

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

**Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Новосибирский национальный исследовательский государственный
университет» (Новосибирский государственный университет, НГУ)**

Физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени магистра**

Кафедра физики плазмы

Коробейникова Ольга Алексеевна

Название работы:

**Изучение продольных потерь быстрых ионов во время развития альфвеновской
ионно-циклотронной неустойчивости в газодинамической ловушке**

Научный руководитель:

канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник,
Мурахтин Сергей Викторович,
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск – 2015 год

Оглавление

Введение.....	3
1. Экспериментальная установка ГДЛ	6
1.1. Схема установки.....	6
1.2. Сценарий эксперимента.....	10
1.3. Диагностический комплекс	11
2. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость	14
3. Пятиканальный торцевой энергоанализатор.....	19
3.1. Калибровка анализатора	24
4. Численное моделирование	25
5. Анализ экспериментальных данных	30
6. Заключение	36
Список литературы	37

Введение

Эксперименты по исследованию магнитного удержания высокотемпературной дейтериевой двухкомпонентной плазмы с субтермоядерными параметрами проводятся на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) в ИЯФ СО РАН. [1]. Наклонная (относительно оси установки) инжекция мощных пучков атомарного дейтерия с малой угловой расходимостью используется для повышения температуры мишенной плазмы и накопления популяции быстрых ионов с высокой энергией [2]. На установке ГДЛ получены в экспериментах с дейтериевой плазмой [3] высокие значения $\beta^1 = 0.6$, что является рекордно высокой величиной среди аксиально-симметричных пробкотронов. Также важной отличительной чертой ГДЛ является тот факт, что время торможения быстрых ионов много меньше времени их углового рассеяния.

На базе ГДЛ можно создать относительно несложный с инженерной точки зрения высокопоточный нейтронный генератор для дожигания радиоактивных отходов и материаловедческих исследований [4]. Для этого необходимо будет обеспечить в плазме установки условия для зажигания термоядерной реакции $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$. Производится инжекция атомов дейтерия и трития в мишенную плазму. В результате процессов перезарядки и ионизации в плазме образуется популяция быстрых ионов. Торможение быстрых ионов на электронах мишенной плазмы обеспечивает ее нагрев. Исследуемые материалы следует поместить вблизи точек останова быстрых ионов, где их плотность пикирована, и нейтронные потоки будут локализованы в этих областях. В данных условиях можно обеспечить поток нейтронов с энергией 14 МэВ и мощностью 2 МВт/м².

Из некоторых теоретических и экспериментальных работ [5] был сделан вывод, что высокие значения β и анизотропное распределение ионов в ловушке могут привести к развитию альфвеновской ионно-

¹ Отношение поперечного плазменного давления к давлению вакуумного магнитного поля.

циклотронной неустойчивости (АИЦН), которая наблюдалась на установке ГДЛ [6]. Данная неустойчивость проявляется в генерации и распространении альфвеновской электромагнитной волны, способной при развитии до большой амплитуды вызвать аномальное рассеяние и большие потери быстрых ионов из ловушки. Ухудшение плазменного удержания в результате развития АИЦН наблюдалось на установках ТМХ [7] и ГАММА 10 [8].

Теоретическое и экспериментальное изучение удержания быстрых ионов в аксиально-симметричном пробкотроне с высокими значениями β и анизотропией ионов во время развития неустойчивостей является важной задачей в физике открытых ловушек. В данной работе планировалось детально изучить энергетическую функцию распределения быстрых ионов, покидающих ловушку вдоль силовых линий магнитного поля во время развития неустойчивости и без развития таковой. Предварительные заключения из теории АИЦН, сделанные на основе моделирования развития АИЦН в условиях эксперимента на установке ГДЛ, говорят о том, что взаимодействовать с альфвеновской волной в ловушке будет лишь малая часть быстрых ионов, сосредоточенная в достаточно узкой области фазового пространства [9]. Скорость этих ионов должна удовлетворять условию циклотронного резонанса [10]. При небольшом рассеянии или торможении данные ионы могут покидать область резонанса (область взаимодействия с альфвеновской волной), но продолжать оставаться в ловушке и участвовать в энергетическом балансе плазмы установки, поскольку граница конуса потерь достаточно далека на фазовой плоскости от области резонанса. Таким образом, заключения теории говорят о том, что АИЦН не окажет катастрофического влияния на удержание быстрых ионов в плазме. Развитие АИЦН не должно критически повысить потери быстрых ионов в целом в системах термоядерного класса типа ГДЛ.

Необходимо экспериментальным образом подтвердить заявленные выводы теории о влиянии АИЦН на удержание плазмы в ГДЛ. Для этих

целей использовался модернизированный пятиканальный энергетический анализатор [11] в совокупности с набором программного обеспечения для сбора, обработки, архивирования и анализа полученных экспериментальных данных. Данный пятиканальный энергоанализатор был прикреплен к баку западного расширителя на оси в точке с расширением $K^1 = 1500$. В данной работе были получены зависимости абсолютных значений мощности, выносимой в пробки, от времени. Также представлены значения средней энергии частиц, покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля. После обработки экспериментальных данных мощность, выносимая в пробки при развитии в ловушке АИЦН, сравнивалась с мощностью, захваченной мишенной плазме при инжекции в нее атомарных пучков. Это сравнение позволило определить дополнительные потери мощности, обусловленные развитием в ГДЛ АИЦН, и соотнести их с заключениями теоретических моделей.

¹ Отношение максимального значения магнитного поля в пробке B_m к значению поля в точке установки анализатора $B(z_a)$.

1. Экспериментальная установка ГДЛ

1.1. Схема установки

ГДЛ – это аксиально-симметричный пробкотрон (см. фото 1) с большим пробочным отношением $R^1=40$, предназначенный для удержания в магнитном поле двухкомпонентной плазмы – столкновительной мишенной плазмы и популяции быстрых ионов с термоядерными параметрами [12]. Теплая мишенная плазма удерживается в газодинамическом режиме и имеет изотропную функцию распределения с плотностью до 10^{14} см^{-3} . Популяция быстрых ионов формируется в результате инжекции атомов дейтерия суммарной мощностью 5 МВт [13], а также реализации дополнительного механизма нагрева с использованием электронного циклотронного резонанса [14]. Быстрые ионы имеют среднюю энергию около 10 кэВ и концентрацию 10^{13} см^{-3} в точках остановки. В режиме без дополнительного нагрева температура мишенной плазмы достигает 250 эВ.

¹ Отношение магнитного поля в пробке B_m к полю в центральном сечении установки B_0 .

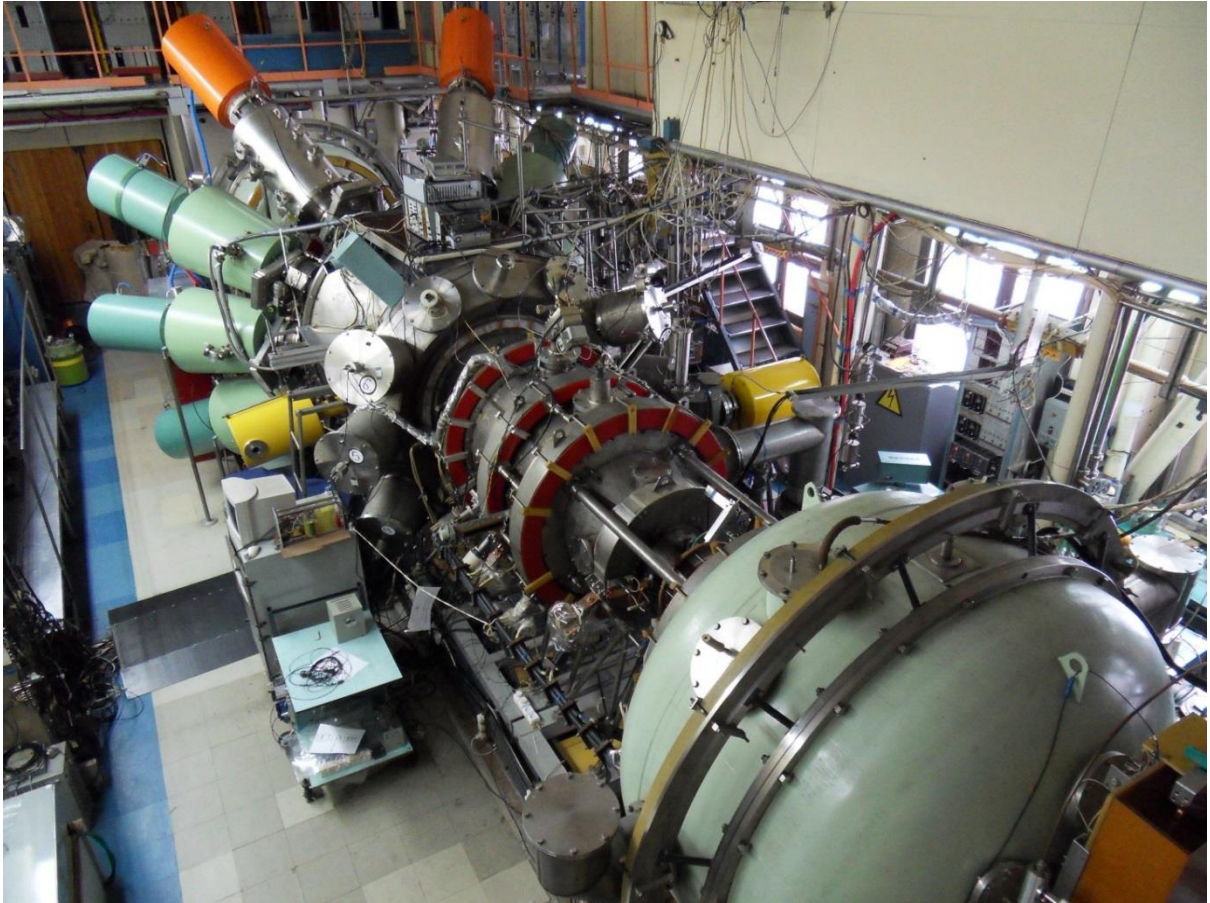


Фото 1. Экспериментальная установка ГДЛ.

При ионизации и перезарядке инжектированных атомов дейтерия в мишенной плазме формируется популяция быстрых частиц. Во время торможения быстрых частиц на электронах мишенной плазмы происходит передача их энергии и нагрев мишенной плазмы.

Магнитная ловушка ГДЛ состоит из центрального бака (осесимметричный пробкотрон) и двух пристыкованных к его концам расширителей, исполняющих роль МГД-стабилизаторов. В восточном расширителе (3 на рис. 1) установлена плазменная пушка (1 на рис. 1) для создания относительно холодной мишенной плазмы. Этот плазменный генератор на дуговом разряде работает в течение 6 мс, в результате чего формируется стартовая мишенная плазма с плотностью около 10^{13} см^{-3} и температурой около 6 эВ, в которую инжектируются пучки нейтральных атомов дейтерия с помощью восьми инжекторов «Старт» (7 на рис. 1).

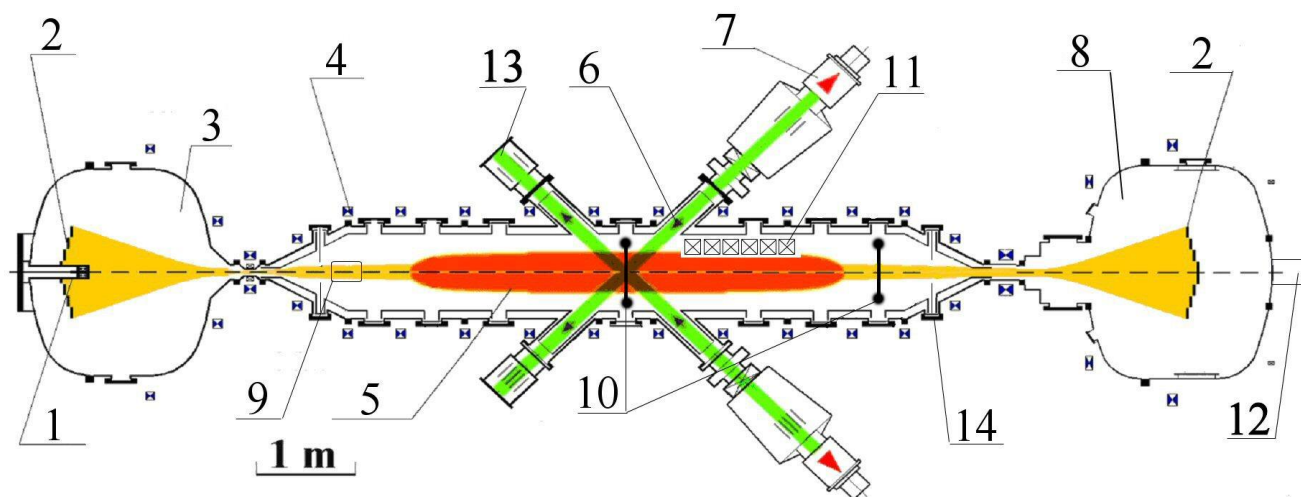


Рис. 1. Экспериментальная установка ГДЛ.

1 – генератор плазмы, 2 – плазмодриемник, 3 – пушечный бак (восточный расширитель), 4 – катушки магнитной системы, 5 – область движения быстрых ионов, 6 – пучки атомов дейтерия, 7 – система атомарной инжекции, 8 – западный расширитель, 9 – газовая коробка, 10 – диамагнитные петли, 11 – магнитные зонды, 12 – энергоанализатор, 13 – баки приемников нагретых пучков, 14 – лимитер.

Пучки атомарного дейтерия (6 на рис. 1) инжектируются в экваториальную плоскость под углом 45° к оси установки для создания популяции быстрых ионов (5 на рис. 1) и нагрева мишенной плазмы. В результате они захватываются мишенной плазмой с эффективностью 50%. Образовавшиеся ионы дейтерия удерживаются в ловушке адиабатическим образом, тормозятся на электронах мишенной плазмы и нагревают ее до 250 эВ. Средний ток на каждый инжектор – 40-45 экв. А. Плотность инжектируемых атомов дейтерия на оси установки в центральной плоскости – 4 А /см^2 . Начальный угловой разброс захваченных дейтронов определялся углом геометрической фокусировки пучков и составлял примерно $\Delta\theta \approx 5^\circ$, фокусное расстояние ионно-оптической системы $F=250\text{см}$. Согласно проведенным ранее измерениям, быстрые частицы сохраняют относительно небольшой угловой разброс во время

торможения, что позволяет им передавать мишенной плазме почти всю свою энергию в процессе диффузии в пространстве скоростей в конус потерь и ухода из центральной ячейки вдоль силовых линий магнитного поля [15]. Длительность инъекции – 5 мс, энергия инжектируемых нейтралов – 22-25 кэВ, средняя энергия популяции быстрых ионов – 10 кэВ. Потери частиц мишенной плазмы поддерживаются во время атомарной инъекции с помощью поддува холодного газа из газовой коробки (9 на рис.1), установленной вблизи пробки. Интенсивность инъекции газа подбиралась таким образом, чтобы профиль плотности плазмы во время работы атомарных инжекторов оставался неизменным, а максимальная плотность на оси составляла 10^{14} см⁻³. Диаметр центральной вакуумной камеры – 1 м, диаметр расширителей – 2.6 м. Длина установки – 14 м, 7 м – расстояние между магнитными пробками. Магнитное поле в центральной части ГДЛ – 3.3 кГс – сформировано соленоидами аксиально-симметричной конфигурации (4 на рис. 1). Конденсаторная батарея для питания соленоидов расположена в отдельном помещении. К западному расширителю (8 на рис. 1) пристыкован пятиканальный анализатор для измерения функции распределения быстрых ионов по энергиям (12 на рис.1). Для обеспечения МГД-устойчивости плазмы применяются расширитель, в котором кривизна силовых линий магнитного поля больше нуля, что необходимо для подавления возможных неустойчивостей. МГД-устойчивость обеспечивалась с помощью метода вихревого удержания [16].

На ГДЛ проводятся эксперименты с целью изучения удержания и накопления популяции быстрых ионов, исследования способов потерь энергии из системы, МГД-устойчивости двухкомпонентной плазмы пробкотрона.

1.2. Сценарий эксперимента

Система питания основного соленоида и внутренних катушек пробок включаются так, чтобы созданные ими магнитные поля одновременно достигли максимума. Включение плазменного генератора производится за 3-5 мс до достижения максимума тока в магнитной системе. Катушка пробочного узла, через который установка заполняется плазмой, включается за 1-1.5 мс до отключения плазменной пушки, это выполняется для получения более высокой плотности мишенной плазмы. Катушку второго пробочного узла включают за 1 мс до начала работы плазменной пушки. После того, как мишенная стартовая плазма заполнила собой центральную ячейку ГДЛ, в нее инжестируются атомарные пучки (см. рис. 2).



Рис. 2. *Временная диаграмма работы ГДЛ.*

1.3. Диагностический комплекс

В эксперименте использовался набор диагностик, детально описанный в [17]. Измерения радиальной зависимости температуры и плотности электронов производятся с помощью системы лазерного томсоновского рассеяния. Абсолютная калибровка для нормировки профиля плотности осуществлялась с применением дисперсионного интерферометра на основе CO_2 лазера [18]. Данный интерферометр позволял измерять линейную плотность электронов поперек плазменного шнура в центральной плоскости установки ГДЛ. Набор вторично-эмиссионных датчиков, помещенных в баках приемников пучков (13 на рис.1), и проволочные калориметры позволяли измерять мощность пучков дейтерия до их взаимодействия с мишенной плазмой и после. Таким образом можно было определить мощность, захваченную плазмой.

Для измерения энергосодержания в мишенной плазме и быстрых ионов на ГДЛ используются диамагнитные петли [19]. В плазме в магнитном поле образуется диамагнитный ток, который создает магнитное поле, направленное против внешнего. Таким образом, эффект диамагнетизма плазмы проявляется в ослаблении внешнего магнитного поля. Из показаний двух диамагнитных петель, охватывающих плазму, можно определить полную энергию популяции быстрых ионов. Одна из этих петель установлена в центре ловушки и регистрирует суммарный диамагнитный эффект от накопленных быстрых ионов и мишенной плазмы, нагреваемой в процессе инъекции нейтралов. Вторая петля (10 на рис. 1) располагалась за точкой остановки быстрых ионов. Быстрые ионы имеют небольшой разброс питч-углов (угол между вектором магнитного поля и направлением движения иона) и отражаются около точек остановки. Таким образом, петля, расположенная около точки остановки быстрых ионов, регистрировала преимущественно диамагнитный эффект мишенной плазмы.

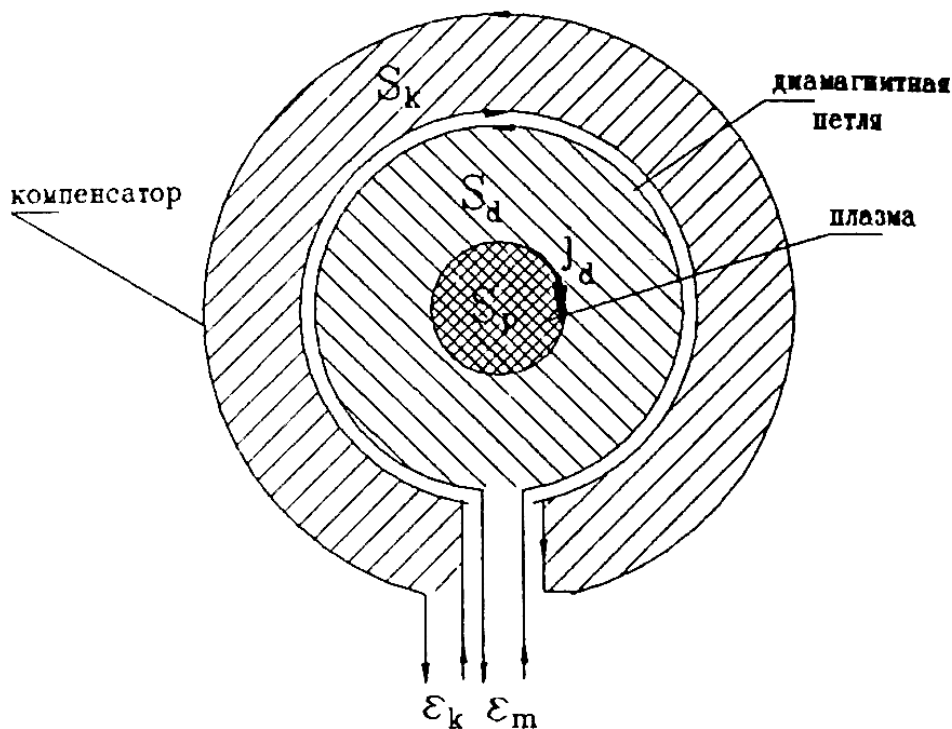


Рис. 3. *Схема диамагнитного зонда.*

На рис. 3 показан диамагнитный зонд. Внутренняя диамагнитная петля охватывает плазму во внешнем магнитном поле. Внешняя диамагнитная петля (компенсатор) охватывает магнитное поле без плазмы. Включая эти две петли встречно, можно измерить диамагнетизм плазмы.

На магнитных плазменных ловушках традиционно используются магнитные зонды для исследования возникающих электромагнитных возмущений. Для измерения параметров электромагнитной волны, генерирующейся в результате развития возмущения, используется линейка магнитных зондов. Помимо величины магнитного поля, в области зарождения неустойчивости измеряется также частота альфвеновской ионно-циклотронной волны и ее продольная длина в области генерации АИЦН. Эти параметры необходимы для определения скорости ионов, вступающих во взаимодействие с альфвеновской волной. На установке ГДЛ используется линейка из шести зондов (11 на рис. 1), установленная вблизи центра ловушки. Каждый зонд состоит из трех вложенных взаимно

перпендикулярных витков диаметром 1 см. Эти витки измеряют ЭДС, наводящуюся в них различными компонентами магнитного поля возмущения. Из показаний двух ближайших к центру установки магнитных датчиков можно определить продольную длину волны неустойчивости в области генерации. При этом подразумевается, что плотность плазмы остается неизменной на расстоянии 1 м от центральной плоскости, а волна распространяется с альфвеновской скоростью. Таким образом, считается, что продольная длина волны изменяется по линейному закону. Тогда для вычисления продольной длины волны в интересующей области необходимо отнести показания магнитных зондов к локальному пробочному отношению в точке установки датчиков.

Для измерения потока ионов, покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля, используется пятиканальный энергетический анализатор атомных частиц [20], позволяющий определять энергетические спектры быстрых ионов. Анализатор установлен в торцевой части западного расширителя в магнитном поле с коэффициентом расширения $K = 1500$ и позволяет в одном рабочем импульсе перекрывать энергетический диапазон $E_{\max} / E_{\min} = 7.5$. Более подробно конструкция анализатора описана в главе 3.

2. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость

Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН) появляется в плазменных ловушках с наклонной инжекцией быстрых нейтральных пучков в мишенную плазму при температурной анизотропии и достаточно высоком значении β . Далее изложена основная суть работы [9], полученной на основе теоретического рассмотрения альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости в аксиально-симметричной ловушке с наклонной инжекцией быстрых атомов. Неустойчивость вызывается инверсной заселенностью резонансных траекторий ионов с энергией, близкой к энергии инжекции. Таким образом, стабильность плазмы зависит от параметров инжекции: угла наклона и величины углового разброса в пучке.

АИЦН проявляется в генерации циркулярно поляризованной электромагнитной волны с частотой порядка ионной циклотронной, способной взаимодействовать с частицами плазмы. Если ион находился на границе конуса потерь и провзаимодействовал с волной, это взаимодействие может привести к тому, что он попадет в конус потерь и, перестав удерживаться в ловушке, покинет ее.

В работе [9] с помощью аппроксимации функции распределения быстрых ионов, полученной из решения приближенного уравнения Фоккера-Планка, в рамках ВКБ-приближения (метод Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна) построены зависимости порога развития неустойчивости по β от геометрических параметров, параметров инжекции и параметров мишенной плазмы. С обобщенной теорией ВКБ можно ознакомиться, например, в работах [21, 22]. Теоретические работы [21, 23, 24] посвящены изучению порога развития АИЦН в случае бимаксвелловской плазмы, который соответствует поперечной инжекции нейтральных пучков [25, 26] или мощному ИЦР-нагреву [27]. Случай с наклонной инжекцией ионов в пренебрежении поперечной неоднородностью и с использованием модельных функций распределения ионов рассматривался в [28, 29].

В работе [9] изучается численно граница АИЦН в поперечно и продольно неоднородной плазме с плещущимися ионами в ВКБ-приближении, строится пространственное распределение возмущения полей. Равновесная функция распределения ионов, близкая к той, что реализуется в эксперименте на установке ГДЛ [6], определяется в результате аппроксимации решения приближенного уравнения Фоккера–Планка. В простейшем случае с $k_{\perp}=0$ антиэрмитова часть поперечной диэлектрической проницаемости пропорциональна интегралу

$$\int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp}^2 (k_{\parallel} v_{\perp} \partial_{v_{\parallel}} f_i + \Omega_{ci} \partial_{v_{\perp}} f_i) \Big|_{v_{\parallel}=(\omega-\Omega_{ci})/k_{\parallel}} \quad (1)$$

и определяется ионами со скоростями, удовлетворяющими условию циклотронного резонанса $k_{\parallel} v_{\parallel} = \omega - \Omega_{ci}$. 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 используется стационарное решение приближенного уравнения Фоккера–Планка, полученное в работе [30].

Примеры двух резонансных линий, соответствующих двум различным значениям частоты возмущения, показаны на рис. 4 вертикальными штрихпунктирными линиями. При наличии возмущения ионы смещаются в плоскости скоростей $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ вдоль дуг окружностей, показанных на рис. 4 жирными черточками. Наклон смещений можно найти из условия сохранения энергии частицы $v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - \omega/k_{\parallel})^2 = const$ в системе отсчета волны, где электрическое поле возмущения зануляется (комбинация производных в скобках выражения (1) – это как раз полная производная вдоль смещения).

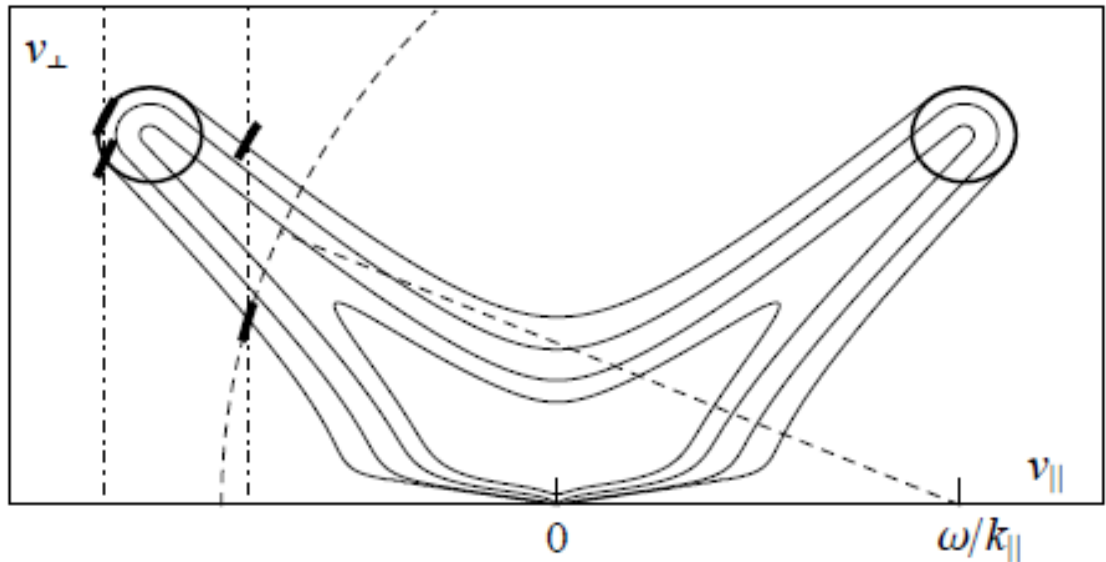


Рис. 4. *Функция распределения быстрых ионов.*

Сплошные линии - изолинии функции распределения быстрых ионов, жирные черточки - возмущенные траектории ионов. Вертикальные линии - резонансы для разных значений частоты. Область инжекции обозначена на рисунке кружками.

Вклад резонансных ионов оказывается дестабилизирующим только в случае 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 рис. 4 из четырех показанных траекторий только верхняя правая стабилизирующая, остальные три - дестабилизирующие). Интегральный вклад в антиэрмитову часть диэлектрической проницаемости оказывается стабилизирующим для всех резонансных линий, подобных правой вертикальной линии на рис. 4, поскольку из-за множителя v_{\perp}^2 вклад стабилизирующих траекторий больше вклада дестабилизирующих. Только для резонансных линий, расположенных левее точки инжекции, суммарный вклад резонансных частиц оказывается дестабилизирующим (левая резонансная линия на рис. 4). В этой области $\partial_{v_{\parallel}} f > 0$ для любой

поперечной скорости, и потому интеграл от первого члена в скобках выражения (1) 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. 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 [31]. Количественный анализ необходимых и достаточных условий возбуждения неустойчивости осуществляется в рамках ВКБ-приближения.

Теоретические оценки показывают, что при текущих параметрах установки ГДЛ скорость аномальных потерь ионов, связанных с развитием альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости, не превышает скорости потерь, обусловленных торможением ионов на электронах, и это можно объяснить следующим образом. Раскачка волны определяется теми частицами из распределения по скоростям, чья циклотронная частота в результате эффекта Доплера (в их системе координат) оказывается равной частоте волны. Эти резонансные частицы могут эффективно обмениваться энергией с волной. У таких частиц питч-угол близок к 45° , и он велик по сравнению с углом конуса потерь. Таких частиц должно оказаться достаточно немного, при этом их энергия должна лежать в области энергии инжекции. Ионы с высокой энергией (вблизи энергии инжекции) могут вступить во взаимодействие с волной, оказавшись в результате этого в конусе потерь и покинуть установку вдоль силовых линий магнитного поля, и в этом случае это отразится на энергетическом спектре ионов,

измеренном пятиканальным торцевым анализатором. Возможен вариант, в котором взаимодействующие с волной частицы покидают область резонанса, но остаются в ловушке, продолжая отдавать энергию плазме. Эксперимент проводится с целью выяснить, какой из этих двух вариантов реализуется. С другой стороны, в текущих условиях на установке время удержания ионов в ГДЛ довольно малó (порядка времени торможения на электронах), поэтому горячие ионы быстро выходят из области резонанса и не успевают рассеяться на такой угол, чтобы сразу же попасть в конус потерь и покинуть установку. Увеличение температуры электронов уменьшает скорость торможения по сравнению со скоростью углового рассеяния, поэтому в случае бóльшей установки с более высокой температурой может оказаться вполне возможным, что появление АИЦН будет сопровождаться более значительными потерями, нежели в текущих условиях на ГДЛ.

3. Пятиканальный торцевой энергоанализатор

Пятиканальный торцевой энергоанализатор, разработанный в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [11], был модернизирован. Данный энергоанализатор предназначен для измерения энергетического спектра заряженных либо нейтральных частиц, покидающих экспериментальную установку (см. фото 3). Для исследования нейтральных частиц в пятиканальном анализаторе предусмотрена обдирочная камера, наполняемая газом. В случае исследования заряженных частиц данная камера не используется. Также в приборе имеется предназначенный для калибровки энергетических каналов ионный источник (4 на рис. 5). Анализатор закреплялся в торце расширительного бака газодинамической ловушки (см. рис. 5). Пройдя вакуумный затвор (5 на рис. 5) и коллимирующие входные диафрагмы, поток частиц, покинувших ловушку вдоль силовых линий магнитного поля, проходит через сепаратор (6 на рис. 5). В качестве сепаратора по энергиям предлагалось использовать электрический конденсатор либо электромагнит. При использовании электростатического сепаратора отношение максимальной энергии к минимальной составляло $E_{\max} / E_{\min} = 4$. В данной работе в качестве сепаратора использовался электромагнит, так как он позволяет получить большее отношение энергий $E_{\max} / E_{\min} = 7.5$. Но, так или иначе, за один экспериментальный выстрел установки не удавалось перекрыть весь диапазон энергий: от нескольких эВ до энергии инжекции 22кэВ. Данный диапазон энергий делился на два энергетических диапазона: средний (200 эВ – 2.5 кэВ) и высокий (2.5 кэВ – 22 кэВ). После прохождения сепаратора плазменный поток очищался от электронной составляющей, и ионы попадали в один из пяти детекторов (7 на рис. 5), в зависимости от их энергии. За сепаратором установлены щели, определяющие энергетическую светосилу каналов регистрации. После прохождения области магнитного поля энергетическая дисперсия частиц определяется соотношением

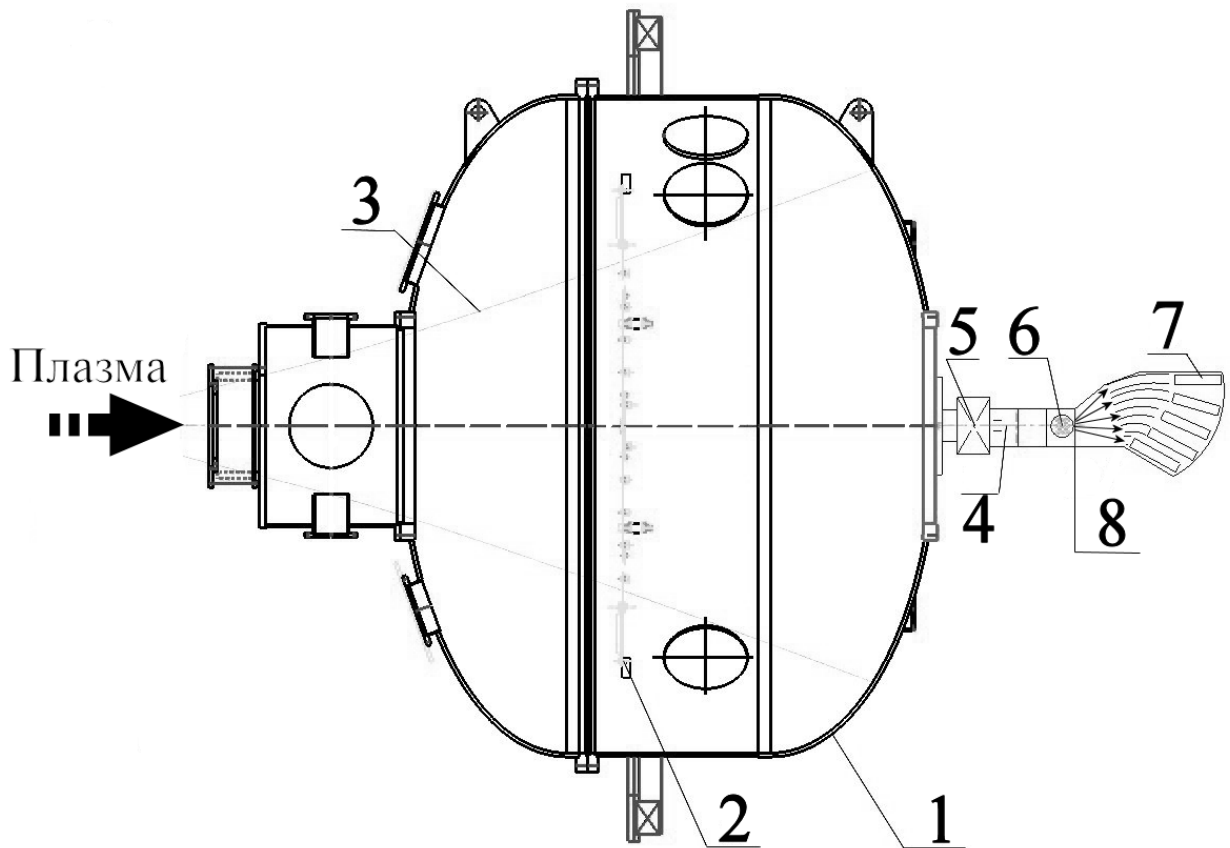


Рис. 5. Схема эксперимента.

1 – бак расширителя, 2 – плазмоприемник, 3 – силовые линии магнитного поля, 4 – ионизационная лампа, 5 – вакуумный затвор, 6 – магнитный сепаратор, 7 – каналы регистрации, 8 - энергоанализатор.

$dE/dx \propto E^{3/2}$, где x – координата частиц в плоскости щелей. При одинаковых ширинах щелей Δx это дает зависимость светосилы каналов от энергии $\Delta E/E \propto \sqrt{E}$, то есть обеспечивает рост светосилы канала с ростом энергии регистрируемых частиц. При регистрации потока частиц, покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля, необходима светосила каналов, которая увеличивается с ростом энергии регистрируемых частиц. Это связано с отличительной чертой функции распределения частиц по энергии, состоящей в том, что ее интенсивность экспоненциально быстро падает с увеличением энергии.

В самом начале экспериментов в качестве детекторов использовались вторично-электронные умножители, но впоследствии они были заменены цилиндрами Фарадея, что позволило получить более широкий динамический диапазон по току. Далее в схеме измерения использовались усилители постоянного тока и восьмиканальный АЦП National Instruments PCI-6143S.

Анализатор установлен в магнитном поле с коэффициентом расширения $K = 1500$. Такое большое значение степени расширения магнитного поля может привести к нарушению адиабатичности движения заряженных частиц в области искривления силовых линий магнитного поля и невозможности оценить площадь проекции сечения плазменного шнура в плоскости установки анализатора. Влияние данного эффекта наиболее сильно для частиц с высокой энергией. Простая оценка:

$$\frac{1}{B} \frac{dB}{dl} < \frac{\omega}{v_{\parallel}} \quad (2)$$

которую можно получить, потребовав выполнения условия малости изменения магнитного поля на пространственном шаге траектории частицы, движущейся вдоль силовой линии магнитного поля, показывает, что сохранение адиабатичности может нарушаться для частиц с энергией более нескольких кэВ. В выражении (2) ω – циклотронная частота иона, производная от магнитного поля $\frac{dB}{dl}$ берётся вдоль силовой линии и v_{\parallel} – продольная скорость иона вдоль силовой линии. Условие (2) оказывается не очень строгим, поэтому чтобы уточнить границы его применимости, был создан численный код, позволяющий интегрировать движение иона при попадании его в конус потерь в магнитном поле установки. В этом численном эксперименте из центральной плоскости ГДЛ в сечении плазменного шнура случайным образом стартовали частицы, равномерно заполняя конус потерь. В плоскости анализатора регистрировались координаты пробных частиц, и строилось пятно, заметаемое плазмой.

Сравнение площади, образованной пробными частицами с максимальной возможной энергией $E_{\text{NBI}} = 22$ кэВ, и площади, образованной пересечением магнитной поверхности, ограниченной лимитерами (см. 14 на рис. 1), показывает, что их различие не превышает 10%. Таким образом, данная схема эксперимента по изучению энергетического спектра частиц позволяет измерять абсолютные значения потока частиц на энергиях вплоть до энергии инжекции $E_{\text{NBI}} = 22$ кэВ.

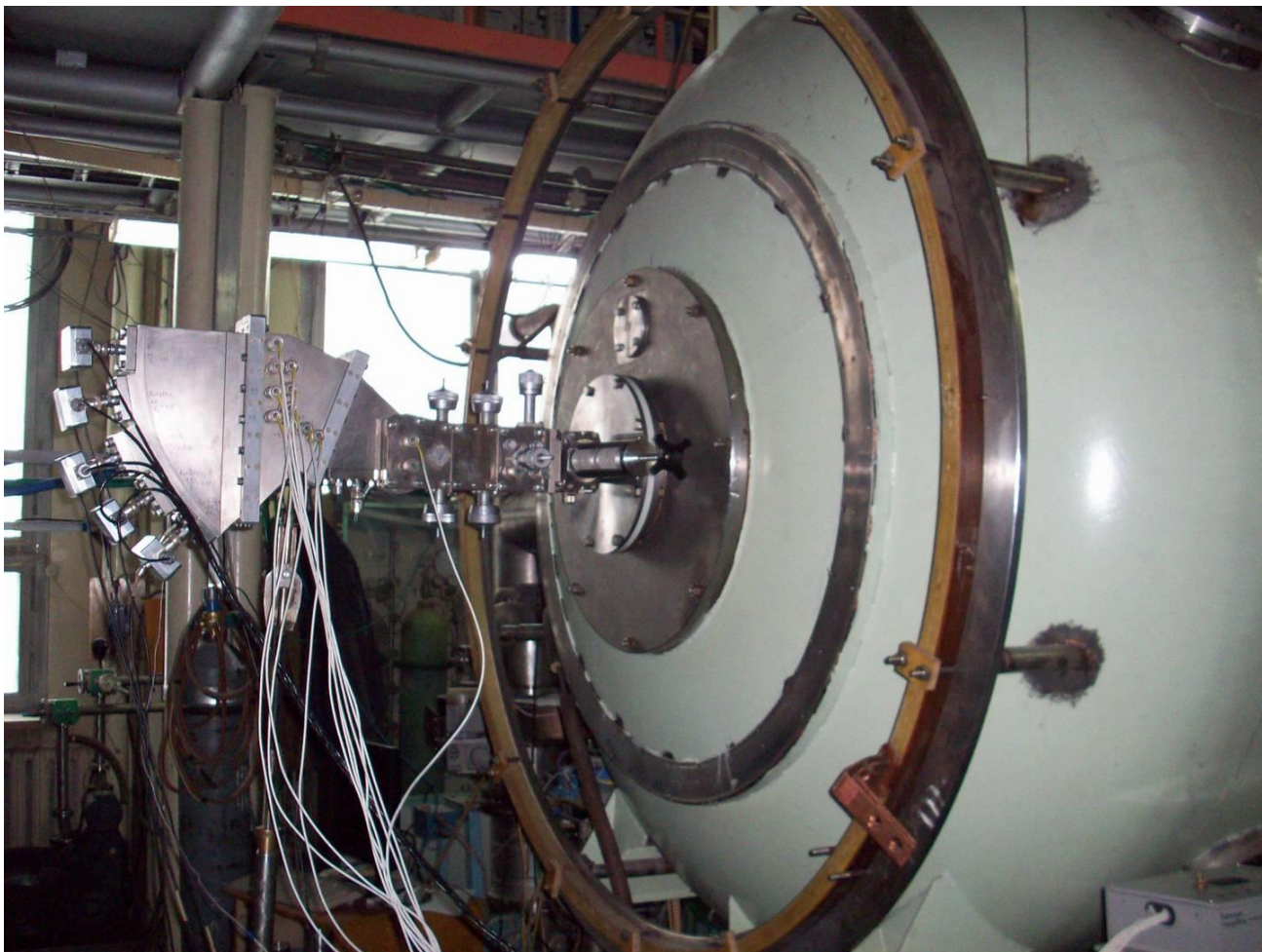


Фото 3. Пятиканальный энергетический анализатор, пристыкованный к западному расширителю ГДЛ.

Плотность тока ионов в плоскости анализатора, измеряемая дополнительным сеточным зондом, достигает $10 \text{ mA} / \text{cm}^2$, что накладывает дополнительное ограничение на энергетический диапазон регистрируемых частиц со стороны низких энергий. Данное ограничение связано с искажением траекторий ионов в анализаторе под действием пространственного заряда. Моделирование движения частиц в геометрии

анализатора в поле с учетом пространственного заряда, образованного ионной и электронной компонентами, и использованием модельной энергетической функции распределения частиц, покидающих центральную ячейку ГДЛ [32], позволило оценить нижнюю энергию регистрируемых частиц $E_{\min} > 2$ кэВ. Таким образом, энергетический диапазон регистрируемых частиц E_D , позволяющий измерить абсолютные значения потока, лежит в области $E_{\min} = 2$ кэВ $< E_D < E_{\max} = E_{NBI} = 22$ кэВ.

С учетом того, что развитие АИЦН сказывается лишь в диапазоне высоких энергий, нам удалось охватить весь интересующий диапазон во время одного экспериментального выстрела. Ток i_k [А] в k -ый канал регистрации анализатора связан с искомой функцией распределения частиц по энергии $f(E) \left[\frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{эВ}} \right]$ зависимостью:

$$i_k = s \int_0^{\infty} f(E) A(E)_k dE, \quad (3)$$

где s [см²] – площадь входной апертуры анализатора, $A(E)_k$ – прозрачность k -го канала регистрации. Конечность энергетической ширины каналов регистрации диктует необходимость реализации процедуры восстановления неизвестной функциональной зависимости $f(E)$ по измеренным в эксперименте дискретным значениям токов i_k в каналах регистрации анализатора и полученным при калибровке прибора зависимостям $A(E)_k$.

Процедура восстановления функции распределения выглядела следующим образом: в двойном логарифмическом масштабе функция распределения $f(E)$ аппроксимировалась степенным полиномом n -ой степени, коэффициенты которого методом наименьших квадратов подбирались так, чтобы минимизировать отклонения значений, полученных из выражения (3), от экспериментально измеренных значений в каналах регистрации. Для практической реализации метода оказалось достаточно ограничиться полиномом 4-ой степени.

3. 1. Калибровка анализатора

Калибровка пятиканального анализатора проводилась с целью определить его энергетические характеристики. Для этого в нем предусмотрена калибровочная лампа, выдающая пучок молекулярных ионов водорода. В нашем случае определялась связь между током электромагнита (6 на рис. 5) и энергией молекулярных ионов водорода в каждом канале регистрации. В результате калибровки было получено, что отношение средних энергий в пятом и первом каналах регистрации $E_5 / E_1 = 7.5$ (см. рис. 6). Такой диапазон позволит за один рабочий импульс установки охватить весь диапазон высоких энергий.

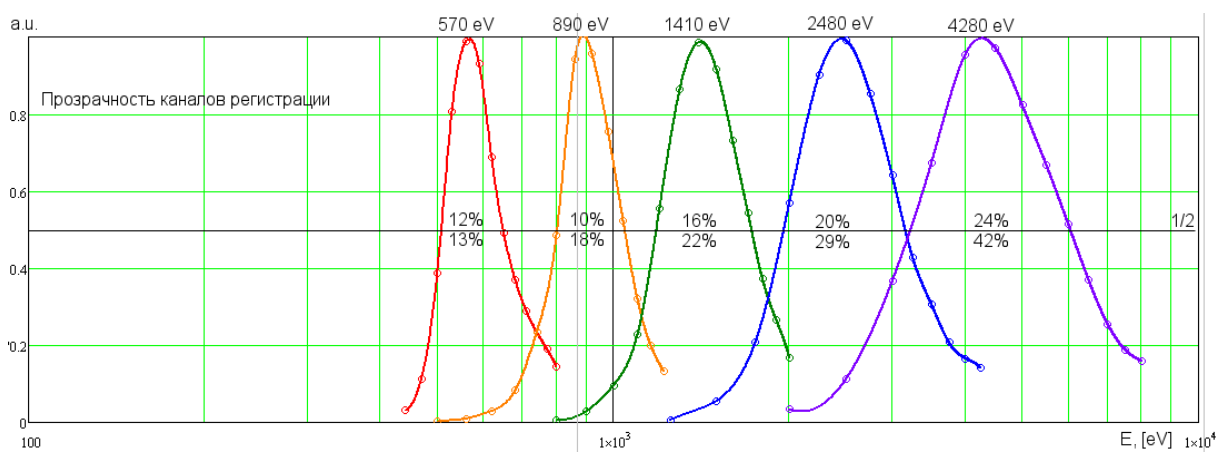


Рис. 6. Калибровка анализатора.

Цветными линиями показаны окна прозрачности каналов регистрации, от первого канала – красным цветом, до пятого – фиолетовым. В процентах указаны: нижняя цифра - полуширина канала слева от центра, верхняя – справа от него.

Для определения прозрачности каналов регистрации изучалась линейность зависимости энергии регистрируемых частиц от квадрата тока в обмотке электромагнита. Прозрачности каналов были определены в широком диапазоне энергий, вплоть до энергии инжекции $E_{NBI} = 22$ кэВ.

4. Численное моделирование

Расчет энергетической функции распределения быстрых ионов, которые рассеялись в конус потерь и покинули ловушку через магнитные пробки, производился с использованием метода Монте-Карло транспортным кодом MCFIT (Monte-Carlo Fast Ion Transport Code). Этот код использует теорию парных кулоновских столкновений и уравнения классической магнитной гидродинамики. В настоящее время код MCFIT наиболее полно описывает транспорт быстрых ионов, является основным инструментом для трехмерного моделирования удержания быстрых ионов в открытой магнитной ловушке с инжекцией нейтральных атомов и входит в качестве центрального модуля в Интегрированную систему транспортных кодов (ITCS – Integrated Transport Code System) [33], которая разрабатывалась совместно с коллегами из Исследовательского центра Дрезден-Россендорф (HZDR), Германия. ITCS используется для детального трехмерного моделирования параметров плазмы на установке ГДЛ и подобных открытых ловушках.

Основная схема кода MCFIT – стандартная для метода Монте-Карло: генерируются статистически независимые истории быстрых ионов, в процессе чего подсчитывание результатов делается путем суммирования вкладов в хорошо определенные оценочные значения для каждой интересующей нас величины. После моделирования N историй частиц конечный результат для каждой величины вычисляется как среднее со статистической ошибкой результата, рассчитанной по среднеквадратичным отклонениям. Сходимость метода $\propto N^{-1/2}$. Этот транспортный код можно также использовать для расчета разных других величин. Результат расчета – это база данных интересующих величин в виде дискретного распределения на сетке фазового пространства, определенного пользователем через последовательность временных интервалов. Основные из этих величин: мощность торможения электронов,

мощность потерь перезарядки, энергосодержание быстрых ионов, захваченная мощность нейтральных атомных пучков, распределение термоядерных нейтронов, поток нейтронов в заданные участки пространства, функции распределения быстрых ионов по энергиям и питч-углам в магнитной силовой трубке, определяемой радиальным разбиением в центральной плоскости ГДЛ.

Для вычисления энергетической функции распределения быстрых ионов, покидающих ловушку через магнитные пробки, в код была добавлена специальная часть, проводящая анализ по энергиям быстрых частиц, попавших в конус потерь и достигших среза пробки. В результате для заданных интервалов энергий были получены абсолютные значения потока быстрых ионов на срезе каждой пробки, которые затем были пересчитаны по магнитному потоку для сравнения с данными эксперимента на торец расширителя ГДЛ, где установлен пятиканальный торцевой энергоанализатор,

Кроме метода Монте-Карло для моделирования энергетического распределения быстрых ионов применялся быстрый одномерный код DOL (Длинные Открытые Ловушки) [34]. Данный код предназначен для расчета динамики плазменных процессов в открытых ловушках с двухкомпонентной плазмой. Для расчета функции распределения быстрых ионов в коде используется усредненное по периоду баунс-колебаний кинетическое уравнение, позволяющее учесть зависимость функции распределения быстрых частиц от продольной координаты вдоль оси ловушки в случае выполнения следующего соотношения времен:

$$\tau_{ci} \ll \tau_{\parallel} \ll \tau_d \sim \tau_s \sim \tau_{ex},$$

здесь τ_{ci} - время циклотронного вращения, τ_{\parallel} - период баунс-осцилляции, $\tau_d, \tau_s, \tau_{ex}$ - характерные времена торможения, рассеяния и перезарядных потерь быстрых частиц соответственно. Продольные потери

теплой плазмы моделируются с помощью суперпозиции предельных случаев механизмов удержания по аналогии с работой [30]. Например, учитывается возможность удержания плазмы в газодинамическом или слабостолкновительном случае и влияние амбиполярного потенциала, создаваемого популяцией быстрых частиц. Кроме того, код DOL позволяет моделировать взаимодействие плазмы с нейтральным газом, создаваемым в результате инъекции атомов нагревными пучками. Корректность работы данного кода подтверждается сравнением с экспериментальными результатами установки ГДЛ и результатами расчетов с помощью кода MCFIT.

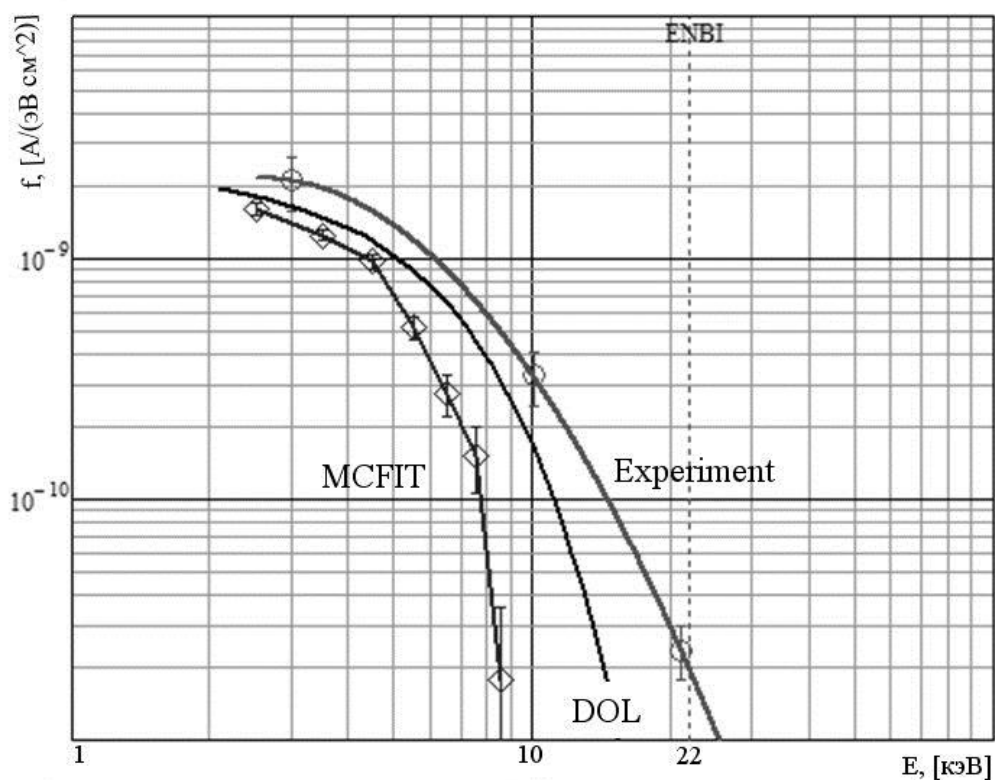


Рис. 7. Измеренное в эксперименте распределение частиц по энергии и модельные распределения. Вертикальной линией показана энергия инжектируемых дейтронов $E_{NBI}=22$ кэВ.

На рис. 7 показано экспериментально измеренное энергетическое распределение ионов, покидающих центральную ячейку ГДЛ вдоль силовых линий магнитного поля, для момента времени $t = 7.6$ мс, соответствующего максимальному энергосодержанию в популяции быстрых ионов без развития АИЦН. Указанные вертикальные погрешности определяются статистическим разбросом восстановленной величины, полученной в ходе усреднения по серии из 15 независимых экспериментальных измерений. Для сравнения на этом же графике приведены распределения частиц, полученные в результате численного моделирования с использованием кода MCFIT и DOL. Погрешности на данном графике соответствуют статистике в методе Монте-Карло. Сплошной линией на рис. 7 приведены данные расчетов с использованием кода DOL.

В центральной ячейке ГДЛ время жизни быстрого иона определяется потерей энергии в результате торможения на электронах теплой плазмы. Параметры быстрых ионов и теплой плазмы в ГДЛ находятся в таком соотношении, что характерное время потерь энергии в результате торможения меньше или сравнимо (при высоких значениях электронной температуры) характерного времени рассеяния быстрого иона в конус потерь. В этих условиях можно говорить о классическом механизме потерь быстрых частиц, основанном на теории парных кулоновских столкновений. Сравнение этих трех кривых не обнаруживает абсолютного согласия эксперимента с моделированием. Качественное согласие экспериментального спектра быстрых частиц, попавших в конус потерь, с результатами численного моделирования является указанием на кулоновский характер взаимодействия быстрых ионов с электронами и ионами теплой плазмы. Незначительное отличие абсолютных значений в приведенных на рис. 7 спектрах может быть объяснено различием входных данных для моделирования и параметрами реального эксперимента. Качественное совпадение данных эксперимента

подтверждает состоятельность предложенных методов моделирования, а также работоспособность применяемой диагностики.

5. Анализ экспериментальных данных

Во время эксперимента в режиме с высоким энергосодержанием популяции быстрых ионов в моменты времени, когда происходит падение энергосодержания, что заметно на сигнале с диамагнитной петли, расположенной вблизи точки остановки быстрых ионов, в плазме, по-видимому, развивается альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость [6, 9]. Сигналы с высокочастотного магнитного зонда (см. рис. 8) указывают на генерацию электромагнитной волны на частоте, близкой к частоте альфвеновской волны (примерно 1.25 МГц). Локальные минимумы энергосодержания на сигнале с диамагнитной петли коррелируют с максимальной амплитудой развития АИЦН на сигнале с магнитных зондов. Когда амплитуда АИЦН затухает, энергосодержание растет, пока не появляется новый «цуг» АИЦН. Такие колебания могут появиться в экспериментах от одного до четырех раз.

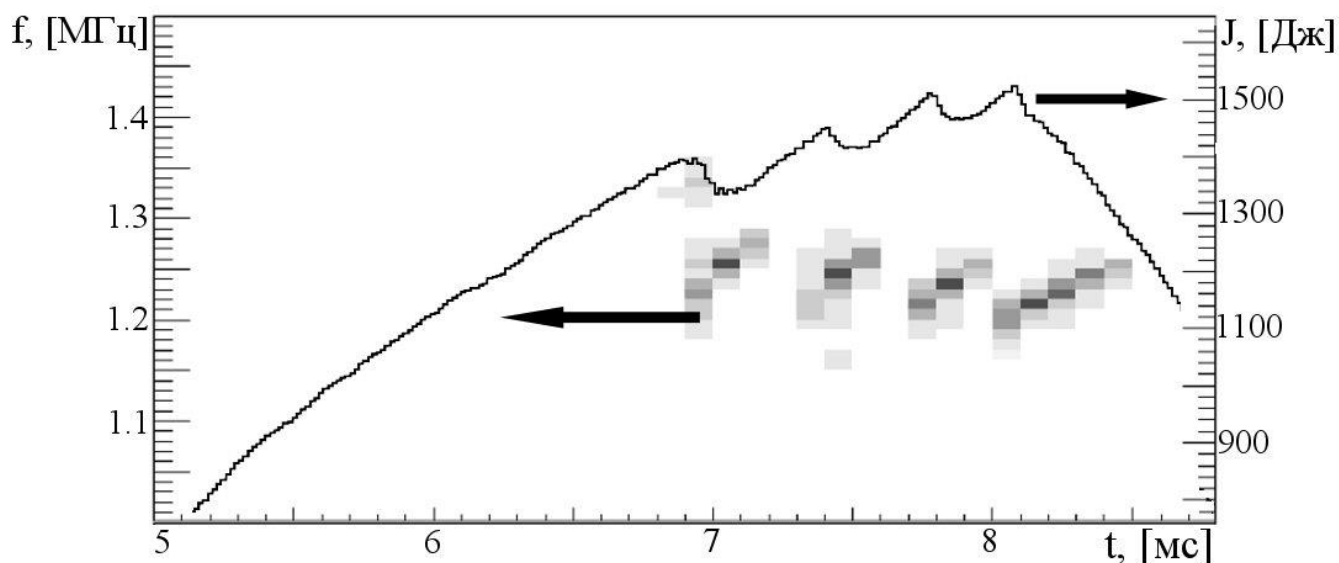


Рис. 8. Частотный спектр сигнала с ближайшего к центральной плоскости высокочастотного магнитного датчика (пиксели). Энергосодержание в точке остановки быстрых частиц (линия).

На рис. 9 представлены данные, полученные при обработке сигнала с диамагнитной петли, и временные зависимости токов в каналах регистрации энергоанализатора. Сигналы с диамагнитной петли коррелируют с потерями энергии, отмеченными на сигналах с регистрационных каналов и связанными с увеличением потока частиц в пробку при развитии альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. При этом было замечено, что развитие АИЦН оказывает влияние лишь на удержание частиц, лежащих в диапазоне высоких энергий (4 кэВ – 22 кэВ), что как раз совпадает с диапазоном корректного измерения энергетического спектра данным анализатором. Видно, что в момент времени 7.1 мс (развитие АИЦН) на сигнале с диамагнитной петли энергосодержание падает, и примерно в это же самое время на сигналах с каналов регистрации анализатора замечены потери энергии. При этом указанные потери отчетливо видны на третьем и четвертом каналах, что соответствует примерно 7 и 12 кэВ. В низкой и средней области энергий дополнительные потери частиц при развитии АИЦН замечены не были.

На рис. 10 приведены энергетические спектры ионов, покинувших центральную часть установки во время развития неустойчивости. Спектры получены усреднением по 15 экспериментальным импульсам установки, вертикальные погрешности соответствуют статистическому разбросу измеряемой величины, горизонтальные – энергетической ширине каналов регистрации анализатора.

Из рис. 10 можно заключить, что дополнительные потери, вызванные развитием АИЦН, наблюдаются примерно на энергии 4 – 12 кэВ, что соответствует средней энергии популяции быстрых ионов в установке.

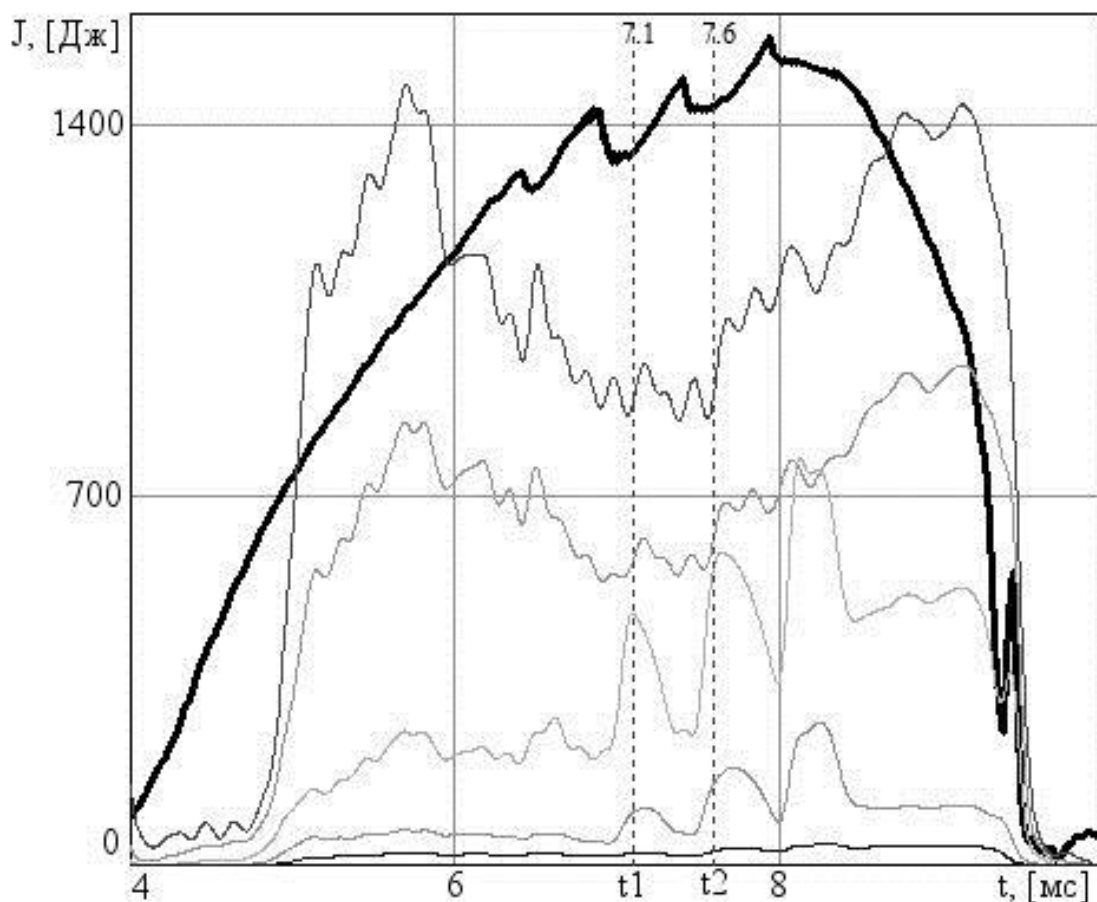


Рис. 9. Энергосодержание в популяции быстрых ионов (жирная линия). Сигналы в каналах регистрации энергоанализатора (тонкие линии) соответствуют номерам каналов регистрации сверху вниз с 1-го по 5-й. Моменты времени t_1 и t_2 соответствуют временам развития АИЦН.

Благоприятным оказывается тот факт, что эта цифра (4 – 12 кэВ) не близка к энергии инжекции (22 кэВ), и это означает, что быстрые ионы с максимально высокими энергиями (близкими к энергии инжекции) продолжают участвовать в нагреве плазмы и энергетическом балансе. В резонансе с волной находится группа ионов с энергией, близкой к максимальной, и угловым разбросом, близким к разбросу инжектируемых атомарных пучков. В процессе торможения и рассеяния частицы выходят

из области резонанса, не достигая конуса потерь, и эффективно отдают свою энергию электронам мишенной плазмы, тем самым нагревая ее. То есть, как было указано выше в главе 2, в случае взаимодействия с волной высокоэнергетичных частиц и попадания их в конус потерь можно было бы наблюдать на полученной торцевым анализатором функции распределения ионов потери частиц на энергии, близкой к энергии инжекции. Так как этого не происходит, то можно сделать вывод о том, что быстрые ионы во время развития АИЦН продолжают эффективно отдавать свою энергию электронам мишенной плазмы.

Можно оценить относительную мощность потерь энергии при развитии неустойчивости как отношение разности мощности полных потерь с неустойчивостью P_{AIC} и без нее P_0 к мощности, захватываемой мишенной плазмой при инжекции атомов дейтерия. Согласно показаниям проволочных калориметров [35], мощность, захватываемая плазмой, составляет $P_{tr} = 2$ МВт в течение эксперимента. Относительная мощность потерь выражается следующим образом:

$$\frac{P_{AIC} - P_0}{P_{tr}} = S \frac{j_{AIC} \langle E_{AIC} \rangle - j_0 \langle E_0 \rangle}{P_{tr}} = \frac{S}{P_{tr}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} (f_{AIC} - f_0) E dE \quad (4)$$

где $f(E)$ – распределение частиц по энергиям, S – площадь пятна, заметаемого плазмой в плоскости установки анализатора, j – плотность тока частиц, угловые скобки означают усреднение по распределению $f(E)$, $E_{max} = 22$ кэВ, $E_{min} = 2.4$ кэВ.

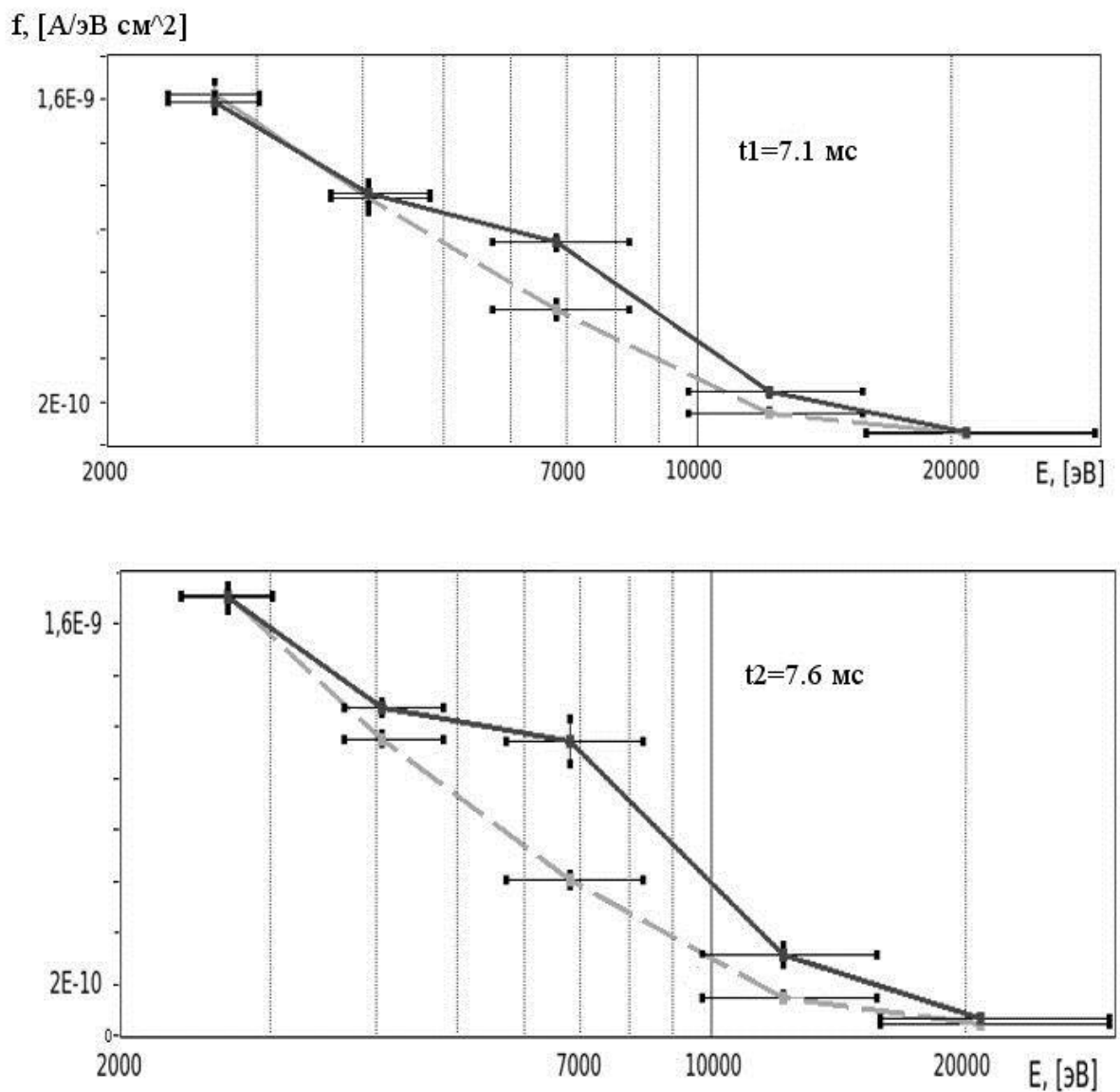


Рис. 10. Распределение частиц по энергиям во время развития АИЦН (сплошная линия) и на границе ее развития (пунктир) для различных времен возникновения и для различного энергосодержания в популяции быстрых ионов соответственно.

В условиях эксперимента на установке ГДЛ можно отметить моменты времени, в течение которых АИЦН регулярно наблюдалась. Минимумы энергосодержания в популяции быстрых ионов по данным диамагнитной петли приходились на время $t_1=7.1 \text{ ms}$ и $t_2=7.6 \text{ ms}$ (см. рис.9). Оценка относительной мощности потерь (отношение разности мощности полных потерь с неустойчивостью P_{AIC} и без нее P_0 к мощности, захватываемой мишенной плазмой при инжекции атомов), выполненная согласно

выражению (4), дает для указанных моментов времени значения 0.2% и 0.5% соответственно. Этот экспериментальный факт позволяет утверждать, что потери энергии из центральной ячейки во время развития неустойчивости малы по сравнению с мощностью, захватываемой мишенной плазмой во время ее нагрева мощными пучками нейтральных атомов.

Заключение

В заключение проделанной работы сформулируем основные результаты.

Экспериментально измерен энергетический спектр быстрых ионов, рассеявшихся в конус потерь и покинувших ловушку через магнитные пробки в диапазоне энергий от 2.5 кэВ до энергии инжекции 22 кэВ для разных значений энергосодержания популяции быстрых ионов. Данный спектр был получен для режимов с развитием АИЦН и без нее, что позволяет проводить детальный анализ продольных потерь ионов в этих двух режимах.

В эксперименте наблюдались увеличенные потери быстрых ионов из основной ячейки установки ГДЛ при развитии АИЦН в диапазоне энергий 4 - 12 кэВ, что меньше средней энергии инжектируемых атомов дейтерия $E_{\text{NBI}} = 22$ кэВ. Этот факт указывает на то, что частицы эффективно участвуют в нагреве плазмы, т.е. характерное время торможения ионов меньше времени их рассеяния в конус потерь. Абсолютная величина мощности потерь во время развития неустойчивости, отнесенная к захватываемой мишенной плазмой мощности при нагреве атомарной инжекцией, не превышает 1%.

Полученный результат подтверждает основной вывод теоретических исследований о том, что в условиях эксперимента на установке ГДЛ активно взаимодействует с волной только небольшая доля горячих ионов, находящаяся в узкой области фазового пространства вблизи точки, соответствующей угловому разбросу и скорости захваченных ионов из атомарных пучков. Небольшого торможения или рассеяния достаточно, чтобы вывести частицы из области взаимодействия с волной.

Список литературы

- [1] В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов, “Газодинамическая ловушка” // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1980, т.1, с. 57.
- [2] Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 5. С. 678.
- [3] P.A.Bagryansky, A.V.Anikeev, et al. // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59, No 1T, P. 31-35.
- [4] Ivanov A.A., Kotelnikov I.A., Kruglyakov Eh. P. et. al. “A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing”, Proc. of the 17th Symposium on Fusion technology, ed. C. Ferro, M. Gasparotto, H. Knoepfel, 1992. Rome. V.2. p. 1394.
- [5] J.G. Cordey and R.J. Hastie, “Alfvén cyclotron resonance instability in mirror machines”, The physics of fluids, V.15, N.12, 1972, p. 2291-2294.
- [6] K.V.Zaytsev, A.V.Anikeev, et al. // Physica Scripta. 2014. No T161, 014004.
- [7] Casper T.A. and Gary R.Smith // Phys. Rev. Lett. 1982. V.48, 1015.
- [8] K.Ishii et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V.83, 3438.
- [9] Цидулко Ю.А., Черноштанов И.С.// Физика Плазмы, 2014, Т. 40, № 12, С. 1074–1083.
- [10] I.S.Chernoshtanov, Ya.A.Tsidulko, “Alfen ion-cyclotron instability in a mirror with skew injection of neutral beams”, // 9thInternational Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, August 27-31, 2012, Tsukuba, Japan.\
- [11] Афросимов В.В., Березовский В.Л., Гладковский И.П. и др.// ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 1. стр, 56-63.
- [12] А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.А. Иванов, А.Н. Карпушов, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин. Ионно-горячая плазма с высоким энергосодержанием в газодинамической ловушке. Физика плазмы, т. 25, № 6, с. 499 – 509, Новосибирск, 1999.
- [13] A.G.Abdrashitov, P.P.Deichuli et al. // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59, No 1T, P. 280-282.

- [14] P.A.Bagryansky, Yu.V.Kovalenko et al. // Nuclear Fusion. 2014. V. 54, No 8, 082001.
- [15] A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.A. Ivanov, et al. // Nuclear Fusion. 2000. V. 40, No. 4, P.753.
- [16] Солдаткина Е.И., Багрянский П.А., Соломахин А.Л.// Физика Плазмы, 2008, т.34, №4, С.291–296.
- [17] П.А.Багрянский, В.Н.Бочаров.и др. Диагностический комплекс установки ГДЛ для изучения нагрева плазмы при инжекции мощных атомарных пучков, Препринт ИЯФ 93-70, с. 15, Новосибирск, 1993.
- [18] P.A.Bagryansky, W.Bell, et al. // Fusion Science and Technology. 2011. V. 59. No. 1Т, P.120-123.
- [19] П. А. Багрянский, В. Н. Бочаров. П. П. Дейчули, А. А. Иванов, А. Н. Карпушов, В. В. Максимов, А. И. Рогозин, Т. В. Саликова, “Диагностический комплекс установки ГДЛ для изучения нагрева плазмы при инжекции мощных атомарных пучков”, ИЯФ 93-70, с. 15, Новосибирск, 1993.
- [20] Мурахтин С.В., Коробейникова О.А., “Влияние микронеустойчивости на продольные потери быстрых ионов в установке ГДЛ”, 40 Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 11-15 февраля 2013, с. 47.
- [21] Watson D.C.// Phys. Fluids. 1980. V. 23. P. 2485.
- [22] Дж.Хединг // Введение в метод фазовых интегралов (метод ВКБ) / М.: Мир, 1965.
- [23] Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д.// ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 181.
- [24] R.C.Davidson J.M.Ogden // Phys. Fluids. 1975. V. 18. P. 1045.
- [25] Casper T.A., Smith G.R.// Phys. Rev. Let. 1982. V. 48. P. 1015.
- [26] A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, et al. // Fusion Sci. Tech. 2011. V. 59. № 1Т. P. 104.
- [27] Katsumata R., M.Ichimura et al. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4489.
- [28] G.R.Smith // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 1499.

- [29] Smith G.R., Nevins W.M., Sharp W.M.// Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 2120.
- [30] И.А.Котельников, Д.Д.Рютов, и др. // Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки / Препринт ИЯФ СО АН СССР, №90-105, Новосибирск, 1990.
- [31] Chernoshtanov I.S., Tsidulko Yu.A.// Fusion Sci. Tech. 2013. V. 63. № 1Т. P. 319.
- [32] А.В.Аникеев, П.А.Багрянский и др. // Физика Плазмы. 1999. т.25, №10, стр. 842-850.
- [33] A.V.Anikeev, A.N.Karpushov et al. // Transaction of Fusion Technology. 2001. V.39, No.1Т, PP. 183-186.
- [34] D.V.Yurov et al. // Fusion Science and Technology. 2013. V.63, No. 1Т, pp. 313-315.
- [35] А.В.Киреенко, С.В.Мурахтин, “Проволочный калориметр для измерения энергосодержания мощных атомарных пучков” Вопросы Атомной Науки и Техники, серия «Термоядерный Синтез», 2008 г., Выпуск 1, стр.26-30.