

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПРОДОЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ИОНОВ В ГДЛ ПРИ РАЗВИТИИ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

© 2015 г. А. В. Аникеев<sup>\*,\*\*</sup>, П. А. Багрянский<sup>\*,\*\*</sup>, К. В. Зайцев<sup>\*</sup>, О. А. Коробейникова<sup>\*,\*\*</sup>,  
С. В. Мурахтин<sup>\*,\*\*</sup>, Д. И. Сковородин<sup>\*,\*\*</sup>, Д. В. Юров<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>\*\*</sup> Новосибирский государственный университет, Россия

e-mail: a.v.anikeev@inp.nsk.su, s.v.murakhtin@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 16.04.2015 г.

Окончательный вариант получен 15.05.2015 г.

Изучается влияние развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости на продольные потери частиц и энергии из газодинамической ловушки ГДЛ. Для регистрации спектра ионов, покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля, к баку расширителя был прикреплен широкодиапазонный энергоанализатор. Обработка полученных экспериментальных данных позволила получить временную зависимость функции распределения ионов по энергии и показала, что относительное увеличение мощности потерь энергии во время развития неустойчивости не превышает 1%. Этот факт подтверждает основной вывод используемой теоретической модели, описывающей механизм взаимодействия альфвеновской волны с резонансными частицами и дающей благоприятное для магнитных ловушек открытого типа предсказание относительно влияния данной микроустойчивости на удержание горячих ионов.

DOI: 10.7868/S0367292115100029

### ВВЕДЕНИЕ

Установка Газодинамическая Ловушка (ГДЛ) [1], построенная в ИЯФ СО РАН для экспериментального обоснования проекта генератора нейтронов, представляет из себя аксиально-симметричный пробкотрон с двухкомпонентной плазмой. На установке осуществляется моделирование плазмозфизических процессов, которые будут иметь место в нейтронном источнике [2]. В эксперименте теплая (мишенная) компонента удерживается в газодинамическом режиме и имеет изотропную функцию распределения в пространстве скоростей. Эта компонента изначально создается при помощи генератора плазмы и разогревается до 900 эВ в режиме с дополнительным электронным циклотронным резонансным нагревом [3]. В режиме без дополнительного нагрева, который и рассматривается в данной статье, температура мишенной компоненты может достигать 250 эВ. Такая температура обеспечивается при помощи основной системы нагрева, представленной восьмью инжекторами пучков атомарного дейтерия с суммарной мощностью 5 МВт [4]. Горячая компонента плазмы, которая представлена популяцией высокоэнергетичных (“быстрых” или “горячих”) ионов, главным образом формируется из-за резонансного захвата ин-

жектурируемых пучков на ионах мишенной компоненты. Быстрые ионы удерживаются в режиме с редкими столкновениями. Было показано в экспериментах с дейтериевой плазмой [5], что относительное давление плазмы  $\beta$  (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) в точках отражения высокоэнергетичных ионов может достигать значений вплоть до  $\beta = 0.6$ . Достигнутые параметры позволяют всерьез рассматривать проекты источника нейтронов на основе ГДЛ, который будет отличаться относительной простотой с инженерной точки зрения и сможет обеспечить потоки 14 МэВ нейтронов порядка 2 МВт/м<sup>2</sup>.

Хорошо известно, что такие высокие значения  $\beta$  и анизотропия функции распределения быстрых ионов приводят к развитию множества кинетических микроустойчивостей, одна из которых — альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН) — наблюдалась в экспериментах на установке ГДЛ [6]. Возбуждение последней может приводить к ухудшению характеристик удержания плазмы, что ранее уже наблюдалось в лабораторных условиях на установках ТМХ [7] и ГАММА-10 [8]. Однако проведенные теоретические расчеты, которые наилучшим образом аппроксимируют функцию распределения быстрых ионов и моделируют развитие АИЦН в

условиях эксперимента на установке ГДЛ, свидетельствуют о том, что при развитии неустойчивости с электромагнитной волной взаимодействует лишь достаточно малая группа частиц, для которой характерны продольные скорости больше средней продольной скорости инжектируемых в плазму атомов дейтерия [9]. Таким образом, указанная теоретическая модель дает благоприятное для магнитных ловушек типа ГДЛ предсказание относительно влияния данной микронеустойчивости на удержание горячих ионов, поскольку область активного взаимодействия частиц с волной оказывается достаточно далеко в фазовом пространстве от границы конуса потерь. Ожидается, что альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в ГДЛ и системах термоядерного класса на ее основе не должна вызвать существенного увеличения потерь горячих ионов по сравнению с классическими.

Насколько известно авторам, кинетика взаимодействия альфвеновской ионно-циклотронной волны с ионами плазмы в случае наклонной инжекции в ловушках открытого типа ранее детально не изучалась. Данная работа призвана высветить вопрос о реальной картине потерь горячей компоненты плазмы в обозначенных выше условиях и тем самым проверить соответствующую теоретическую модель. Главным выводом из анализа предсказаний теоретической модели является утверждение, что в условиях 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. Указанное обстоятельство делает актуальной экспериментальную проверку выводов теории.

Основной диагностикой, способной подтвердить предсказания теории о невысоком уровне продольных потерь горячих ионов в эксперименте на установке ГДЛ во время развития АИЦН, был пятиканальный магнитный энергоанализатор [10], расположенный в расширителе на оси в точке  $z$  с расширением  $K = 1500^1$ . С его помощью был измерен энергетический спектр ионов, покидающих центральную ячейку ГДЛ вдоль силовых линий магнитного поля. В представленной работе проанализированы временные зависимости абсолютных значений мощности, выносимой в пробку, и средней энергии частиц, покидающих установку. Было проведено измерение мощности продольных потерь энергии в режимах без АИЦН и при ее развитии. Это позволило сравнить наблюдаемое в эксперименте увеличение полного

потока частиц в пробку с предсказаниями теоретической модели.

## 1. АЛЬФВЕНОВСКАЯ ИОННО-ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

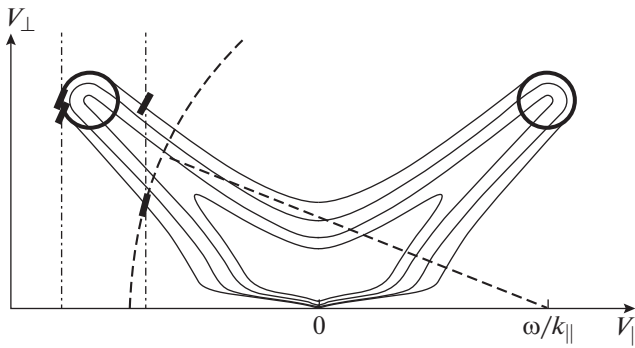
Ниже приведено краткое изложение результатов работы [9], полученных на основе теоретического рассмотрения альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости в аксиально-симметричной ловушке с наклонной инжекцией быстрых атомов. Исходя из теоретического рассмотрения, основной вклад в неустойчивость вносит инверсная заселенность ионов в области пространства скоростей, куда производится инжекция. 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  $\beta_{\perp}$  от геометрических параметров, параметров инжекции и мишенной плазмы. С обобщенной теорией ВКБ можно ознакомиться, например, в работах [11, 12]. Большое число теоретических работ посвящено изучению порога развития АИЦН в случае бимаксвелловской плазмы [11, 13, 14] — подходящая модель при поперечной инжекции нейтральных пучков [7, 15] либо мощном ИЦР-нагреве [16]. Случай с наклонной инжекцией ионов в пренебрежении поперечной неоднородностью и с использованием модельных функций распределения ионов рассматривался в [17, 18].

В работе [9] численно исследуется граница АИЦН в неоднородной в продольном и поперечном направлениях плазме с плещущимися ионами в ВКБ-приближении, и строится пространственное распределение возмущения полей. Равновесная функция распределения ионов, близкая к той, что реализуется в эксперименте на установке ГДЛ [6], находится 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  $\omega$  и  $k_{\parallel}$  — частота и продольный волновой вектор возмущения соответственно,  $\Omega_{ci}$  — ионная циклотронная частота,  $f_i$  — функция распределения ионов. В качестве невозмущенной функции распределения быстрых ионов  $f_i$  используется стационарное решение

<sup>1</sup> Отношение максимального значения магнитного поля в пробке  $B_m$  к значению поля в расширителе  $B(z)$ .



**Рис. 1.** Пример изолиний функции распределения (сплошные линии) и возмущенных траекторий ионов (жирные черточки). Вертикальные штрих-пунктирные линии — резонансы для разных значений частоты. Области инъекции условно обозначены кружками.

приближенного уравнения Фоккера–Планка, полученное в работе [19].

Примеры двух резонансных линий, соответствующих двум различным значениям частоты возмущения, показаны на рис. 1 вертикальными линиями. При наличии возмущения ионы смещаются в плоскости  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$  вдоль дуг окружностей, показанных на рис. 1 жирными черточками. Наклон смещений легко найти из условия сохранения энергии частицы  $v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - \omega/k_{\parallel})^2 = \text{const}$  в системе отсчета волны, где электрическое поле возмущения обращается в нуль (комбинация производных в скобках выражения (1) 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 рис. 1 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 рис. 1, поскольку из-за множителя  $v_{\perp}^2$  вклад стабилизирующих траекторий превышает вклад дестабилизирующих. Только для резонансных линий, расположенных левее точки инъекции, суммарный вклад резонансных частиц оказывается дестабилизирующим (левая резонансная линия на рис. 1). В этой области  $\partial_{v_{\parallel}} f > 0$  для любой поперечной скорости, и поэтому 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 инъекции  $|\omega - \Omega_{ci}| \approx |k_{\parallel} v_{\parallel inj}|$ , 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 [20]. Количественный анализ необходимых и достаточных условий возбуждения неустойчивости осуществляется в рамках ВКБ-приближения.

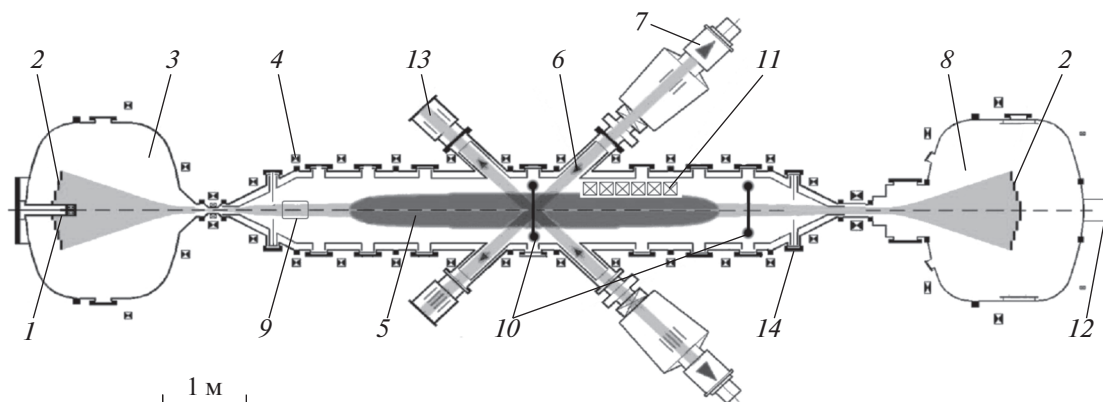
Теоретические оценки показывают, что при нынешних параметрах установки ГДЛ скорость аномального рассеяния быстрых ионов в конус потерь в результате развития альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости не превышает скорости потерь, теоретически обусловленных кулоновским рассеянием быстрых ионов на электронах, и объясняется это следующим образом. Наиболее эффективно неустойчивостью должны рассеиваться ионы, чьи скорости удовлетворяют условию циклотронного резонанса (т.е. с энергией, близкой к энергии инъекции). У таких частиц

питч-угол близок к  $45^\circ$ , и он велик по сравнению с углом конуса потерь. С другой стороны, в нынешних условиях время удержания ионов в ГДЛ довольно мало (порядка времени торможения на электронах), поэтому горячие ионы быстро выйдут из области резонанса и не успевают рассеяться на значительный угол, чтобы сразу попасть в конус потерь. Увеличение температуры электронов уменьшает скорость торможения по сравнению со скоростью углового рассеяния, поэтому в случае более масштабной установки с более высокой температурой вполне вероятно, что появление АИЦН будет сопровождаться более значительными потерями, нежели в текущих условиях на ГДЛ.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДИАГНОСТИКИ

### 2.1. Экспериментальная установка ГДЛ

Экспериментальная модель газодинамической ловушки — установка ГДЛ (рис. 2) — представляет собой осесимметричный пробкотрон с большим пробочным отношением, предназначенный для нагрева и удержания двухкомпонентной плазмы: столкновительной мишенной плазмы с плотностью до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , температурой 250 эВ и популяции быстрых ионов со средней энергией более 10 кэВ, концентрацией более  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  в точках отражения. Диаметр вакуумной камеры центральной части — 1 м, торцевых баков — 2.6 м. Полная длина установки — 14 м, расстояние



**Рис. 2.** Экспериментальная установка ГДЛ. 1 – генератор плазмы, 2 – плазмоприемник, 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.

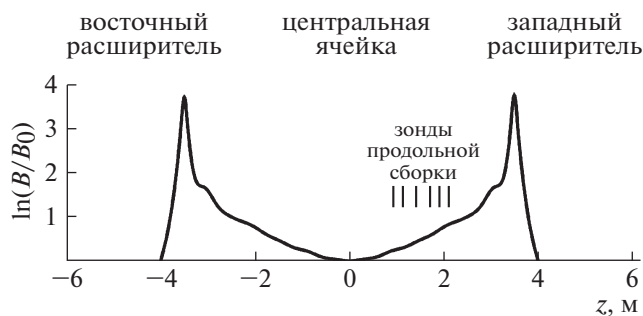
между пробками – 7 м. Магнитное поле в ГДЛ создается соленоидами 4, расположенными вдоль оси установки, и имеет аксиально-симметричную конфигурацию. Пробоное отношение (отношение величины магнитного поля в пробке  $B_m$  к значению поля в центральном сечении  $B_0$ ) в данном эксперименте имело величину  $R = 40$ . Значение вакуумного магнитного поля на оси в центральной плоскости  $B_0 = 3.5$  кГс.

Временная последовательность работы систем создания, нагрева и поддержания материального баланса частиц плазмы была следующей. В течение первых 4 мс центральная ячейка заполнялась плотной и относительно холодной стартовой мишенной плазмой, которая создавалась газоразрядным генератором плазмы 1, установленным в пушечном баке 3. Затем нагрев плазмы и генерация популяции быстрых ионов осуществляются с помощью системы атомарной инжекции, состоящей из восьми инжекторов нейтральных атомов дейтерия 7 с энергией частиц 22 кэВ и суммарной мощностью 5 МВт. Пучки инжектировались под углом  $\theta_0 = 45^\circ$  и захватывались мишенной плазмой с эффективностью 50%. Образовавшиеся в результате захвата пучков быстрые дейтоны удерживались адиабатически и тормозились в мишенной плазме, нагревая ее от 5 эВ до 250 эВ. Средняя энергия быстрых частиц в плазме составляла около 10 кэВ. Начальный угловой разброс быстрых дейтонов определялся угловым разбросом частиц в инжектируемых пучках и составлял величину около  $\Delta\theta \approx 5^\circ$ . Релаксация быстрых частиц в ГДЛ определяется в основном торможением на электронах в результате кулоновских столкновений. Плотность и температура мишенной плазмы, а также энергия инжектируемых атомов находятся в таком соотношении, что характерное время торможения быстрых ионов оказывается мень-

шим, чем характерное время рассеяния на угол порядка единицы. При этом быстрые ионы, совершая продольные баунс-колебания между магнитными пробками, передают мишенной плазме почти всю свою энергию до того, как рассеются в конус потерь и покинут ловушку вдоль силовых линий магнитного поля. Сохранение относительного небольшого углового разброса во время торможения подтверждается проведенными ранее измерениями [21]. Материальный баланс частиц мишенной плазмы во время атомарной инжекции поддерживался благодаря дополнительной инжекции холодного газа, которая осуществлялась с помощью специального устройства, установленного вблизи пробочного узла 9. Интенсивность инжекции газа подбиралась таким образом, чтобы профиль плотности плазмы во время работы атомарных инжекторов оставался неизменным, а максимальная плотность на оси составляла  $n_0 = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. МГД-неустойчивость подавлялась реализацией метода вихревого удержания [22].

## 2.2. Диагностический комплекс

Измерение параметров мишенной плазмы и быстрых ионов производился стандартным набором диагностик, детально описанных в [23]. Контроль работы системы атомарной инжекции осуществлялся с помощью набора вторично-эмиссионных датчиков, установленных в баках приемников пучков (13 на рис. 2), и проволочных калориметров, позволяющих измерять мощность нейтральных пучков до их взаимодействия с мишенной плазмой и после. Это позволило найти захватываемую плазмой мощность [24]. Энергосодержание в популяции быстрых частиц и мишенной плазме определялось из показаний диамагнитных петель 10, установленных в центральной плоскости и за точкой отражения быстрых

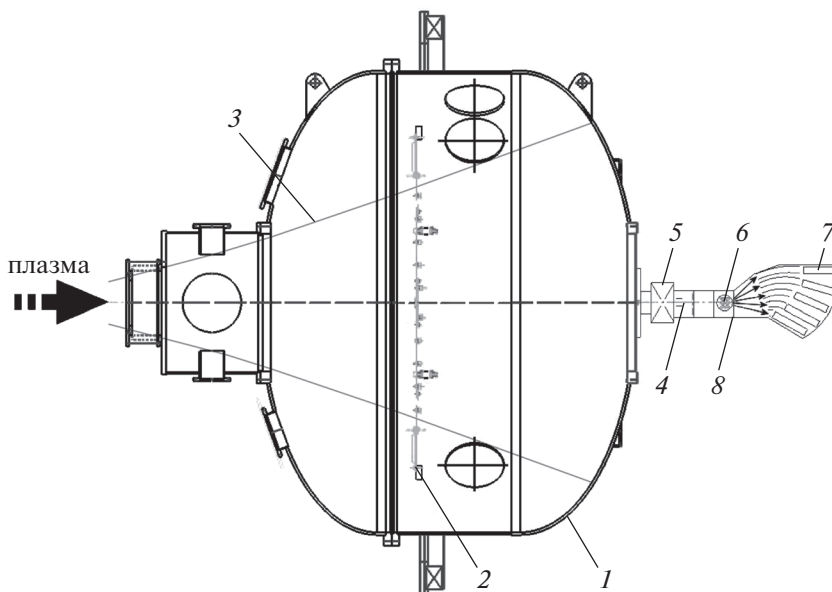


**Рис. 3.** Расчетный профиль относительной величины магнитного поля на оси экспериментальной установки ГДЛ ( $B_0 = 3.5$  кГс). Места расположения магнитных зондов отмечены вертикальными отрезками.

частиц. Измерения радиальной зависимости плотности и температуры электронов проводились с помощью системы томсоновского рассеяния. Абсолютная калибровка для нормировки радиального профиля плотности проводилась с использованием дисперсионного интерферометра на основе  $CO_2$  лазера [25]. При помощи данного интерферометра измерялась линейная плотность электронов вдоль центральной хорды поперек плазменного шнура в экваториальной плоскости экспериментальной установки.

Исследования электромагнитных неустойчивостей в плазменных ловушках традиционно осуществляются при помощи магнитных зондов. Как следует из теоретического рассмотрения, для определения продольной скорости резонансных

ионов, ответственных за развитие АИЦН, помимо истинного магнитного поля в области генерации неустойчивости также необходимо измерять частоту возбуждаемой альфвеновской ионно-циклотронной волны и ее продольную длину в области генерации неустойчивости. На установке ГДЛ для определения перечисленных параметров волны используется продольная сборка магнитных зондов (11 на рис. 2). Каждый из шести зондов продольной сборки состоит из трех вложенных витков диаметром 1 см, лежащих в ортогональных плоскостях. При помощи этих витков измеряется ЭДС, которая наводится в них соответствующей компонентой магнитного поля волны: радиальной, азимутальной или продольной. Точные координаты расположения магнитных зондов и степень изменения вакуумного магнитного поля (как логарифм пробочного отношения) вдоль оси симметрии установки ГДЛ изображены на рис. 3. Места расположения зондов отмечены вертикальными отрезками. Расстояние от оси установки до регистрирующей части магнитных зондов в два раза превышает радиус плазменного столба, определяемый лимитерами (14 на рис. 2). Для расчета длины волны неустойчивости в области генерации используются показания двух ближайших к центральной плоскости датчиков. Пересчет осуществляется в предположении, что плотность плазмы не изменяется на расстоянии 1 м от центральной плоскости ГДЛ, волна распространяется вдоль ловушки с альфвеновской скоростью, а продольная длина волны в обозначенной выше области изменяется линейно. Та-



**Рис. 4.** 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.

ким образом, для вычисления длины волны в центральной плоскости ловушки достаточно просто поделить величину, получающуюся из показаний датчиков, на локальное пробочное отношение в месте расположения датчиков.

Основной диагностикой для определения величины продольных потерь быстрых ионов при развитии АИЦН был пятиканальный магнитный энергоанализатор [10], установленный на торцевом фланце бака расширителя (рис. 4). Частицы, ушедшие в конус потерь и покинувшие центральную ячейку установки, продолжая свое движение вдоль силовых линий магнитного поля (3 на рис. 4), через вакуумный затвор 5 поступают в камеру с магнитным сепаратором 6, который при сплошном энергетическом спектре ионов разворачивает пучок в широкий “веер”. За электромагнитом установлены щели, определяющие энергетическую светосилу каналов регистрации. После прохождения области магнитного поля энергетическая дисперсия частиц определяется соотношением  $dE/dx \propto E^{3/2}$ , где  $x$  – координата частиц в плоскости щелей. При одинаковых ширинах щелей  $\Delta x$  это дает зависимость светосилы каналов от энергии  $\Delta E/E \propto \sqrt{E}$ , т.е. обеспечивает рост светосилы канала с ростом энергии регистрируемых частиц. При регистрации потока частиц, покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля, важно иметь светосилу каналов, нарастающую с ростом энергии регистрируемых частиц, что обусловлено особенностью функции распределения частиц по энергии, связанной с тем, что она экспоненциально быстро спадает с ростом энергии. Это позволяет увеличить загрузку каналов регистрации и повысить точность измерения энергетических спектров частиц в области высоких энергий. Данное решение является компромиссным, т.к. увеличение энергетической ширины канала регистрации уменьшает точность определения энергии частиц, а ее уменьшение приводит к ухудшению временного разрешения усилительного тракта. Оба эти фактора определяют точность восстановления функции распределения регистрируемых частиц по энергии.

Калибровка анализатора состояла в определении его масс-энергетических характеристик. Для этого использовался ионный пучок, формируемый источником 4 и набором щелевых диафрагм. В отличие от оригинальной конструкции анализатора [10], в нашей работе в качестве источника молекулярных ионов водорода использовалась модернизированная лампа Боярда–Альперта. По сравнению с традиционной схемой использования лампы [26], мы, благодаря изменению геометрии ионизационного промежутка, смогли получить ток ионного пучка 100 нА. Массовый состав пучка определяется энергией электронов,

испускаемых нагретой вольфрамовой нитью и ионизирующим остаточный газ. В нашем случае доля  $H_2^+$  составляла 96% полного тока пучка, доля протонной компоненты  $H^+$  не превышала 4%. Учитывая, что в эксперименте на установке ГДЛ энергоанализатором регистрируются ионы дейтерия с атомной массой  $M = 2$ , использование водородного молекулярного ионного пучка позволило произвести абсолютную калибровку прибора в диапазоне энергий 1–8 кэВ. В нашем случае определялась связь между током электромагнита 6 и энергией молекулярных ионов водорода в каждом канале регистрации. По результатам калибровки было найдено, что отношение средних энергий в пятом и первом каналах  $E_5/E_1 = 7.5$ , что позволило в эксперименте за один импульс установки перекрывать весь интересующий диапазон энергий. В процессе проведения калибровочных опытов установлена также линейность зависимости энергии регистрируемых частиц от квадрата тока в обмотке электромагнита. Это позволило построить аппаратные функции каналов регистрации в широком диапазоне энергий, вплоть до энергии инжекции  $E_{NBI} = 22$  кэВ. Необходимо отметить, что конечная энергетическая ширина каналов регистрации прибора потребовала реализации процедуры восстановления искомого распределения частиц по энергии  $f(E)$  по измеренным в эксперименте токам в каждом канале. Подробнее процедура восстановления описана в разд. 4. В данной работе обдирочная мишень анализатора не использовалась, т.к. регистрировались заряженные частицы (ионы дейтерия), покидающие установку вдоль силовых линий магнитного поля.

### 2.3. Численные модели для расчета спектра ионов

Расчет энергетической функции распределения быстрых ионов, рассеявшихся в конус потерь и покидающих ловушку через магнитные пробки, производился с использованием метода Монте-Карло транспортным кодом MCFIT (Monte-Carlo Fast Ion Transport Code). Этот код включает в себя различные модули, которые используют теорию парных кулоновских столкновений и уравнения классической магнитной гидродинамики. В настоящее время код MCFIT наиболее полно описывает транспорт быстрых ионов, является основным инструментом для 3D-моделирования удержания быстрых ионов в открытой магнитной ловушке с атомарной инжекцией и входит в качестве центрального модуля в Интегрированную систему транспортных кодов (ITCS – Integrated Transport Code System) [27], которая разрабатывалась совместно с коллегами из Исследовательского центра Дрезден-Россендорф (HZDR), Германия. ITCS используется для детального 3D-мо-



делирования параметров плазмы в установке ГДЛ и схожих с ней открытых ловушках.

Основная схема кода MCFIT — стандартная для метода Монте-Карло: генерируются статистически независимые истории быстрых частиц, в процессе чего подсчитывание результатов производится 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. Очевидно, что сходимость метода  $\propto N^{-1/2}$ . Транспортный код позволяет подсчитать большое разнообразие величин. Результат расчета представляет собой базу данных интересующих нас величин в виде дискретного распределения на сетке фазового пространства, определенного пользователем через последовательность временных интервалов. Основные из них: энергосодержание быстрых ионов, захваченная мощность нейтральных пучков, мощность перезарядных потерь, мощность торможения на электронах, пространственное распределение реакций ядерного синтеза (D–D и D–T), поток нейтронов в заданные участки пространства (“детекторы”), 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 был добавлен специальный блок, проводящий 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 (западной и восточной) пробки, которые затем были пересчитаны по магнитному потоку на торец расширителя ГДЛ, где установлен энергоанализатор, для сравнения с данными эксперимента.

В дополнение к описанному методу, для моделирования распределения вылетающих быстрых ионов по энергиям был использован быстрый одномерный код DOL [28]. Данный код предназначен для расчета динамики плазменных процессов в открытых ловушках с двухкомпонентной плазмой. Для расчета функции распределения быстрых ионов в коде используется баунс-усредненное кинетическое уравнение, позволяющее учесть зависимость функции распределения быстрых частиц от продольной координаты вдоль оси ловушки для случая порядка масштабов времени  $\tau_{ci} \ll \tau_{\parallel} \ll \tau_d \sim \tau_s \sim \tau_{ex}$ . Здесь  $\tau_{ci}$  — время циклотронного вращения,  $\tau_{\parallel}$  — период баунс-ос-

цилляции,  $\tau_d$ ,  $\tau_s$ ,  $\tau_{ex}$  — 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 [19]. В частности, учитывается возможность удержания плазмы в газодинамическом или слабостолкновительном случае, а также принимается во внимание влияние амбиполярного потенциала, создаваемого популяцией быстрых частиц. Также код DOL позволяет моделировать взаимодействие плазмы с нейтральным газом, создаваемым в результате инъекции горячих атомов нагревными пучками. Корректность работы описываемого кода подтверждается сравнением с экспериментальными результатами установки ГДЛ и результатами расчетов с помощью кода MCFIT.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

#### 3.1. Особенности методики измерения спектра ионов

Энергетический спектр ионов, покидающих центральную ячейку ГДЛ и движущихся вдоль оси в расширителе, измерялся пятиканальным энергоанализатором, установленным на торце бака расширителя (рис. 4). Анализатор расположен в магнитном поле с коэффициентом расширения  $K = 1500$ . Столь 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 высокоэнергетических частиц. 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 адиабатичность может нарушаться для частиц с энергией более нескольких кэВ. В выражении (2)  $\omega$  — циклотронная частота иона, производная от магнитного поля  $dB/dl$  берется вдоль силовой линии и  $v_{\parallel}$  — продольная скорость иона вдоль силовой линии. Ограничение (2) не является строгим, и для уточнения границы его применимости был создан численный код, позволяющий интегрировать движение иона при попадании его в конус потерь в реальном магнитном поле экспериментальной установки. В рамках этого численного эксперимента из цен-

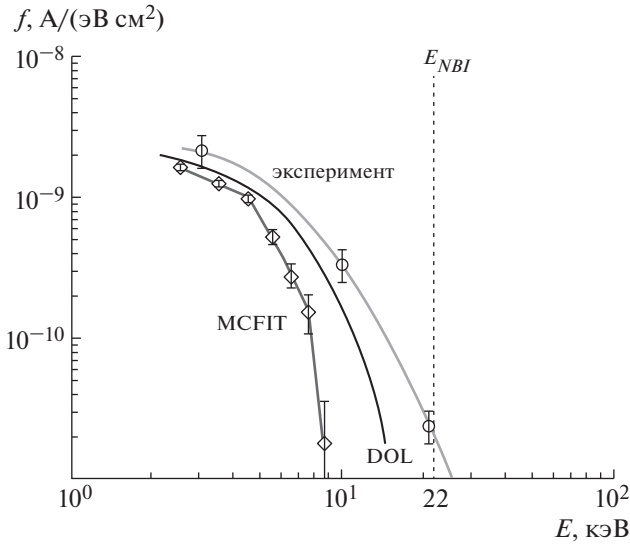


Рис. 5. Измеренное в эксперименте распределение частиц по энергии и модельные распределения. Вертикальной линией показана энергия инжектируемых дейтронов  $E_{NBI} = 22$  кэВ.

тральной плоскости ГДЛ в сечении плазменного шнура случайным образом стартовали частицы, равномерно заполняя конус потерь. В плоскости анализатора регистрировались координаты пробных частиц, и определялась область плазмоприемника, покрываемая ионами из ловушки. Сравнение площади, образованной пробными частицами с максимально возможной в эксперименте энергией  $E_{NBI} = 22$  кэВ, и площади, образованной пересечением магнитной поверхности, ограниченной лимитерами (см. 14 на рис. 2), показывает, что различие не превышает 10%. Итак, данная схема эксперимента по изучению энергетического спектра частиц позволяет измерять абсолютные значения потока частиц на энергиях вплоть до энергии инжекции.

Плотность тока ионов в плоскости анализатора, измеренная сеточным зондом, достигает  $10$  мА/см<sup>2</sup>, что накладывает дополнительное ограничение на энергетический диапазон регистрируемых частиц со стороны низких энергий. Данное ограничение связано с эффектом искажения траекторий регистрируемых частиц в анализаторе под действием пространственного заряда. Моделирование движения частиц в реальной геометрии прибора в самосогласованном поле с учетом пространственного заряда, образованного ионной и электронной компонентами, и использованием модельной энергетической функции распределения частиц, покидающих центральную ячейку ГДЛ [29], позволило оценить нижнюю энергию регистрируемых частиц  $E_{\min} > 2$  кэВ. Таким образом, энергетический диапазон регистри-

руемых частиц  $E_D$ , позволяющий измерить абсолютные значения потока, лежит в области  $E_{\min} = 2$  кэВ  $< E_D < E_{\max} = E_{NBI} = 22$  кэВ.

Поток частиц  $i_k$  [А] в  $k$ -й канал регистрации прибора связан с искомой функцией распределения частиц по энергии  $f(E)$  [А/см<sup>2</sup>эВ] следующей зависимостью:

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

где  $s$  [см<sup>2</sup>] — 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 выглядела следующим образом: в двойном логарифмическом масштабе функция распределения  $f(E)$  аппроксимировалась степенным полиномом  $n$ -й 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-й степени.

На рис. 5 показано экспериментально измеренное и восстановленное описанным выше способом распределение частиц, 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 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 МСФИТ. Погрешности на данном графике соответствуют статистике в методе Монте-Карло. Сплошной линией на рис. 5 приведены данные расчетов с использованием кода DOL. Оба кода кратко описаны выше в разд. 3.2.

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 тормо-



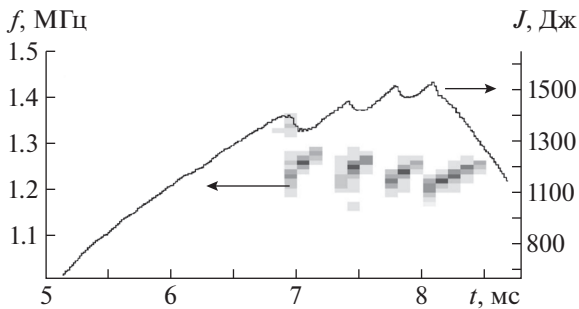


Рис. 6. Частотный спектр сигнала с ближайшего к центральной плоскости высокочастотного магнитного датчика (пиксели) и энергосодержание быстрых ионов (линия).

жения меньше или сравнимо (при высоких значениях электронной температуры) характерного времени рассеяния быстрого иона в конус потерь. В этих условиях можно говорить о классическом, основанном на теории парных кулоновских столкновений, механизме потерь быстрых частиц в ГДЛ. Качественное согласие экспериментального спектра быстрых частиц, попавших в конус потерь, с результатами численного моделирования является, во-первых, указанием на кулоновский характер взаимодействия быстрых ионов с электронами и ионами теплой плазмы, а во-вторых, — на адекватность предложенной методики измерения. Отличие абсолютных значений в приведенных на рис. 5 спектрах может быть объяснено, прежде всего, различием входных данных для моделирования и параметров реального эксперимента.

### 3.2. Измерения спектров ионов в расширителе при развитии АИЦН

На установке ГДЛ в экспериментах с относительно высоким энергосодержанием популяции быстрых ионов наблюдается следующее скоррелированное явление: каждый раз во время регистрации магнитными зондами колебаний на частоте порядка ионно-циклотронной ( $f \approx 1.25$  МГц), диамагнитная петля, расположенная в районе точки отражения быстрых ионов (локальное пробочное отношение  $R = 2$ ), регистрирует характерные спады диамагнетизма плазмы, что можно интерпретировать как уменьшение энергосодержания быстрых ионов, вызванное развивающимися колебаниями. На рис. 6 в качестве характерного примера представлены временные зависимости таких экспериментальных данных: частотный спектр сигнала с высокочастотного магнитного зонда (пиксели) и энергосодержание быстрых ионов по данным диамагнитной петли (линия). Из рисунка хорошо видна корреляция возникающих колебаний и энергосо-

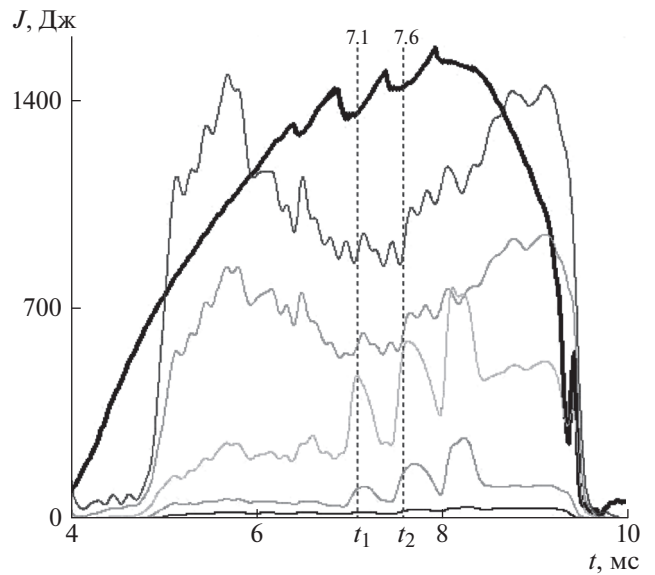


Рис. 7. Энергосодержание в популяции быстрых ионов (жирная линия). Сигналы в каналах регистрации энергоанализатора (тонкие линии) соответствуют номерам каналов регистрации сверху вниз с 1-го по 5-й. Моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  соответствуют временам развития АИЦН.

держания быстрых ионов. С уменьшением энергосодержания колебания затухают, затем с ростом энергосодержания возникают вновь. Такая картина в виде “зубьев” может повторяться от 1 до 4 раз в эксперименте. При дальнейшем изучении развивающихся в плазме колебаний было установлено, что наблюдаемые осцилляции соответствуют возбуждению альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости [6, 9].

На рис. 7 представлены данные, полученные при обработке сигнала с диамагнитной петли, и временные зависимости токов в каналах регистрации энергоанализатора. Хорошо видны моменты времени, при которых происходит возбуждение и развитие АИЦН, приводящее к уменьшению энергосодержания в популяции быстрых ионов. Данный эффект коррелирует с показаниями энергоанализатора, в каналах регистрации которого наблюдаются пиковые выбросы на высоких энергиях, связанные с увеличением потока частиц в пробку при развитии неустойчивости. Энергоанализатор имеет пять каналов регистрации, отличающихся по энергетической настройке. В данной серии экспериментов первый канал регистрации был настроен на энергию  $E_1 = 2.5$  кэВ, второй —  $E_2 = 4$  кэВ, третий —  $E_3 = 7$  кэВ, четвертый —  $E_4 = 12$  кэВ, пятый —  $E_5 = 22$  кэВ. Подобная настройка прибора позволила в одном экспериментальном выстреле перекрывать весь интересующий диапазон энергий, в котором наблюдается развитие АИЦН.

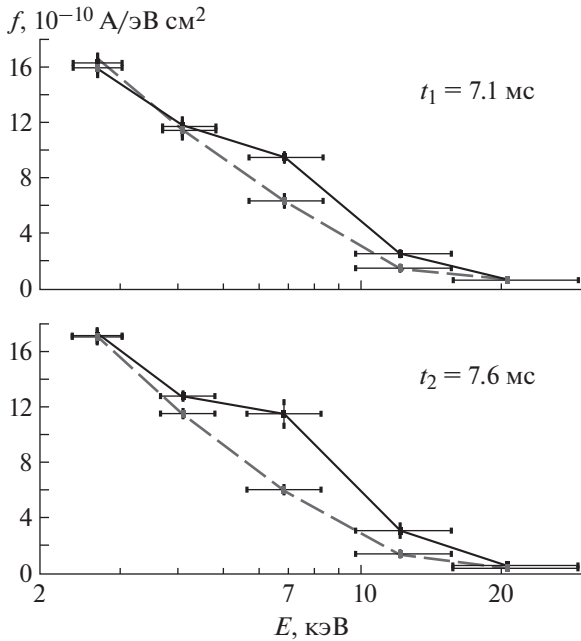


Рис. 8. Распределение частиц по энергиям при развитии АИЦН (сплошная линия) и без нее (штриховая линия) для двух характерных моментов времени.

На рис. 8 показаны 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.

Приведенные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при развитии АИЦН наблюдается увеличение потока ионов, покинувших центральную ячейку ГДЛ в диапазоне энергий 4–12 кэВ. Среднее значение этой величины заметно меньше энергии инжектируемых дейтронов  $E_{NBI} = 22$  кэВ. Данный результат говорит в пользу гипотезы о том, что 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.

Оценим 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 дейтериевых нагревных пучков. Согласно показаниям проволочных калориметров [24], захваты-

ваемая в плазму мощность составляет  $P_{tr} = 2$  МВт в течение всего времени эксперимента. Зная распределение частиц, вылетающих в пробку, по энергиям  $f(E)$ , площадь пятна  $S$ , заметаемого плазмой в плоскости установки анализатора, и плотность тока частиц  $j$ , относительную мощность потерь можно выразить через эти величины как

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

где угловые скобки обозначают усреднение по распределению  $f(E)$ ,  $E_{max} = 22$  кэВ,  $E_{min} = 2.4$  кэВ.

В условиях эксперимента на установке ГДЛ можно выделить два момента времени, в течение которых АИЦН наблюдалась регулярно. Минимумы энергосодержания в популяции быстрых ионов по данным диамагнитной петли приходились на время  $t_1 = 7.1$  мс и  $t_2 = 7.6$  мс (см. рис. 7). Оценка относительной мощности потерь, 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 атомарными пучками.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты работы.

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, как функция времени. 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 наблюдалось увеличение потерь частиц из основной ячейки установки ГДЛ при развитии АИЦН в диапазоне энергий 4–12 кэВ, что меньше средней энергии инжектируемых атомов дейтерия  $E_{NBI} = 22$  кэВ. Этот факт указывает на то, что частицы эффективно участвуют в нагреве плазмы, т.е. характерное время торможения меньше времени 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 не противоречит основному выводу 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.

Авторы выражают искреннюю благодарность всем сотрудникам группы ГДЛ за ценные консультации и помощь в работе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-50-00080).

Экспериментальные исследования выполнялись на установке ГДЛ, входящей в комплекс уникальных научных установок “Комплекс ДОЛ”. Работы по развитию инфраструктуры данного комплекса проводятся при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор проекта RF-MEF161914X0003).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 5. С. 678.
2. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., Kudryavtsev A.M., Tsidulko Yu.A., Andriyash A.V., Lukin A.L., Zouevet Yu.N. // Fusion Eng. Design. 2004. V. 70. P. 13. doi: 10.1016/j.fusengdes.2003.08.002
3. Bagryansky P.A., Kovalenko Yu.V., Savkin V.Ya., Solomakhin A.L., Yakovlev D.V. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. № 8. 082001.
4. Abdrashitov G.F., Abdrashitov A.G., Deichuli P.P., Donin A.S., Khilchenko A.D., Lizunov A.A., Moiseev D.V., Murakhtin S.V., Sorokin A.V., Zubarev P.V. // Fusion Sci. Tech. 2011. V. 59. № 1Т. P. 280.
5. Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Beklemishev A.D., Donin A.S., Ivanov A.A., Kovalenko Yu.V., Kruglyakov E.P., Lizunov A.A., Lvovskiy A.V., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Pushkareva A.N., Savkin V.Ya., Solomakhin A.L., Zaytsev K.V. // Fusion Sci. Tech. 2011. V. 59. № 1Т. P. 31.
6. Zaytsev K.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Donin A.S., Korobeinikova O.A., Korzhavina M.S., Kovalenko Yu.V., Lizunov A.A., Maximov V.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Savkin V.Ya., Yakovlev D.V. // Phys. Scripta. 2014. No. T161. 014004. doi: 10.1088/0031-8949/2014/T161/014004
7. Casper T.A., Smith G.R. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1015.
8. Ishii K., Goto T., Goi Y., Kikuno N., Katsuki Y., Nagasaki M., Ono Y., Ishibashi N., Yamashashi M., Nakamura M., Katanuma I., Mase A., Ichimura M., Itakura A., Tamano T., Yatsuet K. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3438. doi: 10.1103/Phys.Rev.Lett.83.3438
9. Цидулко Ю.А., Черноштанов И.С. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 1074.
10. Афросимов В.В., Березовский В.Л., Гладковский И.П., Кисляков А.И., Петров М.П., Садовников В.А. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 1. С. 56.
11. Watson D.C. // Phys. Fluids. 1980. V. 23. P. 2485.
12. Хединг Дж. // Введение в метод фазовых интегралов (метод ВКБ). М.: Мир, 1965.
13. Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 181.
14. Davidson R.C., Ogden J.M. // Phys. Fluids. 1975. V. 18. P. 1045.
15. Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Chernoshtanov I.S., Korzhavina M.S., Prikhodko V.V., Tsidulko Yu.A. // Fusion Sci. Tech. 2011. V. 59. № 1Т. P. 104.
16. Katsumata R., Ichimura M., Inutake M., Hojo H., Mase A., Tamano T. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 4489.
17. Smith G.R. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 1499.
18. Smith G.R., Nevins W.M., Sharp W.M. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 2120.
19. Котельников И.А., Рютов Д.Д., Катывшев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 90-105, Новосибирск, 1990.
20. Chernoshtanov I.S., Tsidulko Yu.A. // Fusion Sci. Tech. 2013. V. 63. № 1Т. P. 319.
21. Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Korepanov S.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Smirnov A.Yu., Noack K., Otto G. // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P.753. doi: 10.1088/0029-5515/40/4/301
22. Солдаткина Е.И., Багрянский П.А., Соломахин А.Л. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 291.
23. Багрянский П.А., Бочаров В.Н., Дейчули П.П., Иванов А.А., Карпушов А.Н., Максимов В.В., Рогозин А.И., Саликова Т.В. Препринт ИЯФ 93-70, Новосибирск, 1993.
24. Киреенко А.В., Мурахтин С.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2008. Вып. 1. С. 26.
25. Bagryansky P.A., Bell W., Dreier H., Ivanenko S.V., Khilchenko A.D., Kovalenko Yu.V., Kvashin A.N., Lamberts H.T., Lizunov A.A., Lvovskiy A.V., Savkin V.Ya., Solomakhin A.L. // Fusion Sci. Tech. 2011. V. 59. № 1Т. P. 120.
26. Браун Я., Келлер Р., Холмс А., Шпедтке П., Гавин Б., Эйткен Д., Линейс С., Жонжен И., Сакудо Н., Донец Е., Исигава Дж., Хьюз Р., Андерсон Р., Суонсон Л., Белл А., Ленг К., Гербер Р., Хамфриз С., мл., Буркхарт К., Лен Л. Физика и технология источников ионов / Под ред. Я. Брауна. Пер. с англ. М.: Мир, 1998.
27. Anikeev A.V., Karpushov A.N., Collatz S., Noack K., Otto G., Strogalova S.L. // Trans. Fusion Tech. 2001. V. 39. № 1Т. P. 183.
28. Yurov D.V., Brednikhin S.A., Frolov S.A., Lezhnin S.I., Prikhodko V.V., Tsidulko Yu.A. // Fusion Sci. Tech. 2013. V. 63. № 1Т. P. 313.
29. Аникеев А.В., Багрянский П.А., Кузнецов Г.И., Ступишин Н.В. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. С. 842.