

ДИНАМИКА НАГРЕВА ИОНОВ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ ПРИ ИНЖЕКЦИИ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

© 2002 г. А. А. Зуев, А. А. Иванов, А. Н. Карпушов, Е. Ю. Колесников, С. В. Мурахтин, С. Л. Строгалова

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Поступила в редакцию 15.10.2001 г.

Окончательный вариант получен 08.11.2001 г.

Выполнены измерения динамики ионной температуры мишенной плазмы в установке ГДЛ методом резерфордовского рассеяния во время мощной атомарной инжекции. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по модели, базирующейся на теории парных кулоновских столкновений, свидетельствует в пользу отсутствия заметных аномальных потерь энергии из ионной компоненты плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена исследованию динамики ионной и электронной температур теплой мишенной плазмы на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) в условиях мощной импульсной атомарной инжекции.

Газодинамическая ловушка (рис. 1) представляет собой осесимметричный пробкотрон с межпробочным расстоянием 7 метров с двумя торцевыми ячейками (2, 5), играющими роль МГД-стабилизаторов. В одном из торцевых баков расположена плазменная пушка (7), предназначенная для создания относительно холодной ($T = 3-10$ эВ) и плотной (до 10^{14} см⁻³) мишенной плазмы. Нагрев мишенной плазмы и формирование популяции быстрых ионов осуществляется системой атомарной инжекции, состоящей из шести инжекторов "СТАРТ" (4), расположенных двумя группами с боковых сторон центрального пробкотрона. Наиболее важные технические параметры установки, а также характерные параметры плазмы приведены в табл. 1.

Возникающие в результате захвата инжектируемых атомарных пучков быстрые ионы тормозятся преимущественно на электронах, нагревая их до температуры ≈ 100 эВ. Затем вследствие столкновений происходит обмен энергией между электронами и ионами мишенной плазмы. Одновременно плазма вытекает из ловушки через торцевые пробки. Характерное время продольных потерь мишенной плазмы через пробки определяется температурой ионов и электронов и сильно меняется в течение импульса атомарной инжекции. Наряду с продольными потерями энергии имеется канал потерь поперек магнитного поля. В условиях эксперимента на установке ГДЛ длительность инжекции, время обмена энергией между электронами и ионами, а также характер-

ное время продольных потерь оказываются сравнимыми. Это приводит к заметному различию между электронной и ионной температурами. Сравнение предсказаний теории с результатами эксперимента позволит оценить возможный вклад неустойчивостей в процессы нагрева мишенной плазмы и уточнить модель энергобаланса мишенной плазмы при нагреве.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

2.1. Выбор условий эксперимента

Выбранный метод определения температуры ионов основан на инжекции в плазму моноэнергетического пучка быстрых атомов и последующем измерении энергетического спектра атомов, рассеянных на некоторый фиксированный угол.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что спектр рассеянных атомов уширяется и смещается относительно спектра инжектиро-

Таблица 1. Параметры ГДЛ

Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле в средней плоскости	до 0.22 Тл
Поле в пробках	2.5–15 Тл
Энергия инжекции	до 16 кэВ
Мощность инжекции	до 4.5 МВт
Длительность импульса инжекции	≈ 1.2 мс
Угол инжекции	45°
Средняя энергия быстрых ионов	3–10 кэВ
Плотность быстрых ионов	до 10^{13} см ⁻³
Плотность мишенной плазмы	$(0.1-1.5) \times 10^{14}$ см ⁻³

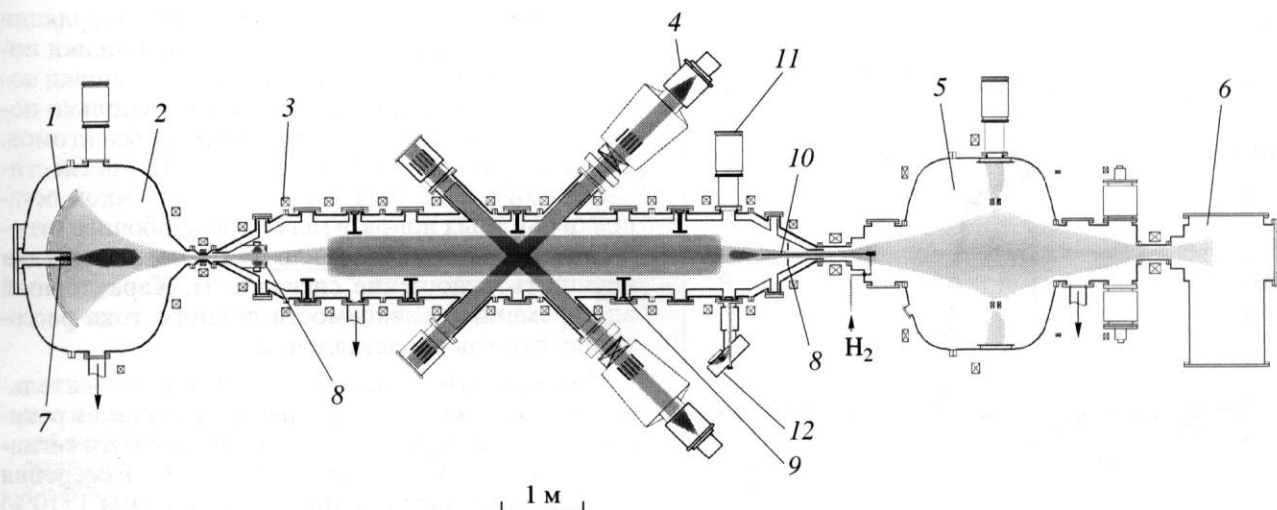


Рис. 1. Установка ГДЛ: 1 – приемник плазмы; 2 – расширитель; 3 – катушки основной магнитной системы; 4 – атомарный инжектор СТАРТ-3; 5 – капс; 6 – торцевой бак; 7 – плазменная пушка; 8 – лимитеры; 9 – испарители титана; 10 – устройство для осевой инъекции газа; 11 – диагностический инжектор ДИНА-4; 12 – энергоанализатор рассеянных атомов.

ванных атомов. При упругом рассеянии величина смещения определяется углом рассеяния и соотношением масс инжектируемых атомов и ионов плазмы, а также скоростью направленного движения ионов, в то время как величина уширения – тепловым движением ионов [2, 3]. Как показано в [4], в случае, когда скорость инжектируемых частиц значительно превосходит тепловую скорость ионов мишенной плазмы ($v_b \gg v_{Ti}$) и углы рассеяния достаточно малы, ширина линии на полувысоте $\Delta E'_b$ равна

$$\Delta E'_b = 4\vartheta \sqrt{E_b T_i \eta \ln 2}, \quad (1)$$

где E_b – энергия инжектируемых частиц, T_i – температура ионов плазмы, $\eta = m_b/m_i$ – отношение масс налетающей частицы пучка m_b и частицы-мишени m_i , а ϑ – угол рассеяния в лабораторной системе координат. Видно, что уширение $\Delta E'_b$ растет пропорционально корню из T_i и значительно даже при умеренных температурах. В условиях эксперимента на ГДЛ (при $T_i \approx 50$ эВ, угле рассеяния $\vartheta = 5^\circ$, энергии инъекции $E_b = 9$ кэВ и использовании гелиевого атомарного пучка) уширение $\Delta E'_b$ должно составлять ≈ 160 эВ. Средняя энергия рассеянных частиц E'_b меньше энергии инъекции E_b и зависит от угла рассеяния ϑ следующим образом:

$$E'_b = E_b(1 - \eta \sin^2 \vartheta). \quad (2)$$

При выборе вида зондирующих атомов, их энергии и угла рассеяния принимались во внимание следующие соображения:

дифференциальное сечение рассеяния увеличивается с уменьшением энергии инъекции, увеличением заряда Z_b инжектируемых частиц и с уменьшением угла рассеяния (рис. 2):

$$\sigma(E_b, \vartheta) = \left(\frac{Z_b Z_i e^2}{E_b} \right)^2 \frac{(1 + \eta)^2}{\sin^4 \left(\frac{\chi}{2} \right)}, \quad (3)$$

где χ – угол рассеяния в системе центра масс. Связь между углами рассеяния в лабораторной

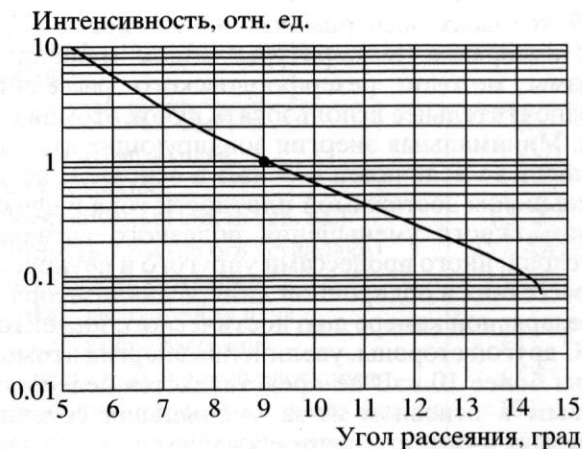


Рис. 2. Зависимость потока рассеянных атомов гелия (в отн. ед.) на холодной водородной мишени от угла наблюдения (лабораторная система отсчета).

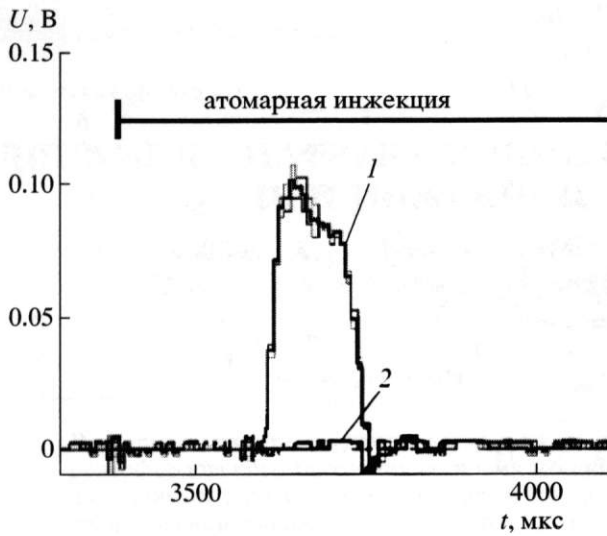


Рис. 3. Временная эволюция полного потока рассеянных атомов гелия в энергоанализатор: 1 — рассеянные атомы гелия; 2 — фон (нейтралы перезарядки и фотоны).

системе отсчета и системе центра масс задается выражением $\chi = \vartheta + \arcsin(\eta \sin \vartheta)$;

плотность тока инжектируемых частиц растет с увеличением энергии инжекции ($j \sim E^{3/2}$) и уменьшается с ростом массы частиц;

эффективность регистрации рассеянных атомов резко падает при уменьшении энергии инжекции ниже 1–2 кэВ, а при энергии выше 5–10 кэВ изменяется медленно;

эффективность конверсии атомов в ионы в обдирочной камере анализатора в несколько раз выше для атомов водорода, чем для атомов гелия;

при снижении энергии инжекции менее 8 кэВ заметную роль начинают играть процессы упругого и неупругого рассеяния частиц пучка в обдирочной камере анализатора.

В условиях эксперимента на установке ГДЛ для измерения температуры ионов мишенной плазмы методом резерфордовского рассеяния предпочтительнее использовать пучок атомов гелия. Минимальная энергия зондирующих атомов ограничена величиной 8–9 кэВ в основном из-за уменьшения достижимой плотности тока в пучке и возможного уменьшения полезного сигнала, обусловленного процессами упругого и неупругого рассеяния в обдирочной камере анализатора и перезарядной камере диагностического инжектора. С другой стороны, увеличение энергии атомов гелия более 10 кэВ не представляется целесообразным в основном из-за уменьшения сечения рассеяния и ужесточения требования к угловой расходимости инжектируемого пучка (см. ниже (7)).

К особенностям эксперимента на установке ГДЛ можно отнести наличие заметного потока

атомов перезарядки, излучаемых плазмой. Они возникают вследствие взаимодействия популяции быстрых ионов с остаточным газом. Оценки показывают, что в центральной части установки поток атомов перезарядки может на несколько порядков превосходить поток рассеянных атомов. С целью уменьшения этого эффекта диагностический комплекс был установлен за точкой останова быстрых ионов, в месте, где пробочное отношение $R = 3$. Это позволило почти на два порядка улучшить отношение сигнал/шум. Характерный вид временной зависимости полного тока рассеянных атомов представлен на рис. 3.

Так как поток рассеянных атомов относительно мал, то важную роль играют флуктуации регистрируемого сигнала. По причине малости сигнала рассеяния необходимая точность измерения ионной температуры мишенной плазмы ($\pm 10\%$) была получена в результате усреднения по серии однотипных выстрелов с неизменными параметрами.

Допустимый разброс атомов по энергии и угловая расходимость инжектируемого пучка могут быть найдены из следующего условия: аппаратная ширина линии, измеряемая при рассеянии атомов на холодном газе (например, водород при комнатной температуре), должна быть меньше ожидаемого теплового уширения $\Delta_E E'_b$ в эксперименте. Из (1) и (2) следует, что вклад $\Delta_E E'_b$ в аппаратную ширину определяется соотношением

$$\Delta_E E'_b \approx \frac{dE'_b}{dE_b} \Delta E_b = \Delta E_b, \quad (4)$$

а вклад, связанный с угловым разбросом, равен

$$\Delta_\vartheta E'_b \approx \frac{dE'_b}{d\vartheta} \Delta \vartheta = 2\eta E_b \vartheta \Delta \vartheta; \quad (5)$$

сравнивая эти выражения с величиной уширения, определяемого температурой, получим:

$$\Delta E_b < 4\vartheta \sqrt{\eta E_b T_i}; \quad (6)$$

$$\Delta \vartheta < 2 \sqrt{\frac{T_i}{E_b \eta}}. \quad (7)$$

Таким образом, для измерения температуры ионов, начиная с 20 эВ при использовании пучка атомов гелия с энергией 9 кэВ и углом рассеяния 5° , необходимо иметь $\Delta E_b < 150$ эВ и $\Delta \vartheta < 2^\circ$. Из этого примера видно, что требования к энергетическому и угловому разбросам атомов в инжектируемом пучке не являются слишком жесткими. Необходимо учитывать, что в величину максимального углового разброса также входит угол, вырезаемый коллимационной системой анализатора (рис. 4). Из соображения обеспечения при-

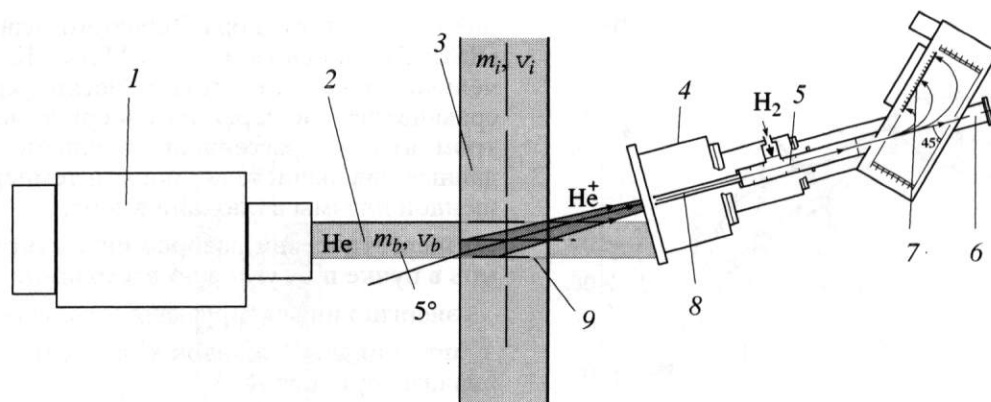


Рис. 4. Схема диагностического комплекса для измерения ионной температуры мишенной плазмы: 1 - диагностический инжектор ДИНА-4; 2 - пучок атомов He; 3 - мишенная плазма; 4 - энергоанализатор рассеянных атомов; 5 - обдирочная камера; 6 - ловушка для излучаемого плазмой света; 7 - МКП и приемные коллекторы 12-канального УПТ; 8 - коллимационная система; 9 - изучаемый объем.

емлемого потока рассеянных атомов в регистрирующий прибор этот угол не должен быть очень мал, компромиссом можно считать угол 1° – 1.5° .

2.2. Экспериментальная установка

Для измерения ионной температуры использовались электростатический энергоанализатор и диагностический инжектор ДИНА-4. Электронная температура и плотность мишенной плазмы на установке ГДЛ измерялись системой томсоновского рассеяния.

Схема эксперимента по рассеянию быстрых атомов приведена на рис. 4. На боковом фланце установки ГДЛ в области с пробочным отношением $R = 3$ был установлен диагностический инжектор ДИНА-4 (1). Пучок атомов гелия имел энергию 9 кэВ и эквивалентную плотность тока на оси установки до 25 мА/см^2 . Полный ток пучка составлял 1.5–2 эквивалентных ампер при диаметре пучка 5 см. Угловая расходимость пучка в плоскости рисунка составляла $\pm 1^\circ$, в перпендикулярном направлении $\pm 1.5^\circ$, длительность импульса инжекции 150 мкс. Пучок, прошедший через мишенную плазму, регистрировался вторично-эмиссионными датчиками. Для регистрации и анализа рассеянных атомов использовался 45-градусный электростатический анализатор атомных частиц (4) с газовой мишенью для обдирки атомов. Применение в анализаторе детектора на основе микроканальной пластины (МКП) позволило за один импульс инжекции надежно регистрировать форму сравнительно узкого спектра рассеянных частиц. В анализаторе предусмотрена возможность предварительного подтормаживания регистрируемых ионов, что позволяет сильно увеличить энергетическое разрешение прибора. Число каналов анализатора – 12, разрешение $\Delta E/E_b \approx 0.5\%$. Энергетический диапазон, т.е. отношение максимальной

и минимальной одновременно регистрируемых энергий, до $E_{\max}/E_{\min} \approx 2.5$. Для повышения точности измерений анализатор был предварительно откалиброван. Калибровка заключалась в измерении относительной чувствительности каналов анализатора с помощью слаботоочного ионного источника.

Эффективность регистрации рассеянных атомов зависит от эффективности обдирки в газовой мишени анализатора. Для повышения чувствительности анализатора использовался импульсный напуск газа в камеру обдирки (5) анализатора до давления, обеспечивающего максимальную эффективность конверсии атомов в ионы. Для регистрации атомов гелия наиболее эффективным является использование напуска водорода в мишень. Основные технические характеристики диагностического пучка и анализатора приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры диагностического пучка и анализатора

Инжектируемые частицы	He
Энергия атомов гелия	9 кэВ
Угол рассеяния	5°
Инжектируемый ток (в экв. ед.)	1.5–2 А
Плотность тока (на оси установки)	25 мА/см^2
Длительность инжекции	150 мкс
Угловая расходимость пучка:	
в плоскости рассеяния	$\pm 1^\circ$
в перпендикулярной плоскости	$\pm 1.5^\circ$
Энергетический разброс атомов в пучке	$\approx 100 \text{ эВ}$
Пространственное разрешение	$5 \times 5 \times 10 \text{ см}^3$
Число регистрирующих каналов	12
Энергетическое разрешение	$\approx 0.5\%$
Температурное разрешение	$\approx 10 \text{ эВ}$

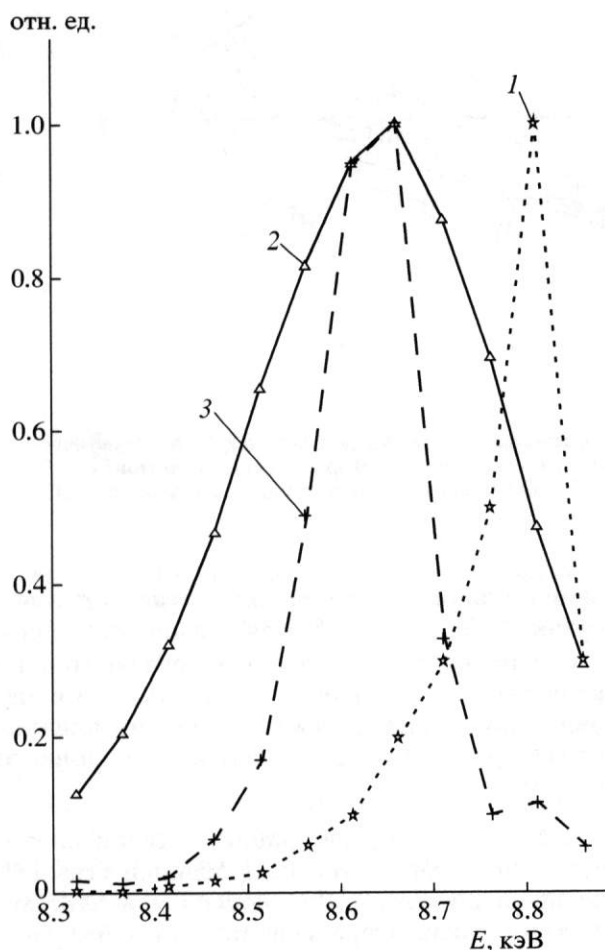


Рис. 5. Энергетические спектры рассеянных атомов гелия (энергия инжектируемых частиц — 8.8 кэВ): 1 — рассеяние на аргоне ($T = 0$ эВ); 2 — водородная плазма ($T_i = 66$ эВ); 3 — водородная плазма ($T_i = 6$ эВ).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 5 приведены измеренные энергетические спектры рассеянных частиц. Рассеяние на аргоне (1) позволило без изменения геометрии эксперимента определять начальную энергию зондирующих частиц и их энергетический спектр, поскольку как упругие, так и неупругие потери энергии в этом случае пренебрежимо малы. Измерение спектра атомов, рассеянных на холодной плазме, дает возможность оценить величину минимальной температуры ионов, которую можно измерить с помощью данной диагностической аппаратуры. Уширение спектра при рассеянии в горячей плазме позволяло определять температуру ионов.

3.1. Краткое описание численных кодов

При определении температуры выполнялись расчеты спектров рассеянных атомов для различных значений температуры ионов с использова-

нием численного кода Rutherford Scattering Code (RSC (2)) на основе метода Монте-Карло. Полученный результат статистически усреднялся и сравнивался с измеренным энергетическим спектром атомов, рассеянных в плазме. Исходные данные для вычисления ионной температуры мишенной плазмы включали в себя:

- энергетический разброс инжектируемых атомов в пучке и их угловую расходимость;

- энергию инжектируемых атомов гелия;

- потенциалы обкладок конденсатора в энергоанализаторе (рис. 4);

- радиальный профиль плотности плазмы;

- информацию о реальной геометрии эксперимента.

При этом энергия инъекции и потенциалы на обкладках конденсатора измерялись непосредственно во время рабочего выстрела. Данные о функции распределения инжектируемых атомов по энергии были получены из анализа спектров рассеяния пучка атомов гелия на аргоне. Угловая расходимость пучка оценивалась по профилю, измеренному набором вторично-эмиссионных датчиков.

На рис. 6 приведены результаты численного моделирования распределения рассеянных атомов (1) гелия по энергии с использованием кода RSC. Моделирование проводилось для угла рассеяния 5° и температуры мишенной плазмы 66 эВ. Для сравнения там же приведен измеренный в эксперименте энергетический спектр рассеянных атомов.

Используемая модель нагрева мишенной плазмы в ГДЛ во время атомарной инъекции включает следующие основные процессы: захват нейтральных пучков и формирование популяции быстрых ионов; потери быстрых ионов вследствие перезарядки на остаточном газе и нейтральных пучках; рассеяние на ионах плазмы; торможение быстрых ионов на электронах и нагрев мишенной плазмы; продольное удержание частиц и энергии; поперечные потери из плазмы. Для описания нагрева мишенной плазмы и приближенных расчетов быстрых ионов использовался численный код Fast Integrated Transport Code (FITC) [5]. В качестве входных данных для расчета использовались радиальные профили плотности и электронной температуры мишенной плазмы, измеренные томсоновским рассеянием. Электронная температура и плотность в периферийных областях плазмы измерялись с помощью тройного зонда.

3.2. Измерения ионной температуры

На рис. 7 приведены результаты измерений ионной температуры мишенной плазмы методом Резерфордского рассеяния для двух характерных режимов работы установки ГДЛ.

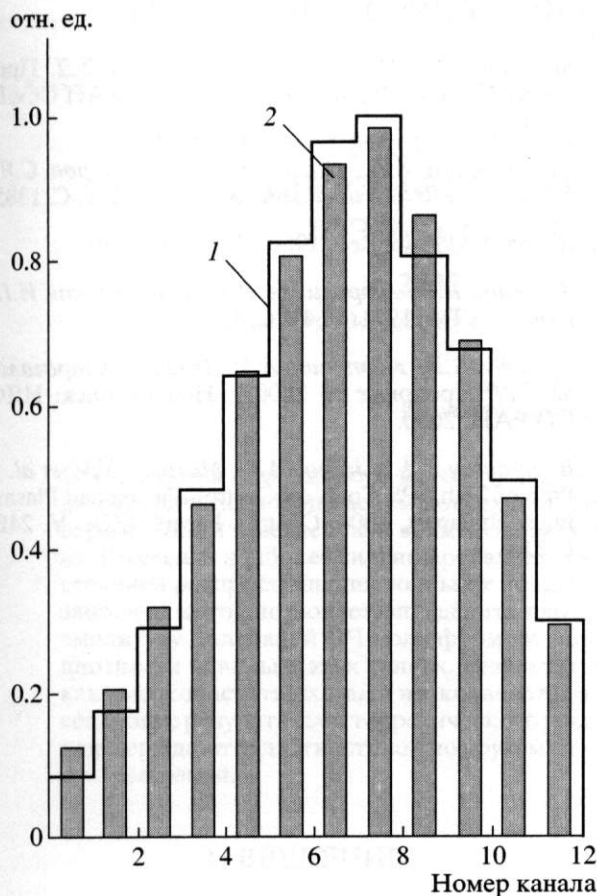


Рис. 6. Сравнение результатов численного моделирования функции распределения рассеянных атомов с измеренным в эксперименте спектром: 1 – эксперимент; 2 – RSC (Монте-Карло), $T_i = 66$ эВ.

На рис. 7а представлен ход температуры в режиме, в котором плотность плазмы в ловушке поддерживалась с помощью инъекции плазмы из плазменной пушки ((7) на рис. 1). В этом режиме плазменная пушка выключалась незадолго до окончания работы нагревных инжекторов. На этом же рисунке приведены результаты численного моделирования релаксации ионной температуры, полученные с учетом только столкновительного механизма обмена энергией между электронами и ионами мишенной плазмы и потерь энергии вдоль магнитных силовых линий через пробки. Для расчета использовались измеренные с помощью томсоновского рассеяния профили плотности и электронной температуры мишенной плазмы. Как видно, в пределах ошибок измерения наблюдается удовлетворительное согласие полученных экспериментальных данных с результатами численного моделирования. Через 800 мкс после начала атомарной инъекции заметно превышение ионной температуры над электронной. Это также наблюдается и в модельных расчетах (рис. 7а графики (3) и (4)) и объясняется

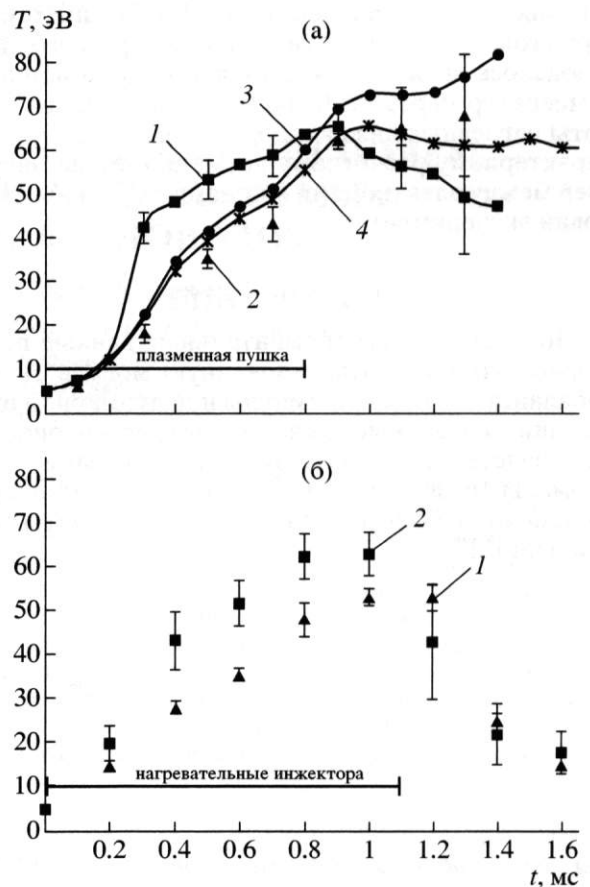


Рис. 7. Измеренная в эксперименте динамика изменения ионной и электронной температур во время атомарной инъекции в двух режимах работы экспериментальной установки. (Время $t = 0$ соответствует началу атомарной инъекции.): а – режим с плазменной пушкой: 1 – T_e (на оси), эксперимент, 2 – $\langle T_i \rangle$, эксперимент, 3 – T_i , расчет (на оси), 4 – $\langle T_i \rangle$, расчет; б – режим с осевой инъекцией газа: 1 – $\langle T_i \rangle$, эксперимент, 2 – T_e (на оси), эксперимент.

высокой электронной продольной теплопроводностью и заметным потоком частиц (в фазовом пространстве) из “затормозившейся” популяции быстрых ионов в мишенную плазму. Уменьшение точности измерения ионной температуры в конце работы нагревных инжекторов объясняется снижением плотности мишенной плазмы до $(1.5-4) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 7б представлен ход температуры в режиме, в котором плотность плазмы в ловушке во время работы нагревных инжекторов ((4) на рис. 1) поддерживалась с помощью приосевой инъекции молекулярного водорода [6] ((10) на рис. 1). В этом случае пушка создавала стартовую мишенную плазму, необходимую для захвата атомарных пучков, и выключалась незадолго до начала работы нагревных инжекторов. Плотность мишенной плазмы плавно возрастала в течение

импульса инжекции и достигала $(1.5-4) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При столь высокой плотности в эксперименте наблюдалось выравнивание электронной и ионной температур через ≈ 200 мкс после окончания работы нагревных инжекторов. Это время близко к характерному расчетному времени обмена энергией между электронами и ионами для данных условий эксперимента.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные экспериментальные данные позволяют уточнить использованную модель энергобаланса плазмы при импульсной атомарной инжекции. Эти данные также можно рассматривать как свидетельство в пользу отсутствия заметных аномальных потерь энергии из ионной компоненты плазмы в исследованных режимах работы установки ГДЛ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рюттов Д.Д. Препринт № 84-40. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1984.
2. Березовский Е.Л., Кисляков А.И., Петров С.Я., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 1385.
3. Russek A. // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 1536.
4. Абрамов В.Г., Афросимов В.В., Гладковский И.П. и др. // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 1924.
5. Аникеев А.В., Карпушов А.Н., Ноак К., Строгалова С.Л. Препринт № 2000-4. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 2000.
6. Bagryansky P.A., Lizunov A.A., Maximov V.V. et al. // Proc of 27th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys. Budapest, 2000. Contrib. Papers. ECA. V. 24B. P. 318.