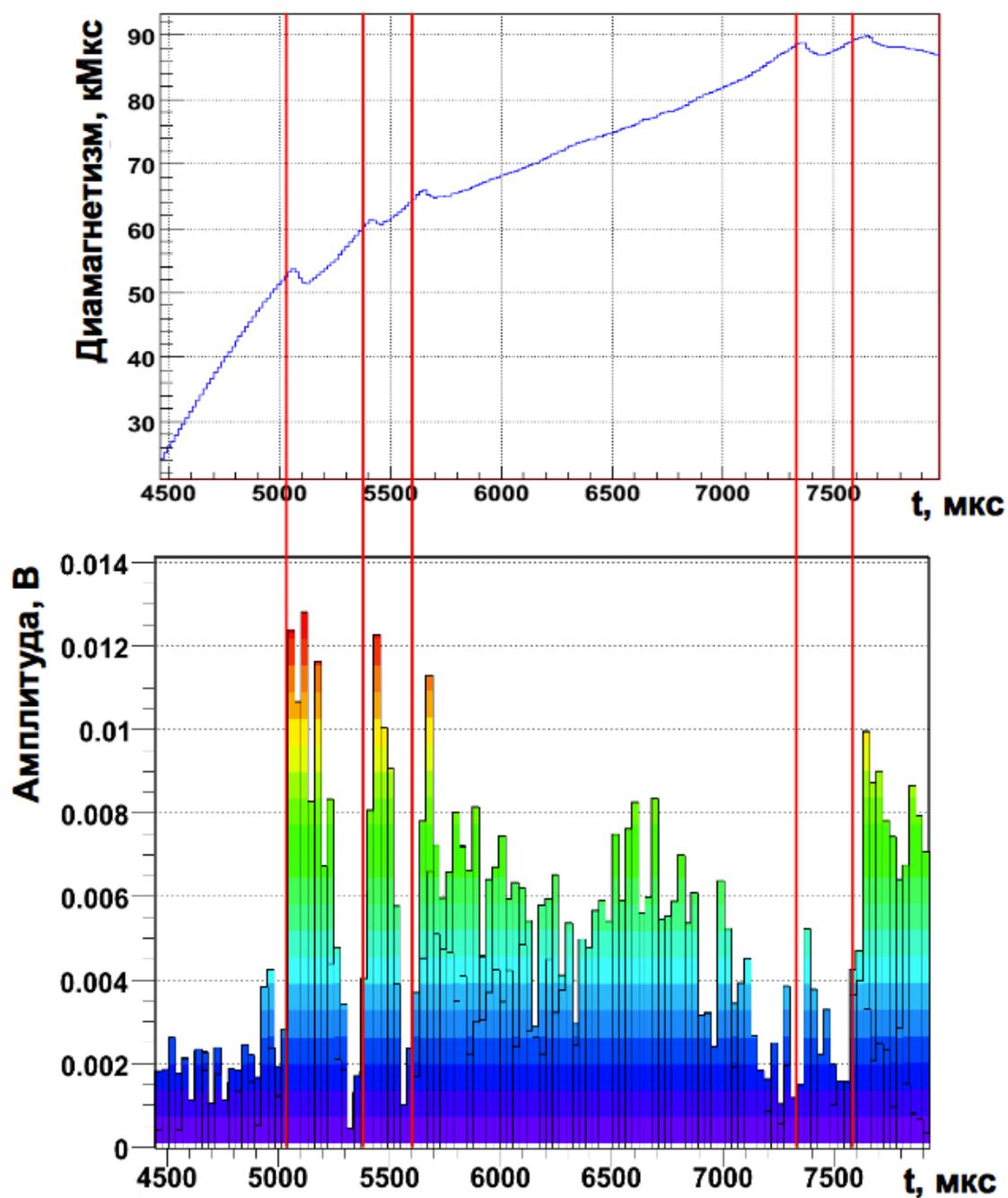


Рисунок 21: Верхний график: диамagnetизм в точке остановки горячих частиц; нижний график: зависимость амплитуды колебаний на частоте $f \approx 1.15$ МГц от времени.

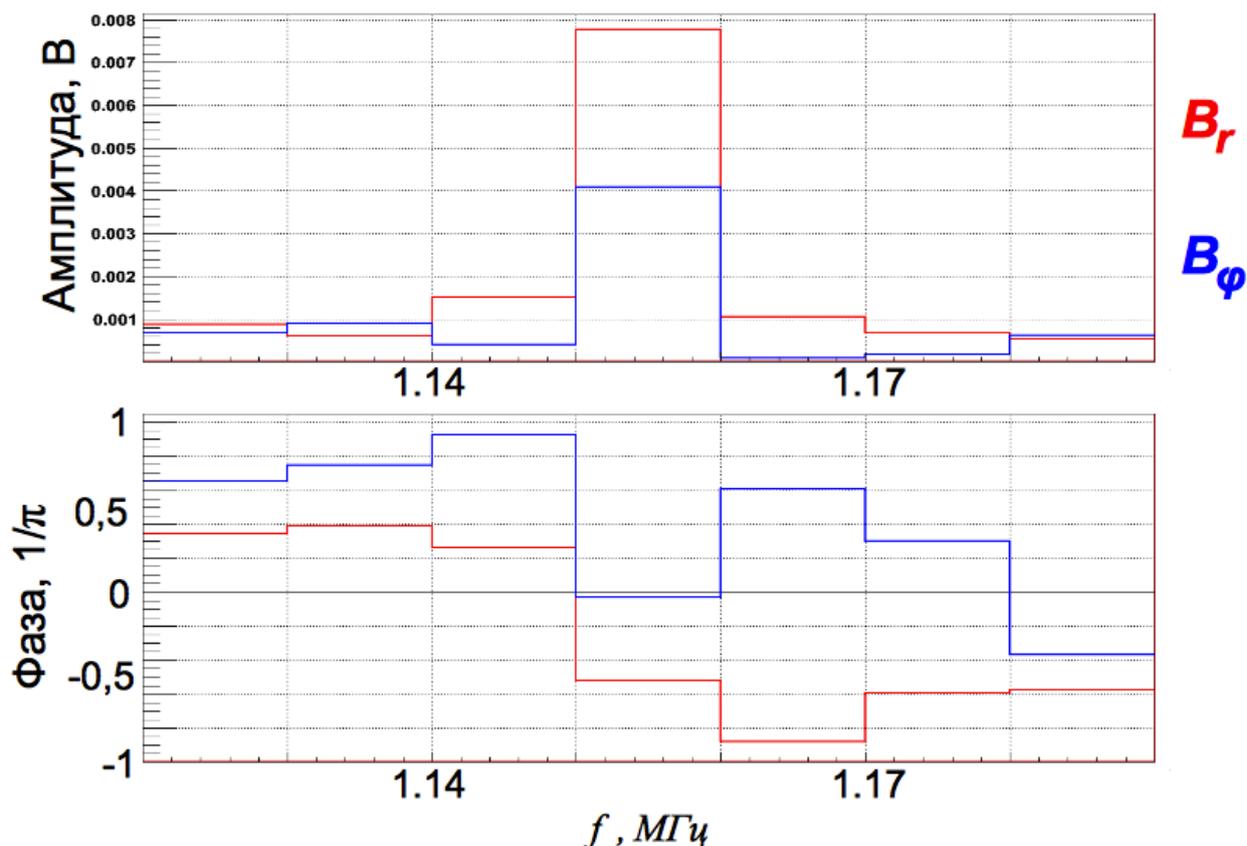


Рисунок 22: Спектры сигналов с ближайшего к центральной плоскости ВЧ-датчика в момент развития колебаний.

Результаты корреляционного анализа сигналов с ВЧ-зондов азимутальной сборки представлены на Рисунке 23. Усреднение данных проводилось по набору из десяти последовательных выстрелов, в которых параметры эксперимента оставались неизменными. Линейная зависимость между сдвигом фаз и относительным положением датчиков говорит о том, что во всех этих выстрелах возбуждалась волна с одним азимутальным числом, а именно, наименьшая несимметричная азимутальная мода $m = 1$. Положительный знак моды означает, что волна в азимутальном направлении распространяется в сторону диамагнитного дрейфового тока ионов. Именно эта мода имеет наибольший инкремент на линейной стадии возбуждения АИЦН в соответствии с теоретическими оценками. К настоящему моменту, более старших мод и азимутального распространения в направлении диамагнитного дрейфового тока электронов не наблюдалось.

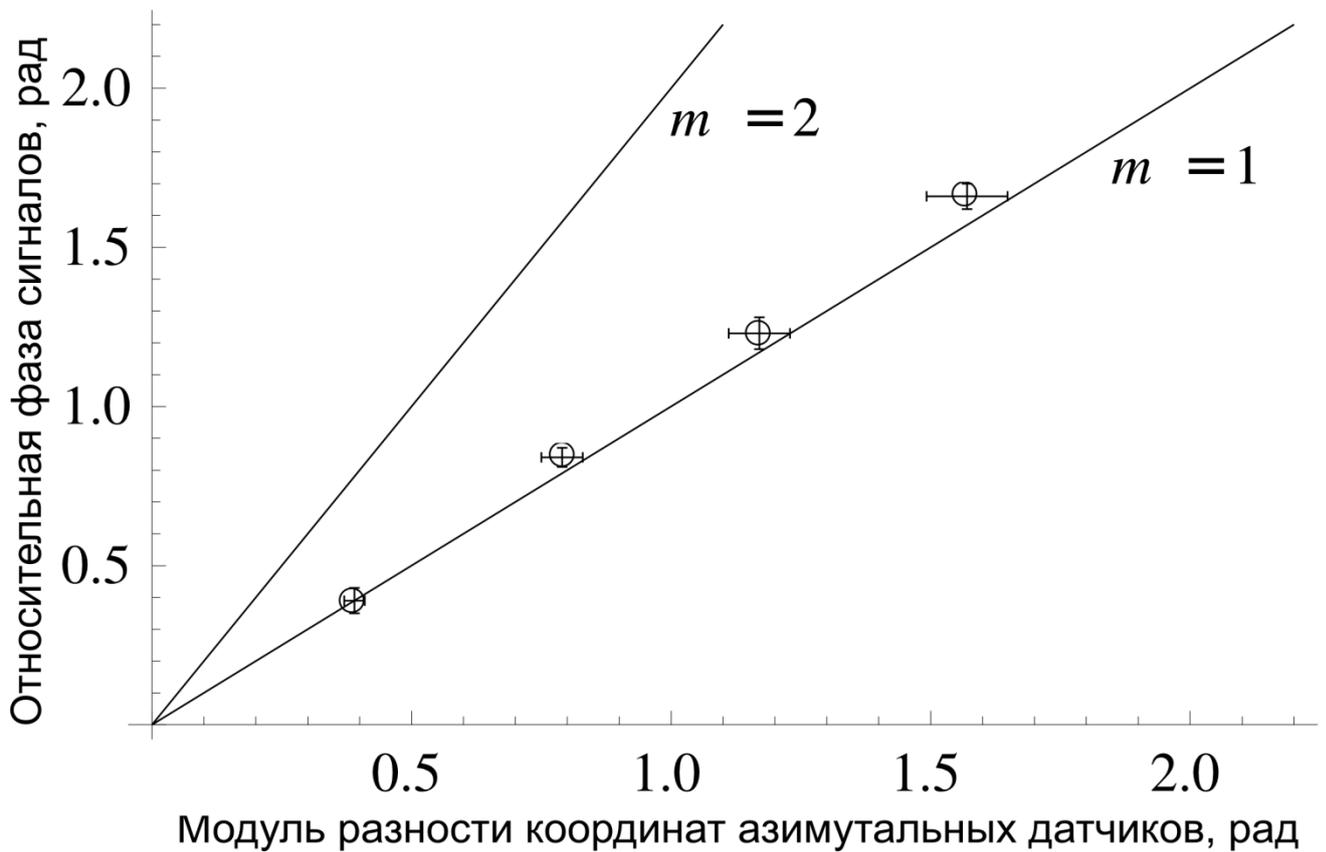


Рисунок 23: Азимутальная структура регистрируемых возмущений.

Таким образом, благодаря измерениям, полученным при помощи азимутальной сборки высокочастотных зондов, мы можем исключить ДКН из списка возможных кандидатов, и имеем достаточно веские аргументы в пользу АИЦН. Радиальная зависимость разности фаз между сигналами с радиального и азимутального витков ВЧ-датчиков представлена на Рисунке 24. Каждая окружность на графике соответствует данным полученным в одном из выстрелов. Положительная разность фаз соответствует вращению вектора поляризации в направлении вращения ионов, а отрицательная, соответственно, электронов. Координаты на оси абсцисс пересчитаны на центральную плоскость. В этих координатах, смена направления вращения с «ионного» на «электронное» происходит в диапазоне от 7 до 9 см. Похожие свойства альфвеновских волн наблюдались при изучении АИЦН на установке GAMMA-10 [33], а также в экспериментах Lehane и Paoloni [43]. Таким образом, измерения радиального

профиля поляризации генерируемых плазмой волн также подтверждают гипотезу о возбуждении АИЦН.

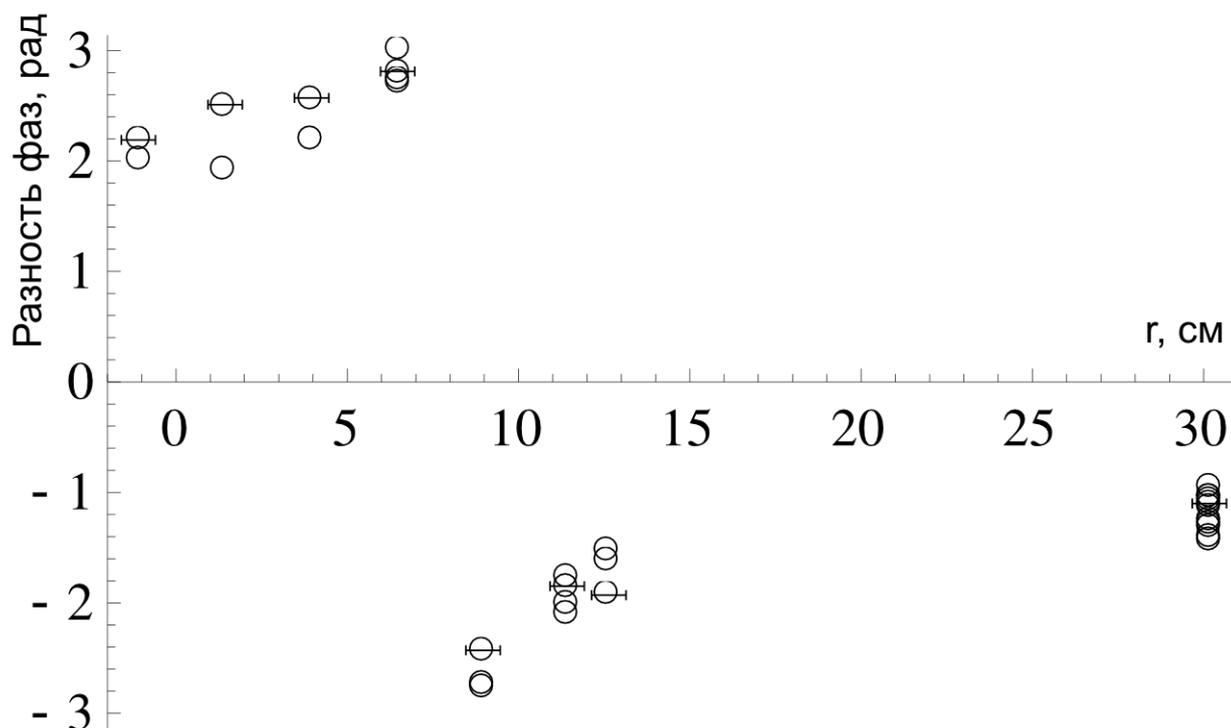


Рисунок 24: Радиальный профиль поляризации. Вдоль оси ординат отложена разность фаз сигналов с радиального и азимутального витков подвижного ВЧ-датчика, расположенного в расширителе, ($r < 15$ см) и ближайшего к центральной плоскости ВЧ-датчика на линейной сборке ($r \approx 30$ см). Координаты на оси абсцисс пересчитаны на центральную плоскость.

В качестве решающего аргумента для определения типа возбуждающейся неустойчивости нами был вычислен диапазон продольных скоростей резонансных частиц из условия циклотронного резонанса $k_{\parallel} V_{\parallel} = \omega - \Omega_{ci}$. Исходя из сдвига фаз между сигналами одинаковых компонент ВЧ-датчиков продольной сборки, было установлено, что возбуждаемая волна распространяется из центра ловушки в сторону пробки. Так как установка ГДЛ симметрична относительно центральной плоскости, логично предположить, что генерация неустойчивости происходит в области инжекции атомарных пучков. В соответствии с MSE измерениями на оси симметрии центральной плоскости, в конкретном выстреле пороговое значение β в

начальный момент генерации неустойчивости составляет примерно 0.18. Предполагая при этом, что плотность плазмы не изменяется на расстоянии 1 м от центральной плоскости и что волна распространяется с альфвеновской скоростью, мы рассчитали продольную длину волны при $z = 0$ из разности фаз между радиальными компонентами двух ближайших к центральной плоскости ВЧ-датчиков на линейной сборке. Окончательно, подставляя полученные данные в условие циклотронного резонанса (6), мы получаем диапазон продольных скоростей резонансных частиц. Если нормировать его на продольную скорость частиц с энергией 23 кэВ (средняя энергия инжектируемых частиц в модельной функции распределения) и питч-углом 45° , то получаем, что $\left| \frac{v_{\parallel res}}{v_{\parallel inj}} \right| = 1.13 \pm 0.11$. Он

изображен в виде красного прямоугольника на Рисунке 25. Напомним, что из теоретического рассмотрения следует, что неустойчивость при соответствующих значениях β возбуждается резонансными частицами, чьи продольные скорости отвечают условию $|v_{\parallel res}| \geq |v_{\parallel inj}|$. Из Рисунка 25 видно, что полученный по экспериментальным данным диапазон продольных резонансных скоростей полностью включает в себя предсказанный теоретически.

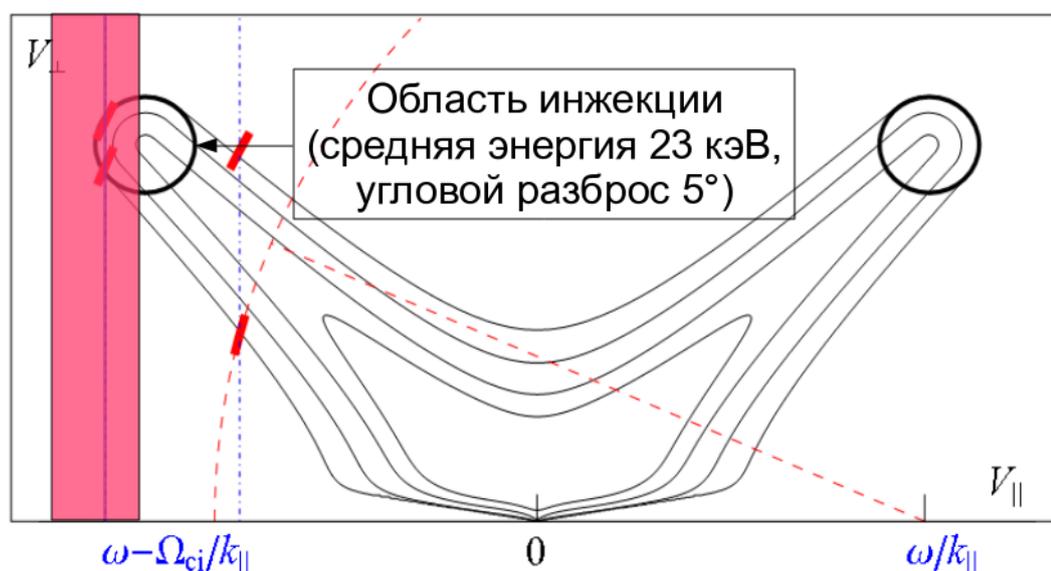


Рисунок 25: Модельная функция распределения быстрых ионов в ГДЛ. Серыми кривыми показаны линии уровня. Красным прямоугольником отмечен полученный экспериментально диапазон продольных скоростей резонансных частиц.

На основании приведенных выше аргументов был сделан вывод, что наблюдаемые флуктуации магнитного поля на частотах порядка ионно-циклотронной в режимах работы ГДЛ с высоким энергосодержанием являются результатом развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости.

3.2. Влияние АИЦН на эффективность удержания плазмы в ГДЛ

На Рисунке 26 изображены диамагнетизм (в $R=2$) и нейтронный выход D-D реакции на единицу длины в точке останова быстрых ионов, зарегистрированные в одном из выстрелов с АИЦН. Регистрация потока нейтронов осуществлялась при помощи сцинтилляционного датчика расположенного снаружи вакуумной камеры [44]. Моменты возбуждения АИЦ неустойчивости легко отследить по диамагнитному сигналу – это характерные спады в 5.6 мс, 6 мс, 6.3 мс и т.д. Из представленных графиков следует, что возбуждение неустойчивости приводит к уменьшению выхода продуктов D-D реакции на величину не более 5%. Таким образом, можно сделать предварительный вывод, что в условиях эксперимента ГДЛ АИЦ неустойчивость значительного влияния на удержание плазмы не оказывает.

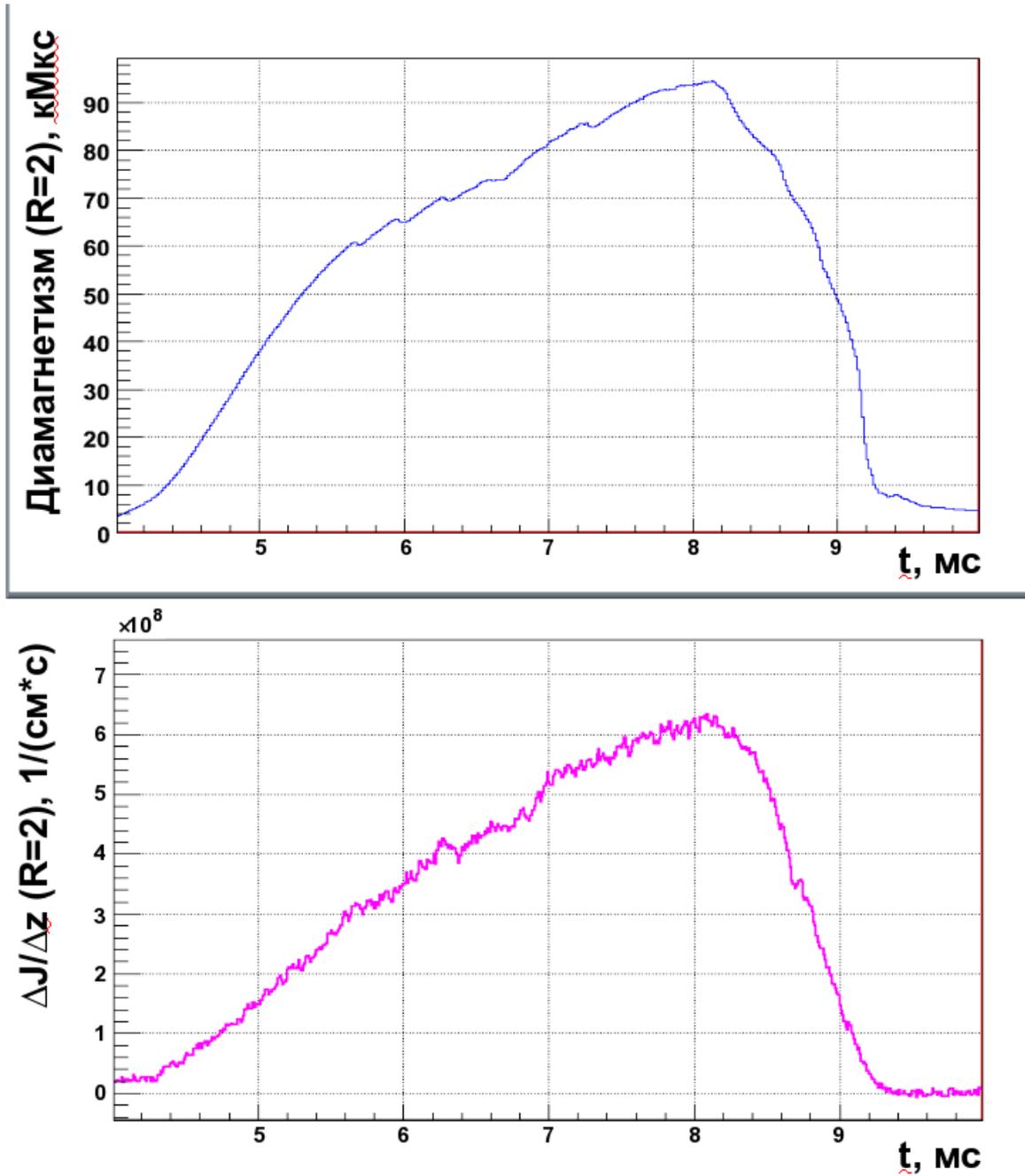


Рисунок 26: Диамagnetизм и нейтронный выход D-D реакции в точке остановки быстрых частиц ($R=2$) в выстреле с АИЦН.

3.3. Влияние АИЦН на продольный профиль давления плазмы

Как было выяснено в параграфе 3.1, за возбуждение АИЦН ответственны частицы с энергией порядка энергии инжекции. Эти частицы имеют наименьший угловой разброс и обладают наибольшей скоростью. То есть в основном ими определяется диамагнитный эффект в районе точки остановки быстрых частиц ($R=2$). Логично предположить, что рассеяние резонансных частиц по питч-углам может приводить к ослаблению искажения магнитного поля в районе точки остановки и перестройке продольного профиля давления плазмы в ГДЛ в целом. Данная гипотеза нашла подтверждение в эксперименте.

В моменты развития АИЦН, соответствующие характерным спадам на диамагнитном сигнале (см. Рисунок 21, верхний график), были замечены достаточно быстрые изменения в продольном профиле радиального магнитного поля плазмы, восстановленного при помощи данных с линейной сборки НЧ магнитных зондов. Динамика изменения продольного профиля радиального магнитного поля в выстреле с неустойчивостью (дейтериевая плазма) приведена на Рисунке 27. Начальный момент времени на графике (4 мс) примерно соответствует включению инжекторов, по оси ординат отложено расстояние, отсчитываемое от центральной плоскости установки. Сами датчики нарисованы в масштабе в виде дисков вдоль оси ординат. Величина радиального магнитного поля показана цветом. Видно, что примерно в 5.7, 6.7 и 8.1 мс за время порядка 100 мкс происходит уменьшение максимального значения поля, а сам профиль уширяется. Более наглядно это видно из Рисунка 28, на котором построены два профиля радиального магнитного поля из выстрела: непосредственно перед началом неустойчивости (в 6.7 мс) и 100 мкс спустя (в 6.8 мс). Из этого графика видно, что максимум поля становится меньше на величину порядка 10%.

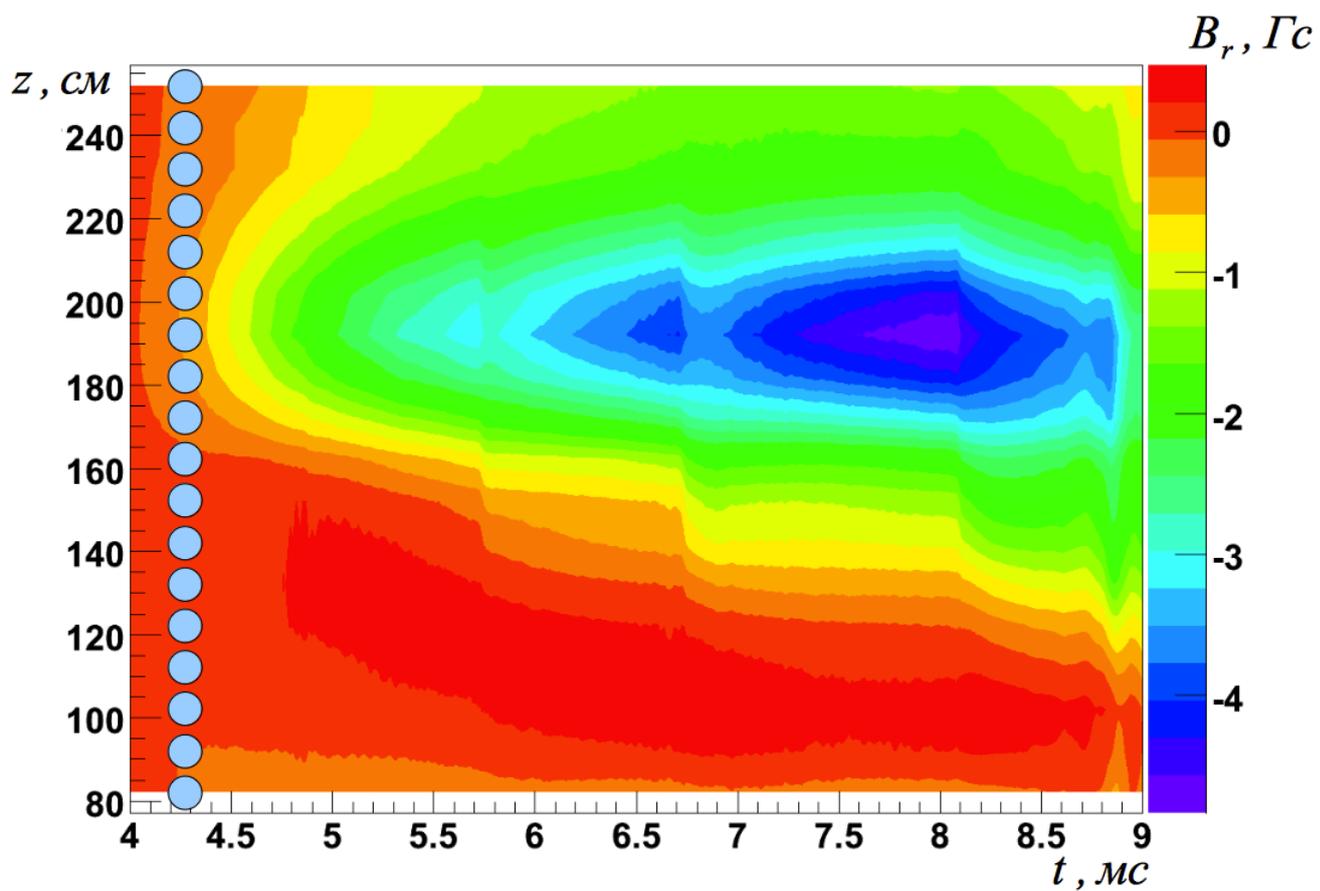


Рисунок 27: Динамика изменения профиля радиального магнитного поля в выстреле с АИЦН.

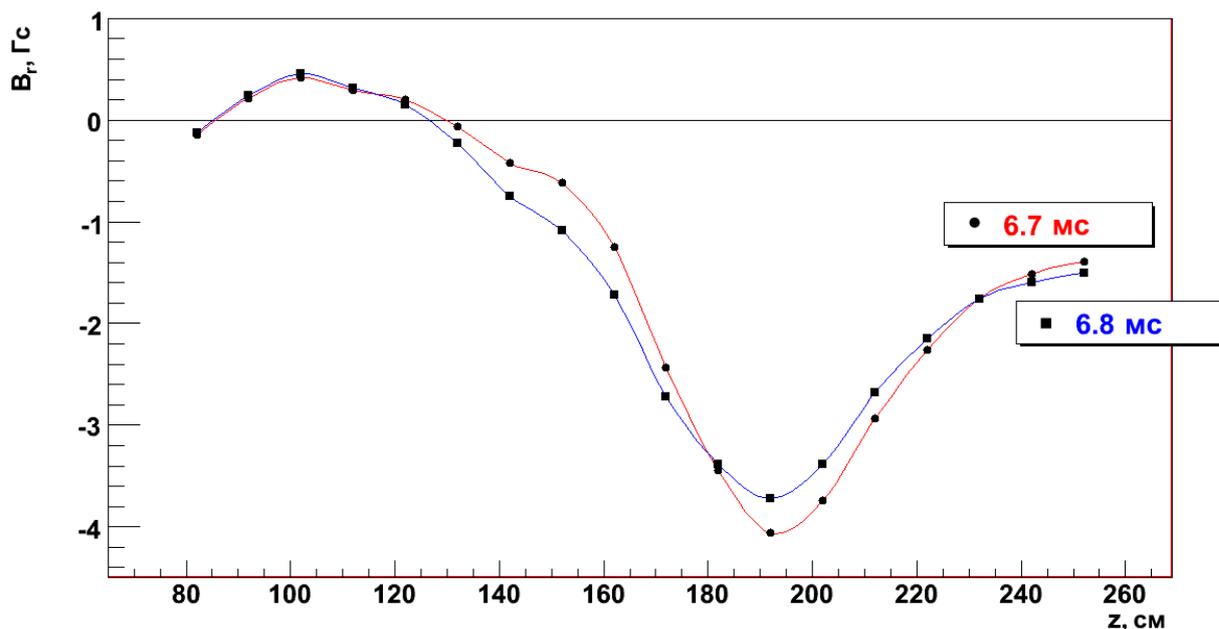


Рисунок 28: Профиль радиального магнитного поля непосредственно перед (6.7 мс) и через 100 мкс после (6.8 мс) начала развития неустойчивости.

Попытаемся найти качественное объяснение наблюдаемому в эксперименте резкому изменению профиля радиального магнитного поля плазмы при развитии АИЦН (см. Рисунок 28). Основной вклад в создаваемое плазмой поле дают горячие ионы, функция распределения которых, судя по всему, изменяется при их взаимодействии с возбуждаемой неустойчивостью волной. Так как расстояние от оси плазменного столба до продольной сборки магнитных зондов составляет порядка $r_{assemble} = 30$ см, а средний радиус плазмы напротив сборки – порядка 10 см, то в общем случае при расчётах радиального магнитного поля на расстоянии $r = r_{assemble}$ нельзя пренебрегать поперечным размером плазмы.

Сперва покажем, что учёт поперечного размера плазмы практически не влияет на профиль радиального магнитного поля в месте расположения продольной сборки магнитных зондов. Для этого достаточно будет рассмотреть профиль поля, создаваемый частицами с энергией инжекции ($E_0 \approx 23$ кэВ), так как их ларморовский радиус максимален.

Возьмём моноэнергетичную функцию распределения с равномерным угловым разбросом в интервале $(\theta_F - \Delta\theta_F, \theta_F + \Delta\theta_F)$ в пространстве скоростей. Популяция таких частиц соответствует частицам реальной функции распределения, обладающих максимальной энергией (энергией инжекции). В свою очередь, θ_F задаёт угол инжекции, а $\Delta\theta_F$ – начальный угловой разброс. Будем также считать, что в результате перезарядки атомарных пучков на мишенной компоненте плазмы центры ларморовских окружностей захваченных быстрых частиц однородно распределяются по диску, радиус которого в центральном сечении установки равен Δr_0 . Вывод плотности тока $j_\varphi(r, z)$ для данной модели приведён в Приложении 1.

Профиль радиального магнитного поля вычислялся численно по закону Био-Савара-Лапласа при $r = 30$ см, что примерно равно радиальной координате продольной сборки низкочастотных магнитных зондов $r_{assembly}$. Исходя из ширины профиля $\Delta B/B_0$, измеряемого на ГДЛ при помощи MSE-диагностики, величина Δr_0 составляет порядка 10 см. Начальный угловой разброс инжектированных частиц $\Delta\theta_F = 2.5^\circ$ (см. Рисунок 29, красная сплошная кривая). При $\Delta r_0 = 1$ см (см. Рисунок 29, синяя сплошная кривая) профиль практически совпадает с предыдущим – максимальное значение поля уменьшается на величину порядка 1%. Таким образом, учёт поперечного размера области, в которой распределены ларморовские центры частиц, в нашем случае не играет существенной роли и в более сложных расчётах им можно пренебречь.

Кроме того, было показано, что максимальное значение B_r уменьшается на 30% при увеличении $\Delta\theta_F$ в два раза (см. Рисунок 29, чёрная пунктирная кривая). Поэтому можно предположить, что резкое изменение профиля радиального магнитного поля при развитии АИЦН (см. Рисунок 28) вызвано небольшим увеличением угловой ширины функции распределения у доли частиц. Логично считать, что рассеиваются именно резонансные частицы ответственные за развитие неустойчивости, т.к. они наиболее эффективно взаимодействуют в возбуждаемой в плазме волной.

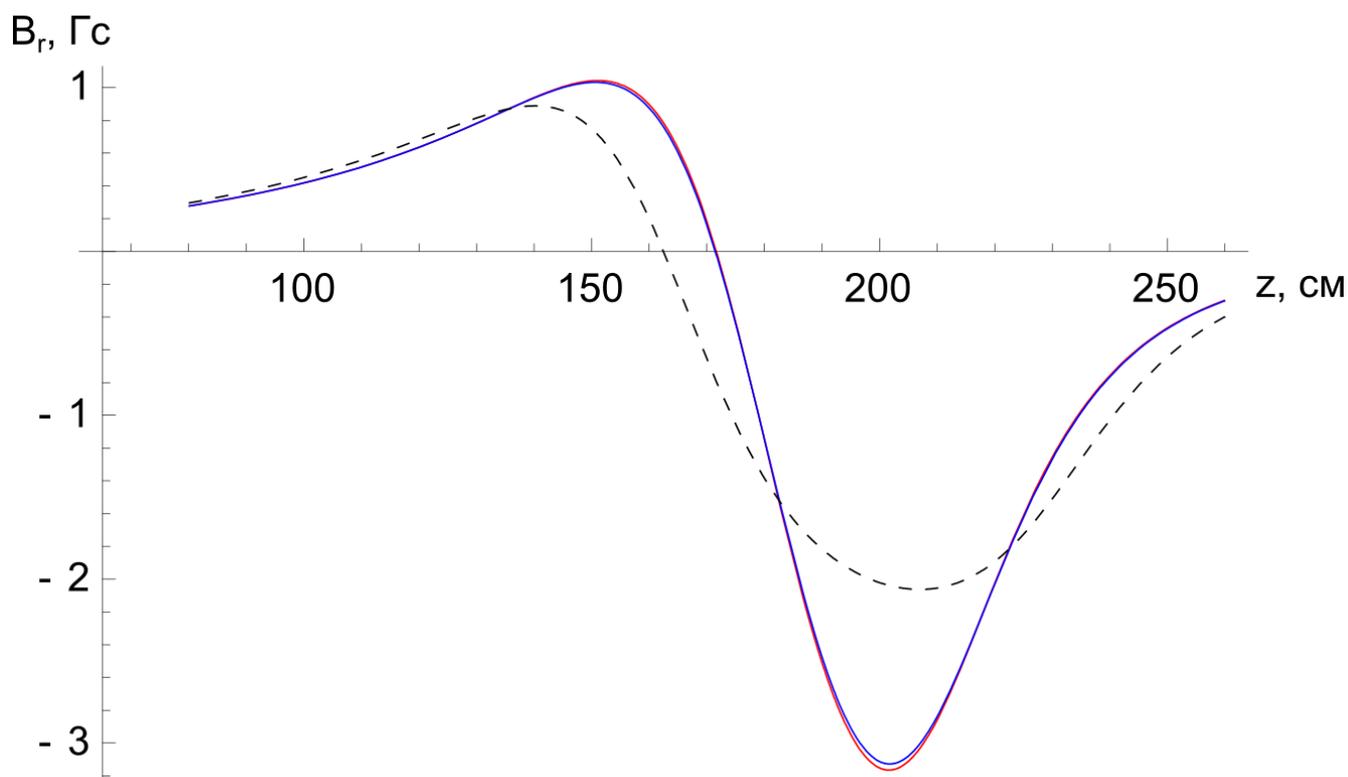


Рисунок 29: Расчётный профиль радиального магнитного поля: $\Delta r_0 = 8$ см, $\Delta\theta_F = 2.5^\circ$ – красная сплошная кривая; $\Delta r_0 = 1$ см, $\Delta\theta_F = 2.5^\circ$ – синяя сплошная кривая; $\Delta r_0 = 8$ см, $\Delta\theta_F = 5^\circ$ – чёрная пунктирная кривая.

В качестве более близкого приближения реальной функции распределения быстрых частиц мы будем использовать стационарное решение, вычисленное в работе [45]. Стоит отметить, что за время рабочего импульса ГДЛ реальная функция распределения горячих ионов лишь частично приближается к стационарной. Не до конца «заполненной» остаётся та часть функции распределения, которая отвечает малым энергиям. С другой стороны, низкоэнергетичные частицы обладают достаточно большой степенью угловой изотропии и их учёт не приводит к качественному изменению формы профиля поля. Поэтому, в целях проверки нашей гипотезы о рассеянии резонансных частиц, вполне подходит стационарная функция распределения.

Кратко напомним результаты работы [45]. Пусть v_F – начальная скорость инжектированных ионов, а θ_K – граница конуса потерь. Критическая скорость

инжектированных ионов, при которой времена их торможения на электронах и ионах холодной плазмы сравниваются, равна

$$v_c = \left[\frac{3\sqrt{\pi}Z_i^2 n_i m_e}{4m_i n_e} \right]^{1/3} \left[\frac{2T_e}{m_e} \right]^{1/2},$$

где Z_i , m_i и n_i , соответственно, заряд, масса и плотность холодных ионов плазмы, а m_e и T_e – масса и температура электронов. С учётом введённых обозначений распределение быстрых частиц в пространстве скоростей при $v_0 \leq v_F$ и $\theta_K \leq \theta_0 \leq \pi - \theta_K$ задаётся функцией ($u = v_0/v_F$ – безразмерная скорость):

$$\begin{aligned} f_{c0}(v_0, \theta_0) = & \frac{1}{\kappa} \frac{\exp \left[- \int_u^1 du \tau_{Fe} \gamma^F \omega_{cx}^F \frac{u^2}{u^3 + u_c^3} \right]}{\sqrt{\pi} \sin \theta_F \delta \theta_F (u^3 + u_c^3)} \\ & \times \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\theta_0 - \theta_F}{\delta \theta_F} \right)^2 \right] \right. \\ & - \exp \left[- \left(\frac{\theta_0 + \theta_F - 2\theta_K}{\delta \theta_F} \right)^2 \right] + \exp \left[- \left(\frac{\pi - \theta_0 - \theta_F}{\delta \theta_F} \right)^2 \right] \\ & \left. - \exp \left[- \left(\frac{\pi - \theta_0 + \theta_F - 2\theta_K}{\delta \theta_F} \right)^2 \right] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\tau_{Fe} = \frac{3m_F T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} m_e Z_F^2 e^4 n_e \Lambda} \quad (8)$$

– время торможения иона с массой m_F и зарядом Z_F на электронах; ω_{cx}^F – частота перезарядки быстрого иона на нейтралах; γ^F – геометрический фактор, равный доле возникающих в результате перезарядки нейтралов, которые уходят из плазмы, не ионизировавшись вновь; $1/\kappa$ – нормировочный множитель;

$$\begin{aligned} \delta \theta_F = & \Delta \theta_F \left(\frac{v_F^3}{v_c^3} \right)^{1/2} \left(\ln \frac{v_F^3 (v^3 + v_c^3)}{v^3 (v_F^3 + v_c^3)} \right)^{1/2}, \\ \Delta \theta_F = & \left(\frac{2v_\theta^3}{3v_F^3} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

$$v_\theta = \left[\frac{3\sqrt{\pi}m_e(n_i Z_i^2 + n_F Z_F^2)}{4m_F n_e} \right]^{1/3} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{1/2}.$$

При $\theta_0 \leq \theta_K$, $\theta_0 \geq \pi - \theta_K$ функция распределения полагается равной нулю. Также $f_{c0}(v_0, \theta_0) = 0$ при $u > 1$. Для простоты в дальнейшем будем считать, что частота перезарядки ω_{cx}^F и геометрический фактор γ^F не зависят от скорости, тогда показатель экспоненты в (7) запишется как:

$$- \int_u^1 du \tau_{Fe} \gamma^F \omega_{cx}^F \frac{u^2}{u^3 + u_c^3} = \frac{\tau_{Fe} \gamma^F \omega_{cx}^F}{3} \ln \left| \frac{u^3 + u_c^3}{1 + u_c^3} \right|.$$

Опираясь на результаты для моноэнергетичной функции распределения вследствие несущественности поперечного размера при $r \approx r_{assemble}$, будем считать, что ларморовские центры всех частиц расположены на оси z , т.е.

$$f_c(r, z, v, \theta) = \frac{\delta(r)}{2\pi r} f_c(z, v, \theta).$$

Тогда плотность тока будет задаваться следующим интегралом

$$j_\varphi(r, z) = eN_0 \int v \sin \theta \frac{\delta(r - \rho_L)}{2\pi \rho_L} f_c(z, v, \theta) d^3 v.$$

Пусть t_{ins} – время начала развития неустойчивости. Из эксперимента следует, что характерное время изменения профиля радиального магнитного поля составляет порядка $t_{shift} = 100$ мкс. При характерной температуре $T_e \approx 100$ эВ и плотности $n_e \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время торможения быстрого иона на электронах по формуле (8) составляет $\tau_{Fe} \approx 2$ мс. Будем считать, что резонанс узкий и рассеиваются только частицы с максимальной энергией ($u = 1$). За время t_{shift} скорость рассеянных в момент времени t_{ins} частиц изменяется в $m = \exp(-t_{shift}/\tau_{Fe})$ раз. Положим, что в результате рассеяния угловая ширина частиц изменяется на фиксированный угол $\delta\theta$. Тогда угловая ширина функции распределения в момент времени $t_{ins} + t_{shift}$ будет равна

$$\delta\theta_F = \begin{cases} \Delta\theta_F \left(\frac{v_F^3}{v_C^3}\right)^{1/2} \left(\ln \frac{v_F^3(v_0^3 + v_C^3)}{v_0^3(v_F^3 + v_C^3)}\right)^{1/2}, & u < m; \\ \sqrt{(\Delta\theta_F)^2 \frac{v_F^3}{v_C^3} \ln \frac{v_F^3(v_0^3 + v_C^3)}{v_0^3(v_F^3 + v_C^3)} + (\delta\theta)^2}, & u \geq m. \end{cases}$$

Зависимость угловой ширины от скорости до и t_{shift} после начала развития неустойчивости при $\delta\theta = 8^\circ$ приведена на Рисунке 30. Величина $\delta\theta$ подбиралась таким образом, чтобы отношение максимумов на теоретических кривых профиля радиального магнитного поля совпало с полученным в эксперименте значением, т.е. было бы равно 10%.

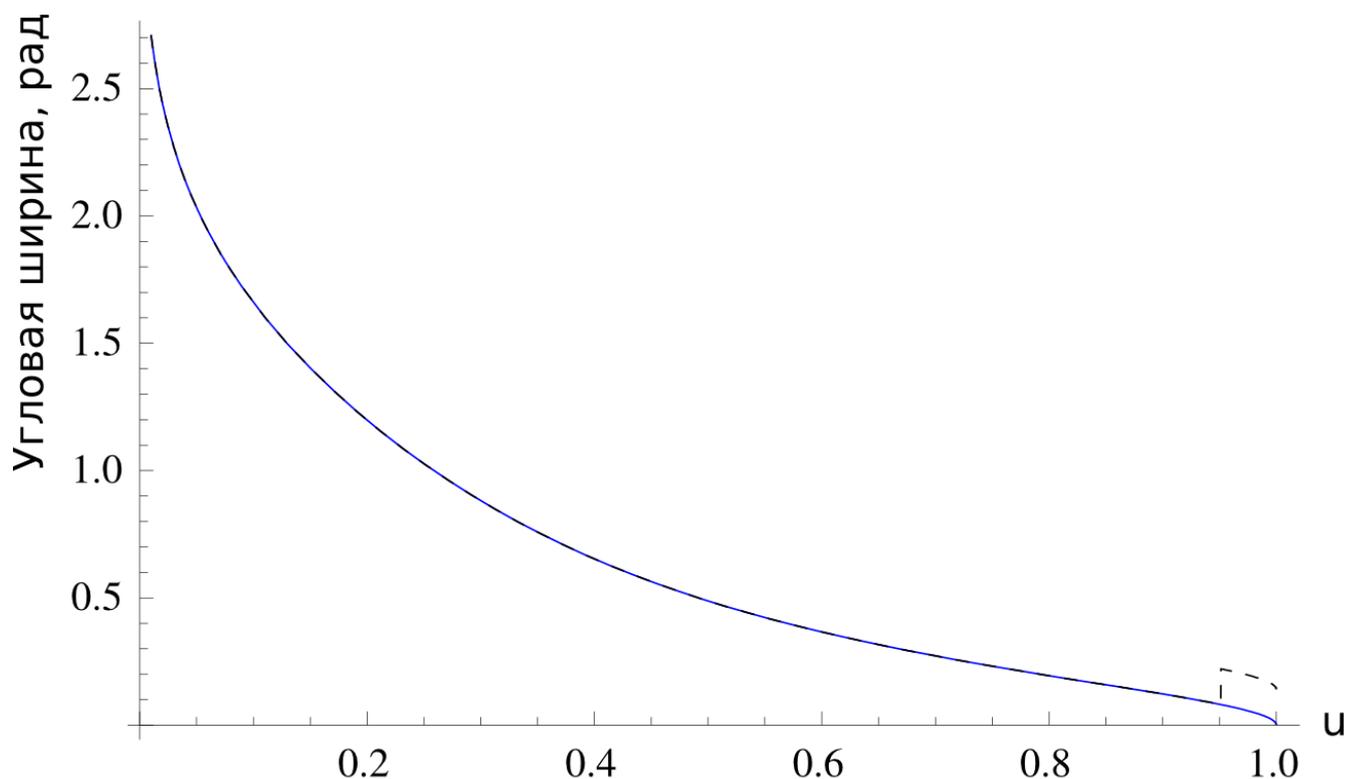


Рисунок 30: Угловая ширина функции распределения до (сплошная кривая) и t_{shift} после (пунктирная кривая) начала развития неустойчивости.

Профили магнитного поля до и t_{shift} после начала развития неустойчивости представлены на Рисунке 31. Полученные результаты качественно совпадают с измерениями (см. Рисунок 28). Таким образом, проведённые расчёты показывают,

что уменьшение максимума и уширение профиля радиального магнитного поля, создаваемого быстрыми частицами, может быть объяснено рассеянием резонансных частиц при возбуждении АИЦН.

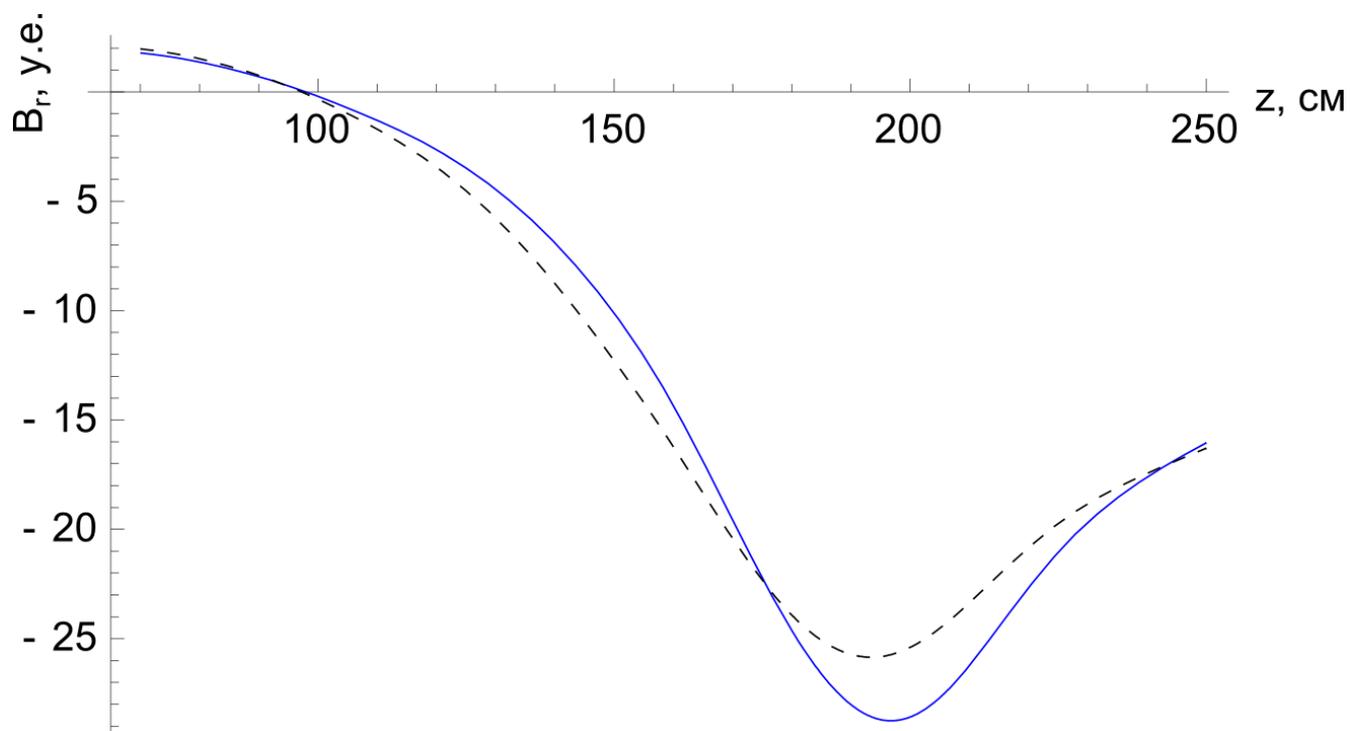


Рисунок 31: Профиль радиального магнитного поля до (сплошная кривая) и t_{shift} после (пунктирная кривая) начала развития неустойчивости.

Глава 4

Длинноволновые продольные колебания магнитного поля

При изучении альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости на сигналах с низкочастотных магнитных датчиков были обнаружены колебания в диапазоне от 90 до 100 кГц. Одной из отличительных особенностей этих колебаний было то, что большую часть времени частота не изменялась в ходе эксперимента и не покидала обозначенного выше узкого диапазона. При этом глобальные параметры плазмы, например, температура и диамагнетизм, изменялись в несколько раз. В данной главе представлены результаты изучения спектральных характеристик данных колебаний, а также их сравнение с теоретическими оценками для характеристик глобальных звуковых колебаний в ГДЛ, которые приведены в работе [16]. Под глобальными звуковыми колебаниями понимается формирование стоячей звуковой волны из-за отражения от продольных неоднородностей плазмы. Для того чтобы определить условия существования стоячих волн в плазме открытой ловушки, в работе [16] была построена модель на основе идеальной магнитной гидродинамики Чу-Голдбергера-Лоу. Для этого было получено линеаризованное волновое уравнение для колебаний тонкой анизотропной неоднородной плазмы.

Характеристики обсуждаемых колебаний магнитного поля отчётливее всего проявляются в экспериментах с относительно высоким энергосодержанием быстрой компоненты плазмы, так как именно в таких экспериментах амплитуда колебаний поля плазмы, измеряемых при помощи НЧ магнитной диагностики, достигает наибольших значений. Один из таких экспериментов – 32403 (его параметры приведены в Таблице 2). Данные из этого эксперимента рассматриваются далее в этой главе.

Вакуумное магнитное поле в центральной плоскости	0.32 Тл
Пробочное отношение	35
Средняя захваченная мощность инжекции	2.09 МВт
Среднее энергосодержание быстрых ионов	1092 Дж
Температура электронов на оси (центральная плоскость, $t=7.5$ мс)	215 эВ
Плотность электронов на оси (центральная плоскость, $t=7.5$ мс)	$1.34 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$

Таблица 2: Параметры эксперимента 32403.

При разложении сигналов с круговой сборки по азимутальным модам и анализе младшей моды $m=0$ были выявлены колебания на частоте в диапазоне от 90 до 100 кГц (частота дискретизации используемого АЦП составляет 1 МГц), отчётливо проявляющиеся при значении диамагнетизма в районе точки остановки быстрых частиц более 10 кМкс. Временные зависимости спектрального состава сигнала с круговой сборки, соответствующего нулевой моде, а также диамагнетизма в плоскости соответствующей локальному пробочному отношению $R=2$ и линейной плотности плазмы в окрестности центральной плоскости представлены на Рисунке 32. Фуре-спектр (верхняя диаграмма, Рисунок 32) нормирован в каждый интервал времени (длительность интервала - 100 мкс) на максимум в диапазоне от 10 до 170 кГц. Начальный момент времени на Рисунке 32 (3.7 мс) соответствует началу инжекции нагретых атомарных пучков. Полное выключение инжекционного комплекса завершается к моменту времени 9 мс.

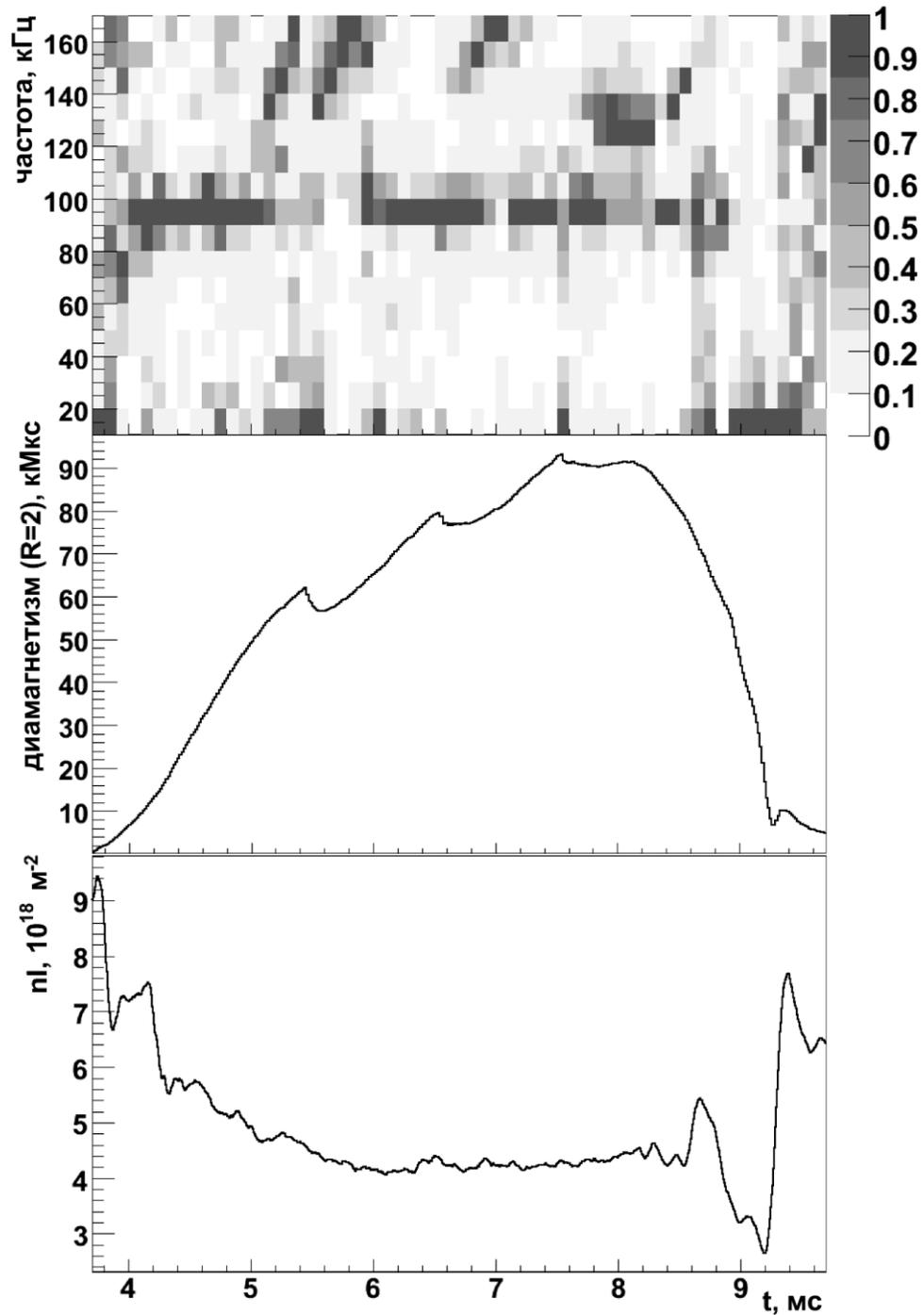


Рисунок 32: Выстрел 32403. Верхний график показывает временную зависимость спектра сигнала с круговой сборки зондов, соответствующего азимутальной моде $m=0$. На среднем графике приведён диамагнитный сигнал в точке остановки горячих ионов ($R=2$). Нижний график демонстрирует временную зависимость линейной плотности в центральной плоскости. Начало отсчёта времени по оси абсцисс соответствует моменту включения атомарных инжекторов.

Продольную структуру наблюдаемых колебаний можно понять из анализа фаз сигналов с зондов линейной сборки и одиночного зонда в «восточной» части центральной ячейки. На протяжении всей линейной сборки низкочастотных зондов (1.8 м) возмущение давления имеет почти одинаковую фазу. То есть длина продольной сборки меньше половины длины волны. Данные с одиночного зонда и симметричного ему относительно центральной плоскости зонда с линейной сборки показывают, что колебаний давления плазмы в противоположных точках остановки ловушки имеют противоположные фазы. Учитывая, что длина ловушки не покрытая зондами не превышает 0.8 м, можно с высокой долей вероятности предположить, что регистрируемая волна является стоячей и имеет продольную моду (количество узлов между точками отражения) $N=1$ по давлению. Возмущение магнитного поля вдалеке от границы плазмы согласуется с гипотезой о том, что колебания также глобальны по радиусу. Таким образом, обнаруженные колебания соответствуют модовой структуре для глобальных звуковых колебаний, предсказанной теоретически в работе [16].

В соответствии с анализом, проведённым в работе [16], частота стоячей звуковой волны в ГДЛ в первую очередь определяется средней энергией плещущихся ионов. С другой стороны, средняя энергия стационарного распределения слабо зависит от параметров плазмы [46]. Таким образом, частота звуковых колебаний должна оставаться примерно постоянно в каждом из экспериментов по крайней мере до тех пор, пока энергосодержание быстрых ионов достаточное, чтобы колебания были видны при помощи зондов магнитной диагностики. Требование того, чтобы колебания были видны, по существу, исключает начало и конец выстрела, когда средняя энергия может изменяться из-за значительной нестационарности распределения. Рисунок 32 показывает, что это действительно так – колебания находятся в диапазоне от 90 до 100 кГц на протяжении эксперимента, хотя глобальные параметры плазмы изменяются. При этом, наблюдаемая в эксперименте частота хорошо согласуется с теоретическими оценками для ГДЛ (110 кГц), также представленными в работе [16]. Таким

образом, зафиксированные длинноволновые продольные колебания магнитного поля могут быть идентифицированы как возбуждение глобальной звуковой моды в ГДЛ.

Помимо сохраняющейся низкоамплитудной моды длинноволновых продольных колебаний, следует также упомянуть о их «шоковом» возбуждении, происходящем в момент возбуждения АИЦН. Как было показано в параграфе 3.3, в момент возбуждения неустойчивости происходит достаточно быстрое уширение профиля давления плазмы и уменьшение его максимального значения в районе точки остановки. Как показано на верхнем графике Рисунка 33 ($t=6.54$ мс), перестройка профиля давления сопровождается стремительным ростом амплитуды рассматриваемых колебаний. Как только перестройка профиля давления заканчивается (производная диамагнетизма в $R=2$ вновь становится положительной, см. нижний график на Рисунке 33, $t=6.57$ мс), амплитуда колебаний вновь возвращается к прежнему уровню насыщения.

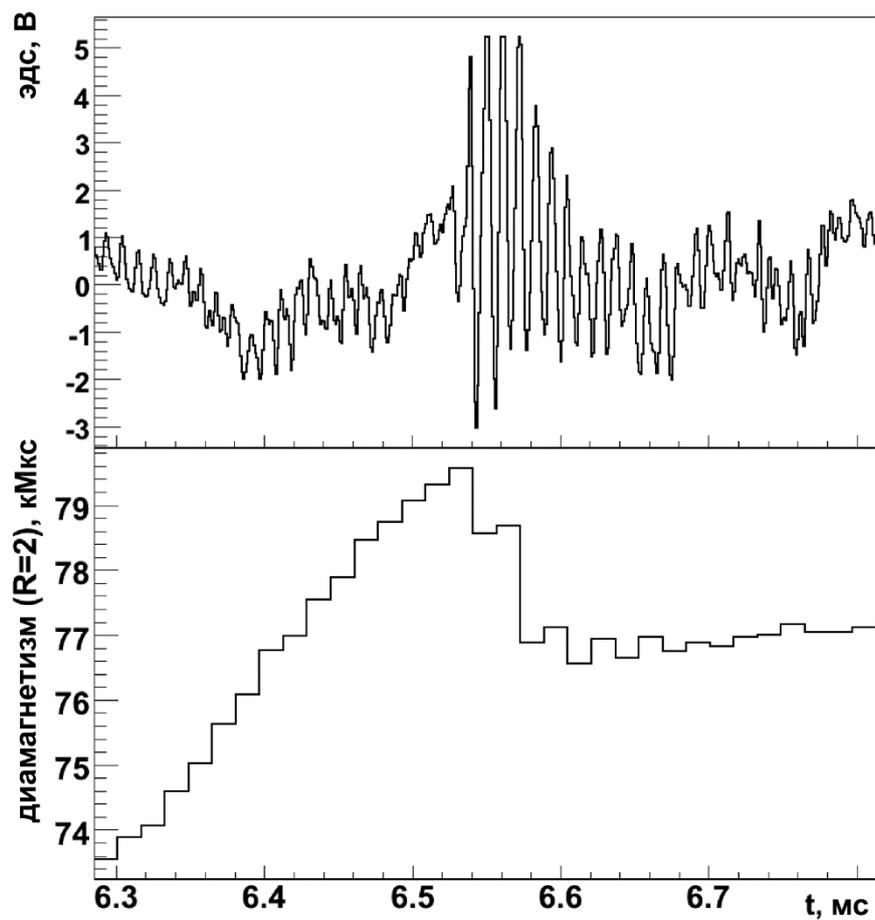


Рисунок 33: Выстрел 32403. На верхнем графике показан необработанный сигнал с одного из зондов азимутальной сборки. Нижний график показывает быстрое уменьшение диамагнетизма в $R=2$ в момент возбуждения АИЦН ($t=6.54$ мс).

Глава 5

Вращение плазменного столба в режиме с вихревым удержанием

Метод вихревого удержания используется на ГДЛ для подавления поперечных потерь, вызываемых одной из наиболее опасных для открытых ловушек МГД-неустойчивостей – желобковой (или конвективной) [47]. Механизм вихревого удержания плазмы схож с удержанием вещества в мёртвой зоне вихревого потока. На установке ГДЛ данный вид удержания осуществляется путём приложения к периферии плазменного столба радиального электрического поля. Таким образом задаётся скорость вращения плазмы в скрещенных радиальном электрическом и продольном магнитном полях и осуществляется подавление турбулентного переноса плазмы на стенку камеры. При этом теория вихревого удержания [15] предсказывает наличие нелинейно насыщенных желобковых колебаний плазмы с младшими азимутальными модами. Старшие моды должны быть подавлены за счёт эффектов конечности ларморовского радиуса.

При помощи низкочастотной магнитной диагностики впервые были зарегистрированы и изучены спектральные характеристики желобковых колебаний плазмы, удерживающейся в ГДЛ в режиме вихревого удержания. На Рисунке 34 приведен результат обработки сигналов, полученных с круговой сборки НЧ магнитных зондов, в одном из экспериментов на установке ГДЛ. Время по оси абсцисс отсчитывается от начала инъекции пучков нейтральных атомов (нуль соответствует моменту включения инжекторов), по оси ординат отложены координаты зондов в градусах, а цветом показан непосредственно сам сигнал. Расположение зондов схематично показано в виде дисков.

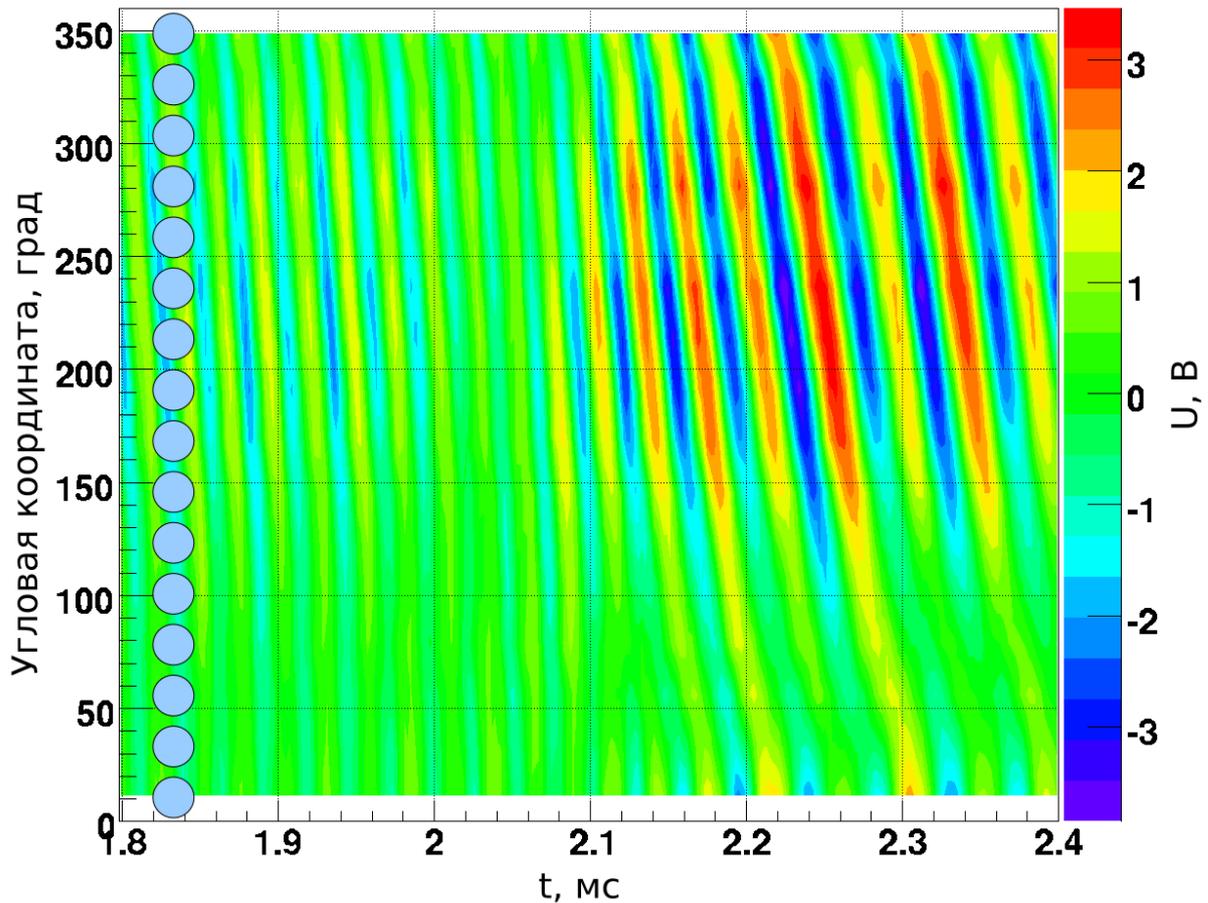


Рисунок 34: Сигнал с круговой сборки НЧ-зондов.

Стандартный сценарий развития эксперимента в таком режиме можно описать следующим образом (нуль по времени соответствует моменту включения инжекторов):

- в период 0-1 мс: нет четко выраженных колебаний, амплитуды малы;
- в период 1-2 мс: колебания с азимутальным числом (модой) $m = 1$;
- в период 2-4 мс: колебания с азимутальным числом (модой) $m = 2$.

Визуально на графике первая и вторая моды колебаний различаются следующим образом. Когда доминирует первая мода колебаний (что соответствует вращению плазменного столба кругового сечения, как целого), соседние «линии максимумов» переходят друг в друга. Когда же определяющей становится вторая мода (что соответствует вращению плазменного столба в форме эллипса, как целого), меняется угол наклона «линий максимумов» и они начинают переходить не в соседние, а «перескакивают» через одну. Спектры данного сигнала в разные

моменты времени представлены на Рисунках 35 и 36. На представленных спектрах видно, что в период 1-2 мс доминируют колебания первой моды с частотой около 40 кГц, а в период 2-4 мс главную роль играют колебания второй моды, частота которых составляет порядка 20 кГц.

Изменение частоты при переходе от одной моды к другой, согласуется с теорией, которая предсказывает, что мода определяет частоту колебаний. Исходя из аналитических выкладок, приведенных в статье [15], следует, что измеряемая частота $f = f_v - f_{amb} \cdot m$, где f_v пропорциональна прикладываемому для реализации вихревого удержания напряжению на периферии плазмы, а f_{amb} – частота амбиполярного вращения, определяемая радиальным профилем температуры. Используя приведённую формулу и экспериментальные данные, получаем, что $f_{amb} / f_v \approx 1/3$.

О том, что колебания действительно носят желобковый можно судить исходя из сигналов, регистрируемых при помощи продольной сборки низкочастотных магнитных зондов. На всей протяженности продольной сборки фазы сигналов совпадают с точностью 10%.

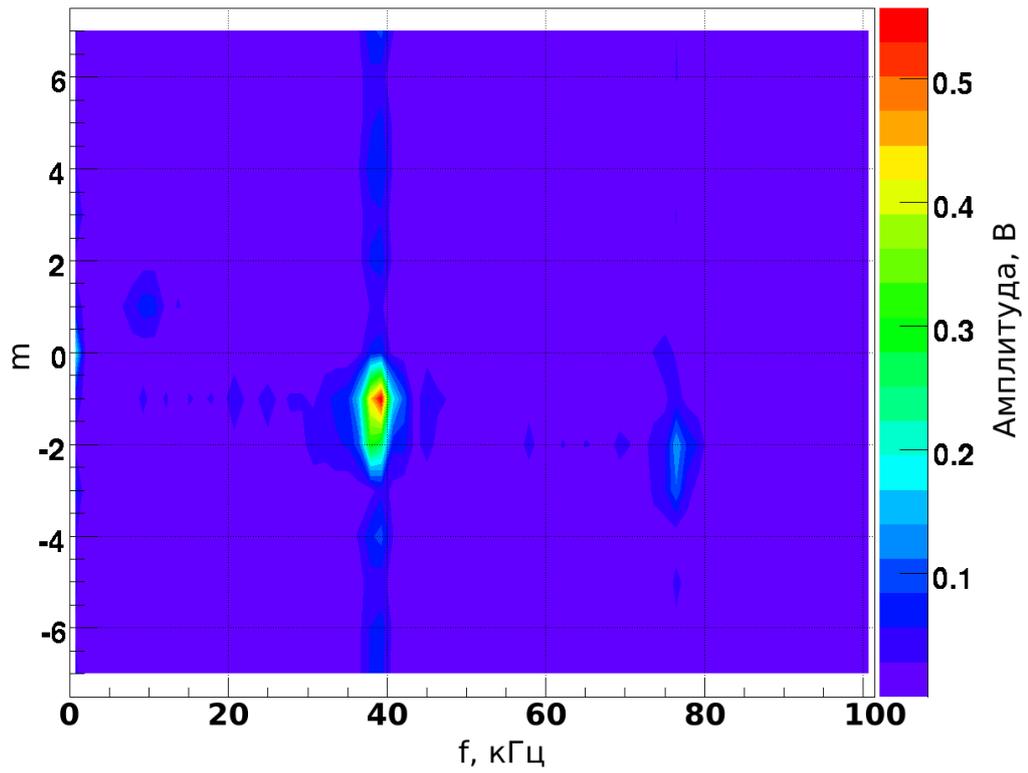


Рисунок 35: Спектр сигнала с круговой сборки НЧ зондов в период 1-2 мс.

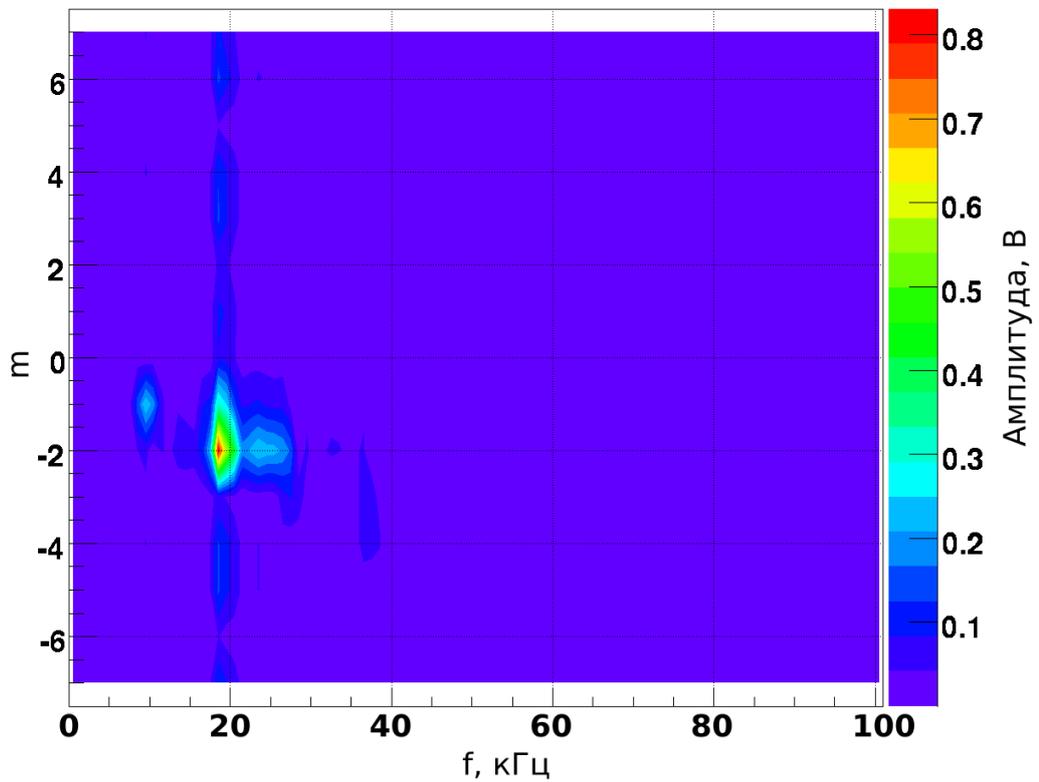


Рисунок 36: Спектр сигнала с круговой сборки НЧ зондов в период с 2-4 мс.

Таким образом, на установке ГДЛ были впервые зарегистрированы и изучены спектральные характеристики нелинейно насыщенных желобковых колебаний в режиме с вихревым удержанием плазмы. В частности, было установлено, что в каждый момент времени желобковые колебания характеризуются одной из двух младших азимутальных мод: $m=1$ или $m=2$. Изменение частоты при переходе от одной моды к другой согласуется с теоретическими представлениями.

Заключение

Показано, что при увеличении давления плазмы в ГДЛ развивается альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость. Измерен порог развития неустойчивости и характеристики неустойчивых возмущений, которые находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории. Установлено, что возбуждение в плазме альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости не приводит к существенному ухудшению удержания быстрых ионов в ГДЛ. В частности, нейтронный выход D-D реакции в точке остановки быстрых ионов при развитии неустойчивости уменьшается не более чем на 5%. В ряде же предшествующих экспериментальных работ, упомянутых в Главе 1, возбуждение АИЦН приводило к более существенным потерям. Идентификация АИЦН и её влияние на эффективность удержания плазмы в ГДЛ обсуждаются в Главе 3. По полученным в эксперименте данным была установлена группа резонансных частиц, ответственных за возбуждение неустойчивости – это частицы, чьи продольные скорости удовлетворяют условию $|v_{\parallel res}| \geq |v_{\parallel inj}|$. Отметим, что изучение АИЦ неустойчивости на установке ГДЛ, по-видимому, является первым прецедентом экспериментального изучения неустойчивости данного типа в открытых ловушках с наклонной инжекцией.

Обнаружено, что в процессе нагрева в плазме ГДЛ развиваются длинноволновые осесимметричные возмущения магнитного поля. Частота возмущений очень слабо зависит от температуры и диамагнетизма плазмы: сдвиг частоты не превышает 10% при изменении этих величин в несколько раз. Экспериментальные данные иллюстрирующее это приведены в Главе 4.

Показано, что в соответствии с предсказаниями теории колебания плазменного столба в ГДЛ в режиме с вихревым удержанием имеют желобковый характер и в спектре азимутальных мод доминируют моды $m=1,2$. Изменение частоты вращения плазменного столба при переходе от одной доминирующей моды к другой также согласуется с теоретическими представлениями [15].

Описанию вращения плазмы в ГДЛ в режиме вихревого удержания посвящена Глава 5.

В заключении автор выражает благодарность своему непосредственному научному руководителю В.В. Приходько и заведующему лабораторией 9-1 ИЯФ СО РАН П.А. Багрянскому за помощь, консультации и поддержку на всех этапах работы. Невозможно не поблагодарить также А.Д. Беклемишева, И.С. Черноштанова и Д.И. Сковородина, принимавших активное участие в анализе и интерпретации получаемых результатов и подготовке публикаций.

Отдельно хочется поблагодарить за слаженную работу и возможность получить представленные в диссертации экспериментальные данные коллектив установки ГДЛ: В.В. Максимова, А.А. Лизунова, Е.И. Пинженина и П.В. Бахарева за обеспечение работы и результаты с различных диагностик; Е.И. Солдаткину за помощь в проведении экспериментов; В.Н. Бородкина, П.В. Бахарева и А.С. Бурцева за техническое обеспечение работы диагностики.

Также автор благодарит А.А. Иванова за ряд критически важных замечаний, которые были получены в ходе подготовки текста диссертации.

Список литературы

1. Бондаренко Б.Д. Роль О.А. Лаврентьева в постановке вопроса и инициировании исследований по управляемому термоядерному синтезу в СССР // УФН, № 171, 2001. С. 886.
2. Шафранов В.Д. Первый период истории термоядерных исследований в Курчатовском институте // УФН, № 171, 2001. С. 877.
3. Будкер Г.И. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками // В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, том III. АН СССР, 1958. С. 3-31.
4. Baldwin D.E. End-loss processes from mirror machines // Review of Modern Physics, Vol. 49, No. 2, April 1977. P. 317.
5. Чирков А.Ю. Малорадиоактивный термоядерный реактор на основе сферического токамака с сильным магнитным полем // Электронное издание «Наука и образование», № 3, 2011.
6. Post R.F. Proc. of Second U.N. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 32, P. 245.
7. Рютов Д.Д. Открытые ловушки // УФН, № 154, 1988. С. 565.
8. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы // Письма в ЖТФ, Т. V, 1979. С. 678.
9. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка // Вопросы атомной науки и техники, серия Термоядерный синтез, Т. 5, № 1, 1980. С. 57-66.
10. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО РАН СССР 84-40. Новосибирск. 1984.
11. Mikhailovsky A.B. Drift cyclotron instability of a plasma with hot ions // Nuclear Fusion, Vol. 5, 1965. P. 125.
12. Post R.F., Rosenbluth M.N. Electrostatic Instabilities in Finite Mirror-Confined Plasmas // Phys. Fluids, Vol. 9, 1966. P. 730.

13. Casper T.A., Smith G.R. Observation of Alfvén ion cyclotron fluctuations in the end-cell plasma in the Tandem Mirror Experiment // *Physical Review Letters*, Vol. 48, No. 15, 1982.
14. Smith G.R. Alfvén ion-cyclotron instability in tandem-mirror plasmas. I // *The Physics of Fluids*, Vol. 27, No. 6, 1984.
15. Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chashin M.S., Soldatkina E.I. Vortex confinement of plasma in symmetric mirror traps // *Fusion science and technology*, Vol. 57, 2010.
16. Skovorodin D.I., Zaytsev K.V., Beklemishev A.D. Global sound modes in mirror traps with anisotropic pressure // *Phys. Plasmas*, Vol. 20, 2013. P. 102123.
17. Rosenbluth M.N. *Microinstabilities*, Riso National Laboratory, Roskilde, RISO-18 1960.
18. Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // *ЖЭТФ*, Т. 39, № 1, 1960.
19. Mauk B.H., McPherron R.L. An experimental test of the electromagnetic ion cyclotron instability within the earth's magnetosphere // *Phys. Fluids*, Vol. 23, 1980. P. 2111.
20. Watson D.C. Alfvén ion cyclotron instability in mirror machines // *The Physics of Fluids*, Vol. 23, No. 12, 1980.
21. Briggs R.J. *Electron-steam interactions with plasmas*. Cambridge: M.I.T., 1964.
22. Berk H.L. *Plasma physics and controlled nuclear fusion research*, Vol. II. Vienna: International Atomic Energy Agency, 1969. P. 151.
23. Booth W. Fusion's \$372-Million Mothball // *Science*, Vol. 238, No. 4824, 180. pp. 152-155.
24. Smith G.R., Nevins W.M., Sharp W.M. Alfvén ion-cyclotron instability in tandem-mirror plasmas. II // *The Physics of Fluids*, Vol. 27, No. 8, 1984.
25. Golovato S.N., Brau K., Casey J., Gerver M.J., Horne S., Irby J., Kesner J., Lane B., Machuzak J., Myer R., et al. Stability of plasmas sustained by ion cyclotron

- wave excitation in the central cell of the Tara tandem mirror // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, Vol. 1, No. 4, April 1989. pp. 851-861.
26. Katsumata R., Inutake M., Ichimura M., Hino N., Onda H., Katanuma I., Hojo H., Mase A., Miyoshi S. Temperature anisotropy measurement using diamagnetic loop array // *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 31, No. 7, 1992. pp. 2249-2254.
 27. Mase A., Ichimura M., Satake H., Katsumata R., Tokuzawa T., Ito Y., Hojo H., Doyle E.J., Itakura A., Inutake M., Tamano T. Measurement of Alfvén ion-cyclotron wave using both X- and O-mode reflectometers // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, Vol. 5, 1993. pp. 1677-1680.
 28. Ikezoe R., Ichimura M., Sato T., Imai Y., Murakami T., Iwai T., Ugajin Y., Yokoyama T., Shima Y., Yoshikawa M., Imai T. Measurement of spatiotemporal behavior of Alfvén-ion-cyclotron waves in the GAMMA10 tandem mirror // *Plasma and Fusion Research: Regular Articles*, Vol. 6, 2011. P. 2402047.
 29. Sato T., Ikezoe R., Ichimura M., Hirata M., Yokoyama T., Ugajin Y., Iimura T., Saito Y., Annaka Y., Shiratani A., et al. Two-point measurement of high-frequency density fluctuations by reflectometry in GAMMA 10 // *Transactions of Fusion Science and Technology*, Vol. 63, May 2013. pp. 328-330.
 30. Ikezoe R., Ichimura M., Sato T., Hirata M., Yokoyama T., Ugajin Y., Iimura T., Saito Y., Annaka Y., Shiratani A., et al. Time evolving structure of Alfvén ion-cyclotron waves in GAMMA10 // *Transactions of Fusion Science and Technology*, Vol. 63, May 2013. pp. 58-63.
 31. Hojo H., Mase A., Inutake M., Ichimura M. Density fluctuations of electromagnetic plasma waves in ion cyclotron range of frequencies // *Journal of plasma and fusion research*, Vol. 69, No. 9, 1993. pp. 1043-1049.
 32. Ichimura M., Inutake M., Katsumata R., Hino N., Hojo H., Ishii K., Tamano T., Miyoshi S. Relaxation of pressure anisotropy due to Alfvén-ion-cyclotron fluctuations observed in ion-cyclotron-range-of-frequency–heated mirror plasmas // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 70, No. 18, May 1993. pp. 2734-2737.
 33. Katsumata R., Ichimura M., Inutake M., Hojo H., Mase A., Tamano T. Eigenmode excitation of Alfvén ion cyclotron instability // *Physics of Plasmas*, Vol. 3, No. 12, 1996. pp. 4489-4495.

34. Ishii K., Goto T., Goi Y., Kikuno N., Katsuki Y., Nagasaki M., Ono Y., Ishibashi N., Yamanashi M., Nakamura M., et al. Observation of gentle hump structure on energy distribution functions of end-loss ions // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, No. 17, October 1999. pp. 3438-3441.
35. Ishii K., Maeda Y., Tsumori K., Shimouchi Y., Katanuma I., Itakura A., Yatsu K., Miyoshi S. Observation of loss boundaries and ion flux spectra of endloss ions in the tandem mirror GAMMA 10 // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, Vol. 4, No. 12, December 1992. pp. 3823-3826.
36. Saito T., Ichimura M., Kiwamoto Y., Mase A., Tatematsu Y., Abe H., Kajiwara K., Kogi Y., Nakamura M., Umehara S., Yoshimura Y., Yatsu K. Enhanced axial loss of electrons from a tandem mirror induced by an Alfvén ion cyclotron wave // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, No. 6, February 1999. pp. 1169-1172.
37. Цидулко Ю.А., Черноштанов И.С. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в аксиально-симметричной ловушке с наклонной инжекцией быстрых атомов // *Физика плазмы*, Т. 40, № 12, 2014. С. 1074-1083.
38. Chernoshtanov I.S., Tsidulko Y.A. Alfvén ion-cyclotron instability in a mirror trap with skew injection of neutral beams // *Fusion Science and Technology*, Vol. 63, No. 1T, May 2013. pp. 319-321.
39. Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Beklemishev A.D., Donin A.S., Ivanov A.A., Korzhavina M.S., Kovalenko Y.V., Kruglyakov E.P., Lizunov A.A., Maximov V.V., et al. Confinement of hot ion plasma with $\beta=0.6$ in the Gas Dynamic Trap // *Fusion Science and Technology*, Vol. 59, No. 1T, January 2011. pp. 31-35.
40. Post R.F. The magnetic mirror approach to fusion // *Nuclear Fusion*, Vol. 27, 1987. P. 1579.
41. Lizunov A., Donin A., Savkin V. Note: Spectral motional Stark effect diagnostic for measurement of magnetic fields below 0.3 T // *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 84, No. 4, Aug 2013. P. 086104.
42. Cohen B.I. Proceedings of the Eighth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research Brussels. 1980. Vol. I. P. 521.
43. Lehane J.A., Paoloni F.J. The propagation of non-axisymmetric Alfvén waves in an argon plasma // *Plasma Physics*, Vol. 14, 1972. P. 701.

44. Bagryansky P.A., Maximov V.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V. DD Product Yield in the GDT Central Cell // Fusion Science and Technology, Vol. 59, No. 1T, January 2011. pp. 256-258.
45. Котельников И.А., Рютов Д.Д., Цидулко Ю.А., Катышев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М. Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки, Новосибирск, Препринт ИЯФ СО АН СССР, №90-105 1990.
46. Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagorniy V.P., Ryutov D.D. Proceedings of the X International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Reactions Vienna. 1985. Vol. 2. P. 309.
47. Иоффе М.С., Кадомцев Б.Б. Удержание плазмы в адиабатических ловушках // УФН, Т. 100, № 4, Апрель 1970. С. 601-639.

Приложение 1

Вывод пространственной плотности тока для моноэнергетичной функции распределения быстрых частиц

Зададим цилиндрическую систему координат. Пусть ось z направлена вдоль оси столба плазмы, а точка $(0,0)$ соответствует центру диска ларморовских центров в центральном сечении ГДЛ. Тогда модельная функция распределения ларморовских центров частиц при $z = 0$ задаётся следующей формулой

$$f_{c0}(r_0, \theta_0, E) = \frac{1 - H(r_0 - \Delta r_0)}{\pi(\Delta r_0)^2} \times \frac{H(\theta_0 - (\theta_F - \Delta\theta_F)) - H(\theta_0 + (\theta_F - \Delta\theta_F))}{\pi \left(\frac{2}{m}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E_0} (\cos(\theta_F - \Delta\theta_F) - \cos(\theta_F + \Delta\theta_F))} \delta(E - E_0),$$

где H – функция Хевисайда, а нормировочный коэффициент получен из условия

$$\int f_{c0} dS_0 d^3 v_0 = 1.$$

Для численного расчёта профиля радиального магнитного поля найдём зависимость плотности азимутального тока, создаваемого частицами, от координат.

Пусть $\rho_L(z)$ – ларморовский радиус. Тогда плотность тока в произвольной точке $\vec{\xi} = (r, \varphi, z)$ будет задаваться интегралом от произведения плотности ларморовских центров и поперечной скорости частиц по окружности радиуса ρ_L , центр которой отстоит на расстояние r от оси, т.е.

$$j_\varphi(r, z) = 2 \frac{eN_0}{\pi} \int d^3 v \int_0^\pi d\alpha f_c \left(\sqrt{r^2 - 2r\rho_L \cos \alpha + \rho_L^2}, z, E, \theta \right) v_\perp(z, \theta) \cos \alpha,$$

где N_0 – количество частиц на единицу длины в центральной плоскости, а угол α отсчитывается между ларморовским радиусом $\vec{\rho}_L$ и направлением \vec{e}_r .

Пользуясь теоремой Лиувилля о сохранении фазового объёма, мы можем перейти к интегрированию по функции распределения ларморовских центров в центральной плоскости

$$f_c d^3 v = f_{c0} d^3 v_0 \frac{d^3 \xi_0}{d^3 \xi}. \quad (9)$$

Локальное пробочное отношение обозначим $b(z) = B(z)/B_0$. Тогда из сохранения магнитного потока:

$$\frac{dS_0}{dS} = \frac{B}{B_0} = b.$$

Таким образом, получаем

$$\frac{d^3 \xi_0}{d^3 \xi} = \frac{dS_0}{dS} \frac{dz_0}{dz} = b \frac{v_{\parallel 0} dt}{v_{\parallel} dt} = b \frac{v \cos \theta_0}{v_{\parallel}}.$$

Предполагая, что быстрые частицы удерживаются в адиабатическом режиме, используя инвариантность магнитного момента, находим, что поперечная компонента скорости равна $v_{\perp} = v\sqrt{b} \sin \theta_0$, откуда следует

$$\frac{d^3 \xi_0}{d^3 \xi} = \frac{b |\cos \theta_0|}{\sqrt{1 - b \sin^2 \theta_0}}. \quad (10)$$

Подставляем (9) и (10) в выражение для плотности тока

$$j_{\varphi}(r, z) = 2 \frac{eN_0}{\pi} \int d^3 v_0 \int_0^{\pi} d\alpha \frac{b^{3/2} v \sin \theta_0 |\cos \theta_0| \cos \alpha}{\sqrt{1 - b \sin^2 \theta_0}} \times \\ \times f_{c0} \left(\sqrt{br^2 - 2\sqrt{br} \frac{v \sin \theta_0}{\omega_0} \cos \alpha + \frac{v^2 \sin^2 \theta_0}{\omega_0^2}}, E, \theta_0 \right). \quad (11)$$

Введём для удобства несколько обозначений:

$$R(r, z, E, \theta_0, \alpha) = \sqrt{br^2 - 2\sqrt{br} \frac{v \sin \theta_0}{\omega_0} \cos \alpha + \frac{v^2 \sin^2 \theta_0}{\omega_0^2}}, \quad (12) \\ R_0 = R(r, z, E = E_0, \theta_0, \alpha), \quad \theta_1 = \theta_F - \Delta\theta_F, \quad \theta_2 = \theta_F + \Delta\theta_F,$$

$$\frac{j_0}{\kappa} = 2 \frac{eN_0}{(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)(\pi \Delta r_0)^2} \sqrt{\frac{2E_0}{m}}, \quad \theta_{\max}(z) = \arcsin \frac{1}{\sqrt{b}}.$$

Интегрируя (11) по энергии, с учётом обозначений (12), получаем

$$\begin{aligned} j_\varphi(r, z) &= \frac{j_0}{\kappa} \int_0^{\theta_{\max}} d\theta_0 \int_0^\pi d\alpha \cos \alpha \frac{b^{\frac{3}{2}} v \sin^2 \theta_0 |\cos \theta_0|}{\sqrt{1 - b \sin^2 \theta_0}} (1 - H(R_0 - \Delta r_0)) \times \\ &\quad \times (H(\theta_0 - \theta_1) - H(\theta_0 - \theta_2)) = \\ &= \frac{j_0}{\kappa} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta_0 M(r, z, \theta_0) H(\theta_{\max} - \theta_0) \frac{b^{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta_0 |\cos \theta_0|}{\sqrt{1 - b \sin^2 \theta_0}}, \end{aligned}$$

где

$$M(r, z, \theta_0) = - \int_0^\pi d\alpha H(R_0 - \Delta r_0) \cos \alpha. \quad (13)$$

Удобно сделать замену $t = \sin \theta_0$, тогда окончательно плотность тока запишется в виде

$$j_\varphi(r, z) = \frac{j_0}{\kappa} \int_{\sin \theta_1}^{\sin \theta_2} dt M(r, z, t) H(\sin \theta_{\max} - t) \frac{b^{3/2} t^2}{\sqrt{1 - bt^2}}. \quad (14)$$

Заметим, что интеграл (13) достаточно просто вычислить аналитически. Из уравнения $R_0 = \Delta r_0$ следует условие на нижний предел

$$\alpha = \arccos \frac{br^2 + \frac{v_0^2 t^2}{\omega_0^2} - (\Delta r_0)^2}{2\sqrt{br} \frac{v_0 t}{\omega_0}} = \arccos x(r, z, t),$$

откуда

$$M(r, z, t) = \begin{cases} 0, & \Delta r_0 \leq \left| \sqrt{br} - \frac{v_0 t}{\omega_0} \right|; \\ \sqrt{1 - x^2}, & \left| \sqrt{br} - \frac{v_0 t}{\omega_0} \right| < \Delta r_0 < \sqrt{br} + \frac{v_0 t}{\omega_0}; \\ 0, & \Delta r_0 > \sqrt{br} + \frac{v_0 t}{\omega_0}. \end{cases}$$

Таким образом, $j_\varphi(r, z)$ в формуле (14) соответствует плотности тока соленоида конечной длины с переменным радиусом и толщиной.

В предельном случае, когда угловой разброс $\Delta\theta_F = 0$, а магнитное поле стремится к бесконечности (ларморовские радиусы пренебрежимо малы), плотность тока (14) сводится к следующему выражению:

$$j_\varphi(r, z) = \frac{j_0}{\kappa} \sqrt{1 - \frac{v_0^2 \sin^2 \theta_F}{(2\Delta r_0 \omega_0)^2}} \frac{b^{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta_F \cos \theta_F}{\sqrt{1 - b \sin^2 \theta_F}} H \left(\frac{1}{\sqrt{b}} - \sin \theta_F \right) \delta \left(r - \frac{\Delta r_0}{\sqrt{b}} \right)$$

То есть в предельном случае формула (14) сводится к плотности тока соленоида с бесконечно малой толщиной стенки (последний множитель последней формулы) и неравномерной намоткой (третий множитель).