

К.26

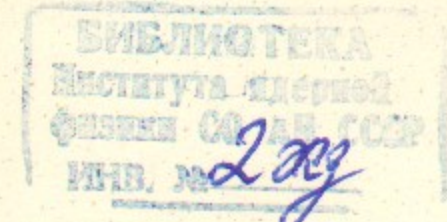
1997



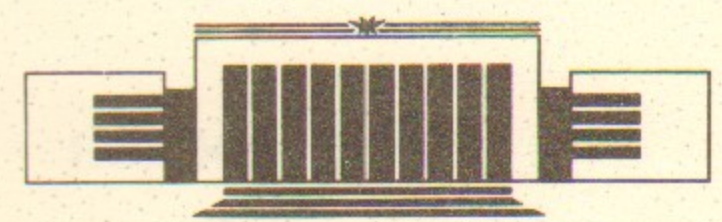
Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

А.Н. Карпушов

**ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ПОЛУЧЕНИЯ ИОННО-ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ
С $\beta \sim 1$ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ**



ИЯФ 96-84



НОВОСИБИРСК

Численное исследование возможности
получения ионно-горячей плазмы
с $\beta \sim 1$ на установке ГДЛ

А.Н. Карпушов

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия

Аннотация

В работе рассмотрена возможность получения на установке ГДЛ ионно-горячей плазмы с $\beta \sim 1$ при увеличении мощности атомарной инжекции. Показано, что при увеличении мощности инжекции до 9 МВт значение β в областях остановки быстрых ионов может составить 20 – 75%.

**Numerical analysis of possibility
to gain hot-ion plasma
with $\beta \sim 1$ in GDT device**

A.N. Karpushov

Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract

The possibility to gain a hot-ion plasma in the GDT Device at the increasing the power of the neutral beam injection is studied. It is shown that the increasing of the injection power up to 9 MW the β at the turning points of fast ions will allow to the value of 20 – 75%.

© ГИЦ РФ "Институт ядерной физики
им. Г.И.Будкера СО РАН", Россия

Введение

Получение ионно-горячей плазмы на установке ГДЛ [1, 2] с высоким значением β^1 представляет интерес для изучения устойчивости равновесий такой плазмы в осесимметричной магнитной конфигурации. В настоящее время на установке ГДЛ достигнуты следующие параметры плазмы: энергосодержание в быстрых ионах до 300 Дж, $\beta \sim 5\%$, электронная температура до 100 эВ.

Одним из способов получения более высоких давлений быстрых ионов и мишенной плазмы в ГДЛ является увеличение мощности и длительности атомарной инжекции. В настоящее время длительность атомарной инжекции составляет 1.2 мс, максимум инжектированной мощности 2.1 МВт. Между инжекторами существует разброс в токе и энергии инжекции. Увеличение инжектированной мощности до 3.5 МВт (эквивалентный ток в нейтралах 225 А) возможно при оптимизации работы инжекторов. Для этого необхо-

¹ β – отношение давления плазмы к давлению магнитного поля

димо довести параметры всех шести атомарных пучков до параметров лучших (эквивалентный ток в нейтралах с одного инжектора 37 экв.А, энергия инъекции 15.5 кэВ). Дальнейшее увеличение мощности инъекции до 9 МВт возможно при увеличении энергии и тока атомарной инъекции [9]. увеличения энергии и тока атомарной инъекции. В настоящей работе проанализирована такая возможность, выполнены численные расчеты.

1 Схема описания нагрева плазмы в ГДЛ

Анализ нагрева плазмы в ГДЛ при атомарной инъекции включает следующие основные процессы: захват нейтральных пучков и формирование популяции быстрых ионов; потери быстрых ионов вследствие перезарядки; их рассеяние на ионах плазмы; торможение ионов на электронах и нагрев мишенной плазмы; продольное удержание частиц и энергии; поперечные потери из плазмы.

Энергетический баланс плазмы при нагреве поясняется схемой, приведенной на рис.1. Захват атомарных пучков приводит к образованию популяции быстрых ионов. Быстрые ионы теряют свою энергию при торможении на электронах плазмы и покидают систему при перезарядке. Потери энергии из мишенной плазмы идут по каналам, указанным на рис.1. Разделение мишенной плазмы на основную и периферийную продиктовано тем обстоятельством, что периферийная плазма находится на тех силовых линиях магнитного поля, которые имеют непосредственный контакт с лимитерами в центральной части ГДЛ, вблизи пробочных узлов и, как следствие, в этих областях имеют место дополнительные энергетические потери по каналу электронной теплопроводности.

Для оценок параметров плазмы при нагреве может использо-

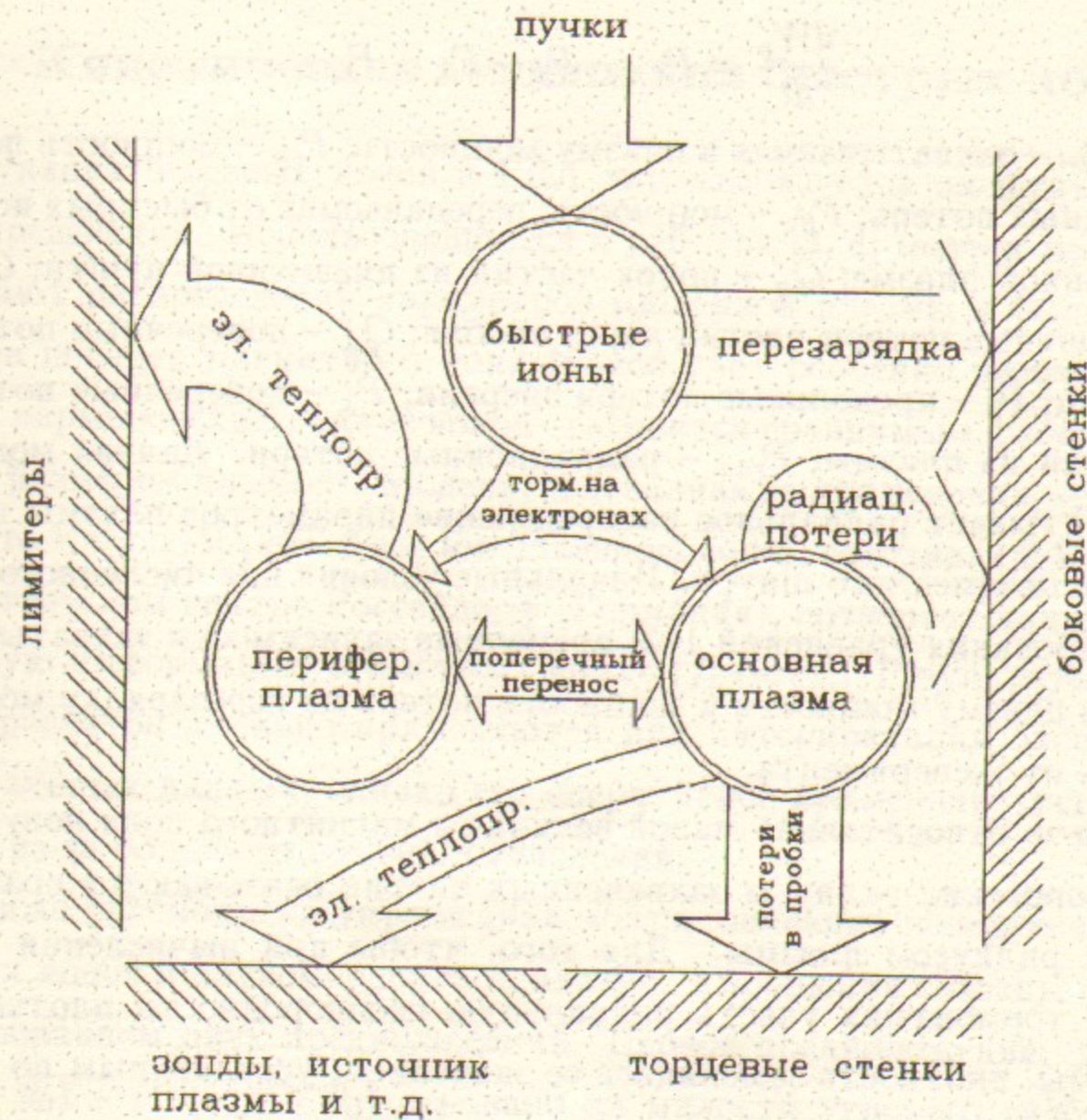


Рис. 1: Схема энергобаланса.

ваться простейшая расчетная модель, включающая систему уравнений для полного числа частиц в ловушке $N_p = \int n_p dV$ и энергосохранения в основной плазме W_p и уравнение для энергосохранения W_F в быстрых ионах.

$$\frac{dW_F}{dt} = P_{tr} - P_{ex} - P_{Fe}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = Q_g - Q_{||} - Q_{\perp}, \quad (2)$$

$$\frac{dW_p}{dt} = P_{Fe} - P_{||} - P_{\perp} - P_{rad}, \quad (3)$$

где P_{tr} – захватываемая в плазму мощность; P_{ex} – мощность перезарядных потерь; P_{Fe} – мощность, передаваемая от быстрых ионов мишенной плазме; Q_g – поток частиц из плазменной пушки; $Q_{||}$ – продольные потери частиц через пробки; Q_{\perp} – поперечные потери частиц; $P_{||}$ – продольные потери энергии; P_{\perp} – поперечные потери энергии из плазмы; P_{rad} – радиационные потери. Данная модель не учитывает радиальное распределение параметров плазмы в сечении плазменного шнура. Начальные условия для численного интегрирования уравнений 1–3, временные зависимости захватываемой в плазму мощности и мощности потерь на перезарядку можно взять из эксперимента.

Из-за относительно малой величины магнитного поля ловушки ларморовские радиусы захваченных частиц оказываются сравнимы с радиусом плазмы. Для того, чтобы при вычислении времени торможения учесть радиальную неоднородность плотности плазмы, плотность заменялась ее значением, усредненным по ионным орбитам с учетом распределения плотности быстрых ионов по радиусу. Вычисленная таким образом средняя плотность плазмы оказывается в $\sim 4 - 10$ раз меньше n_p^{max} плотности на оси.

Основной проблемой при интерпретации результатов такого рассмотрения было определение соотношения между интегральными характеристиками процессов (средние по орбите иона температура и плотность плазмы, эффективное время торможения быстрых ионов, эффективная плотность нейтрального газа и др.). Ниже описан подход к анализу энергобаланса, основанный на данных о радиальных профилях параметров быстрых ионов и мишенной плазмы.

2 Кинетическая модель для быстрых ионов

Популяция быстрых ионов в ГДП характеризуется их функцией распределения. Используемые в работах [3, 4] модели не учитывают распределений параметров мишенной плазмы и быстрых ионов поперек магнитного поля (такой учет особенно необходим, если ларморовский радиус ионов становится сравнимым с поперечным размером плазмы). Модель, основанная на применении метода Монте-Карло [5] (FIT, Fast Ion Transport code), созданная в Исследовательском центре Россендорф (Германия), позволяет получить полную информацию о быстрых ионах ($f_F(\vec{v}, \vec{r})$). Результаты таких расчетов активно применяются для интерпретации экспериментальных данных, однако его оперативное применение затруднено из-за большого объема вычислений.

Ниже рассмотрена упрощенная модель описания поведения быстрых ионов в двухкомпонентной плазме. Упрощения связаны с использованием двух предположений. Первое предположение: $f_F \sim \delta(\theta - \theta_0) + \delta(\theta - \pi + \theta_0)$ основано на малости углового разброса в инжектируемых пучках и углового рассеяния быстрых ионов на ионах мишенной плазмы. Второе предположение: распределение быстрых ионов и параметров мишенной плазмы обладает азимутальной симметрией. Это условие выполняется, если время азимутального дрейфа быстрых ионов мало по сравнению с характерными временами других процессов, либо если количество инжекторов по азимуту велико. В этом случае можно записать кинетическое уравнение для функции распределения ларморовских центров быстрых ионов:

$$\frac{\partial f_c^0}{\partial t} = q_c^b + \frac{\partial}{\partial E_F} (\langle \nu_{drag} \rangle E_F f_c^0) + \frac{1}{r_0} \frac{\partial (V_{rad} r_0 f_c^0)}{\partial r_0} - \langle \nu_{ex} \rangle f_c^0, \quad (4)$$

где f_c^0 – функция распределения ларморовских центров в центральном сечении ловушки ($z=0$), усредненная по азимутальному углу, r_0 – радиус магнитной поверхности. При угле инжекции $\theta_0 = 45^\circ$ зависимость функции распределения ларморовских центров по длине ловушки имеет вид:

$$f_c(r, z, E_F) = f_c^0(r_0, E_F) \frac{H(z)}{H_0} \frac{1}{\sqrt{2 - \frac{H(z)}{H_0}}} \quad (5)$$

$$r_0 = r \sqrt{\frac{H(z)}{H_0}}.$$

В выражении (4) q_c^b описывает источник быстрых ионов, второй член в правой части – потерю энергии при торможении на мишенной плазме, третий – смещение ларморовского центра вследствие пространственной неоднородности силы торможения, четвертый – перезарядку.

Связь между функцией распределения быстрых частиц и функцией распределения ларморовских центров может быть найдена из простых геометрических рассуждений (рис.2):

$$f_F(r, z, E_F) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_c(R_c, z, E_F) d\varphi_c, \quad (6)$$

где

$$R_c = \sqrt{r^2 + \rho_L^2 - 2r\rho_L \cos(\varphi_c)}.$$

Ларморовский радиус ρ_L – вычисляется по поперечной энергии иона $E_{F\perp} = \frac{m_i V_{\perp}^2}{2}$ и магнитному полю $H(z)$.

$$n_F(r, z) = \int f_F(r, z, E_F) dE_F$$

– плотность быстрых ионов.

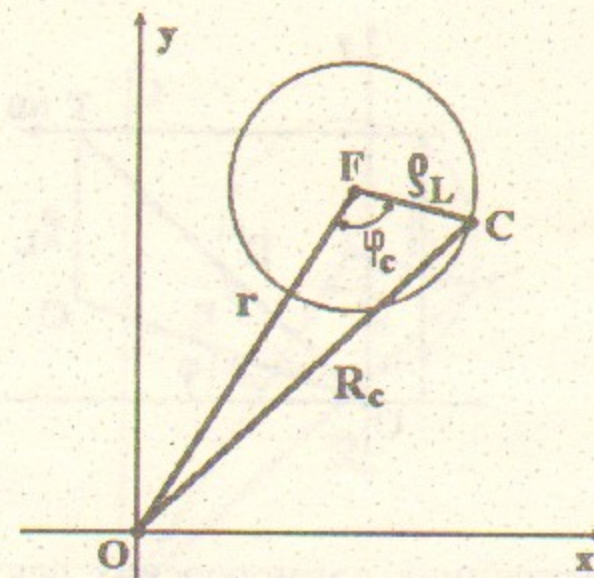


Рис. 2: Связь между функцией распределения ларморовских центров и быстрых ионов. O – магнитная ось ловушки, F – положение быстрого иона, C – координата ларморовского центра.

Источник ларморовских центров определяется следующим образом:

$$q_c^b(r_0, E_F) = \frac{Q_c^b(r_0, E_F)}{2\pi r_0 L_{eff}}, \quad (7)$$

где $Q_c^b(r_0, E_F)$ – полное число ларморовских центров с энергией E_F , возникших в единицу времени в слое единичной толщины вблизи магнитной поверхности задаваемой радиусом r_0 в центре ловушки.

$$L_{eff} = \frac{\int_{-z_{tp}}^{z_{tp}} f_F(z) \frac{H_0}{H(z)} dz}{f_F^0}, \quad (8)$$

z_{tp} – координата точки остановки быстрых ионов.

$$Q_c^b(r_0, E_F) = \int_0^{2\pi} \frac{dj_0}{dE_F}(y_0, E_F) \gamma(E_F, r_0, \varphi) n_p(R^*) \sigma_{eff}(E_F, R^*) d\varphi, \quad (9)$$

где (см. рис.3) $\frac{dj_0}{dE_F}(y_0, E_F)$ – характеризует распределение тока

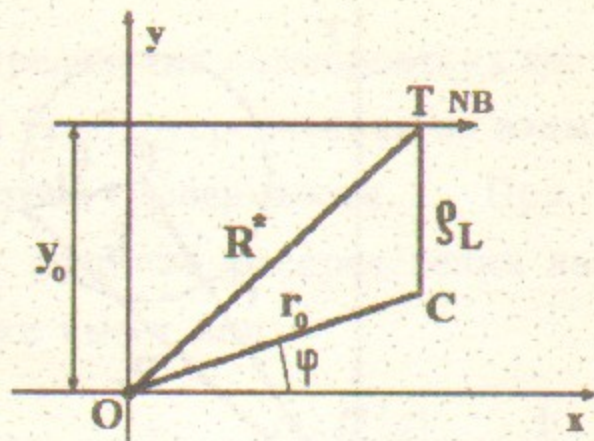


Рис. 3: Модель источника ларморовских центров. O – магнитная ось ловушки, T – точка захвата, C – координата ларморовского центра, NB – направление инжекции.

в пучке по прицельному параметру ($y_0 = r_0 \sin \varphi + \rho_L$) и энергии, $\iint \frac{dy_0}{dE_F}(y_0, E_F) dy_0 dE_F = I_b$ – полный эквивалентный ток атомарной инжекции, n_p – плотность плазмы на расстоянии $R^* = \sqrt{r_0^2 + \rho_L^2 + 2r_0\rho_L \sin \varphi}$ от оси системы,

$$\gamma = \exp\left(-\int_{-\infty}^{r_0 \cos \varphi} n_p(\sqrt{(r_0 \sin \varphi + \rho_L)^2 + x^2}) \times \sigma_{eff}(E_F, \sqrt{(r_0 \sin \varphi + \rho_L)^2 + x^2}) dx\right)$$

– коэффициент ослабления атомарного пучка,

$$\sigma_{eff} = \sigma_{eff}(E_F) + \sigma_{ii}(E_F) + \frac{\langle \sigma v \rangle_{ie}(T_e)}{v_F}$$

– эффективное сечение ослабления атомарного пучка. В случае нерадимальной инжекции и произвольного профиля инжектируемых пучков источник быстрых ионов вычислялся с использованием результатов работы [6].

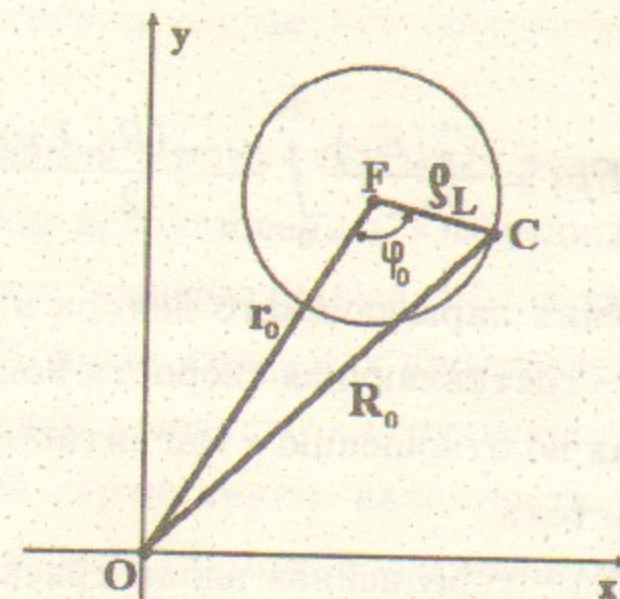


Рис. 4: Вычисление средней по области движения иона мощности потерь энергии. O – магнитная ось ловушки, F – положение быстрого иона, C – координата ларморовского центра.

Ниже приведено определение других величин входящих в (4) (рис.4).

$$\langle v_{drag} \rangle(r_0, E_F) = \int_0^{2\pi} v_{drag}(R_0, E_F) d\varphi_0$$

– усредненное вдоль траектории движения иона обратное время торможения, $R_0 = \sqrt{r^2 + \rho_L^2 - 2r\rho_L \cos(\varphi_0)}$, $v_{drag}(R_0, E_F)$ – локальное обратное время торможения иона с энергией E_F при плотности плазмы $n_p(R_0)$, электронной $T_e(R_0)$, и ионной $T_i(R_0)$ температурах.

$$v_{drag}(R_0, E_F) = \frac{8\pi e^4}{m_i^2 v_F^3} n_p \left(\Lambda_{ie} \frac{m_i}{m_e} \left(\operatorname{erf}(\sqrt{\chi}) - \left(1 - \frac{m_e}{m_i}\right) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-\chi) \sqrt{\chi} \right) + \Lambda_{ii} \right),$$

где Λ_{ie} и Λ_{ii} – кулоновские логарифмы, а $\chi = \frac{m_e \cdot E_F}{m_i \cdot T_e}$.

$$V_{rad}(r_0, E_F) = \frac{V_{\perp}^0(E_F)}{2\pi\omega_{ci}^0} \int_0^{2\pi} \frac{\nu_{drag}(R_0, E_F)}{2} \cos(\varphi_0) d\varphi_0$$

– скорость смещения ларморовского центра в следствие торможения, где $V_{\perp}^0(E_F)$ – составляющая скорости иона в центре ловушки перпендикулярная по отношению к магнитному полю, ω_{ci}^0 – ионная циклотронная частота.

$\langle \nu_{ex} \rangle (r_0, E_F)$ – усредненная вдоль траектории движения иона частота перезарядки, которая зависит от распределения газа в ловушке.

Исходные данные для вычисления временной эволюции функции распределения быстрых ионов включали в себя:

- $n_p(r_0, t)$ и $T_e(r_0, t)$ – профили плотности и температуры плазмы;
- временные зависимости распределения плотности тока атомарных пучков в пространстве и их энергетический спектр;
- информацию о распределении газе в ловушке.

Эффект смещения ларморовского центра при торможении в плазме с резкой границей рассмотрен в работе [7]. Для однородной плазмы с резкой границей ларморовский центр смещается к оси системы, в случае, когда параметры плазмы зависят от радиуса, возможно смещение ларморовского центра как к оси системы, так и наружу. В частности, если профили температуры и плотности плазмы – гауссовские с характерными размерами a_{n_p} и a_{T_e} соответственно, и $\chi \ll 1$, то смещение происходит к оси системы при

$a_{n_p} < \frac{2}{3}a_{T_e}$. В противном случае ион смещается на периферию плазмы.

Для численного моделирования быстрых ионов в ГДЛ и сравнения с экспериментом использовались измеренные временные зависимости плотности и температуры плазмы, а также параметров атомарных пучков. Прямые измерения пространственных распределений плотности газа в ловушке затруднены. Существующие расчетные модели не гарантируют надежность получаемых результатов. Поэтому в расчетах предполагалось однородное по радиусу распределение нейтралов, либо использовались модельные профили, основанные на оценках глубины проникновения нейтралов в плазму.

На рис.5 показаны результаты сравнения экспериментальных данных с модельными расчетами, выполненные для одного из типичных режимов. Точность экспериментальных данных (захваченная в плазму мощность и энергосодержание в быстрых ионах) составляла 10 – 15%. Ошибки расчетов по методу Монте-Карло определялись по стандартным для этого метода методикам. Сравнения показали, что в пределах точности экспериментальных данных и погрешности расчетов результаты моделирования совпадают с экспериментом.

Энергетические и пространственные распределения быстрых ионов в различные моменты времени после начала инжекции представлены на рис.6. Измерения функции распределения по энергиям выполнены с помощью сканирующего энергоанализатора атомов перезарядки [8]. Во время начала инжекции среднее время торможения (τ_{Fe}) быстрых ионов на электронах составляло около 25 мкс ($T_e \sim 4$ эВ), и было много меньше времени перезарядки ($\tau_{ex} \sim 2.5$ мс). Поэтому за времена масштаба нескольких вре-

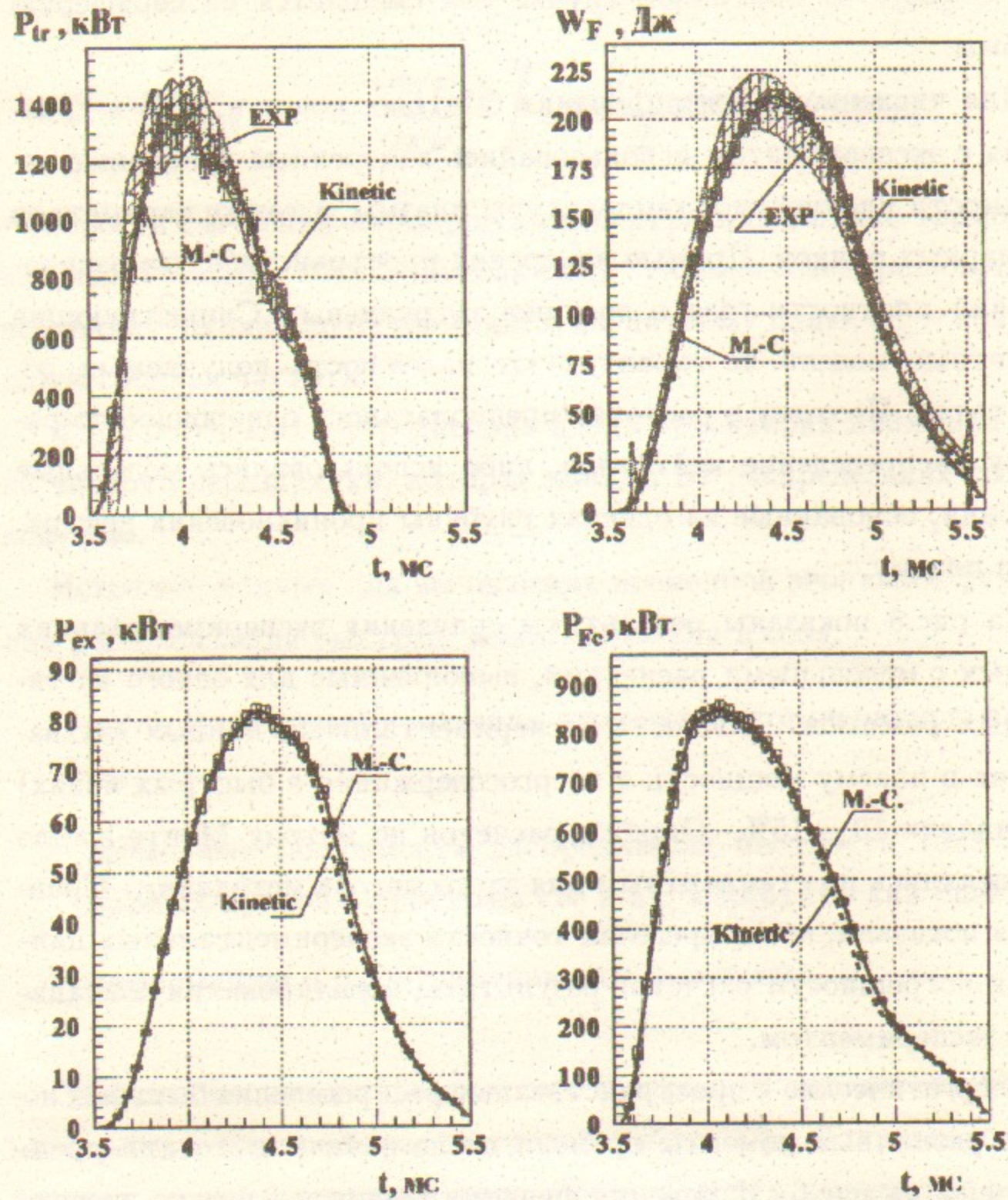


Рис. 5: Интегральные энергетические характеристики быстрых ионов. EXP – экспериментальные данные, М.-С. – результаты расчетов методом Монте-Карло, Kinetic – результаты решения кинетического уравнения.

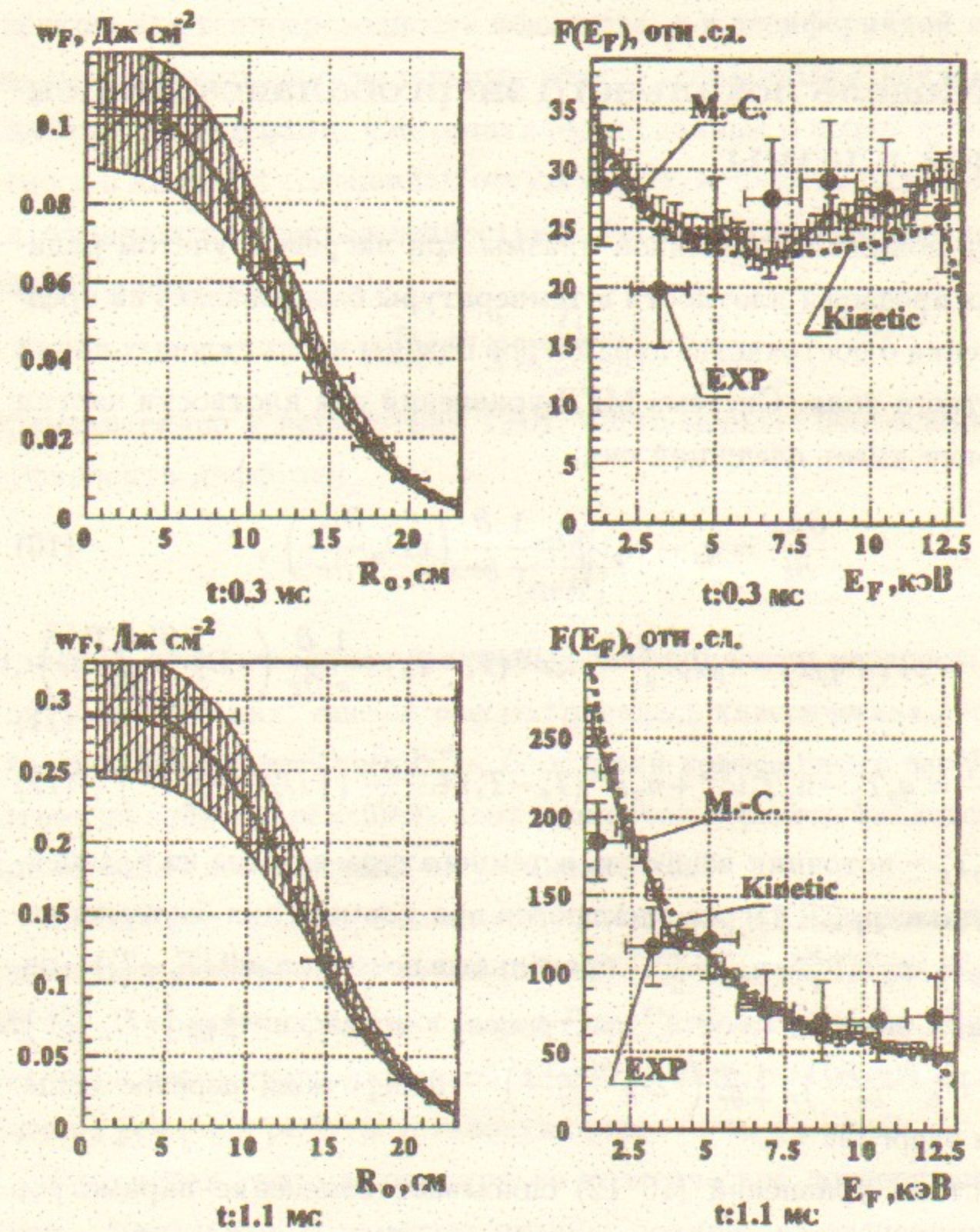


Рис. 6: Распределения быстрых ионов.

мен торможения энергетическая функция распределения принимает вид $F(E_F) \sim E_F^{-1}$.

3 Модель локального энергобаланса мишенной плазмы

Модель поведения мишенной плазмы при нагреве с учетом радиальных профилей плотности и температуры базировалась на предположении о постоянстве параметров плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Система МГД-уравнений для плотности частиц и энергии имеет следующий вид:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = q_g - n_p \nu_{\parallel}^n + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_n \frac{\partial n_p}{\partial r} \right), \quad (10)$$

$$\frac{\partial n_p T_e}{\partial t} = p_{Fe} + q_g T_g - n_p T_e \nu_{\parallel}^{Ee} + n_p \nu^{ie} (T_i - T_e) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_E^e \frac{\partial (n_p T_e)}{\partial r} \right), \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_p T_i}{\partial t} = q_g T_g - n_p T_i \nu_{\parallel}^{Ei} + n_p \nu^{ie} (T_e - T_i) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_E^i \frac{\partial (n_p T_i)}{\partial r} \right), \quad (12)$$

где q_g, T_g – источник вещества и температура плазмы из плазменной пушки, p_{Fe} – нагрев электронов при торможении быстрых ионов, $n_p \nu_{\parallel}, n_p T_e \nu_{\parallel}^{Ee}, n_p T_i \nu_{\parallel}^{Ei}$ – продольные потери, $n_p \nu^{ie} (T_e - T_i)$ – передача энергии от электронов ионам, $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_n \frac{\partial n_p}{\partial r} \right), \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_E^e \frac{\partial (n_p T_e)}{\partial r} \right), \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_E^i \frac{\partial (n_p T_i)}{\partial r} \right)$ – поперечный перенос вещества и энергии.

Система уравнений (10–12) описывает изменение параметров мишенной плазмы во времени и совместно с моделью для быстрых ионов (разд. 2) использовалась для моделирования нагрева плазмы при атомарной инжекции. Модель для быстрых ионов позволяла

вычислять распределение мощности нагрева электронов. При вычислении продольных потерь учитывалось, что в основной плазме электронная теплопроводность подавлена, а в периферийной плазме имеют место дополнительные потери, связанные с контактом плазмы с лимитерами. Систематические данные о поперечном переносе в длинных соленоидах отсутствуют, а теоретические оценки отличаются неопределенностью. Классический коэффициент ионной диффузии

$$D_{cl} = \frac{4}{3} \frac{T_i}{m_i \omega_{ci}^2 \tau_i}, \quad (13)$$

применительно к параметрам ГДЛ, много меньше бомовского коэффициента диффузии

$$D_B = \frac{c T_0}{16 e H_0}. \quad (14)$$

В модели использовались различные коэффициенты переноса: для “оптимистических” оценок рассматривалась классическая диффузия, для “пессимистических” – бомовский коэффициент переноса. Ответ на вопрос о реальных коэффициентах переноса является одной из задач исследований на установке ГДЛ.

Для полного моделирования нагрева плазмы в ГДЛ проводилось совместное решение уравнений (10–12) (программа Target Plasma Model) и уравнения 4 (Программа Fast Particles Model). Пример расчетов параметров мишенной плазмы и быстрых ионов для одного из режимов работы установки представлен на рис.7.

В расчетах учитывались только классические поперечные потери. Начальные параметры плазмы брались из эксперимента: плотность и температура плазмы на оси установки $n_p(0) = 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e(0) = T_i(0) = 6 \text{ эВ}$, ширина профилей 10 и 20 см соответственно. Мощность инжекции составляла около 3 МВт, пробоч-

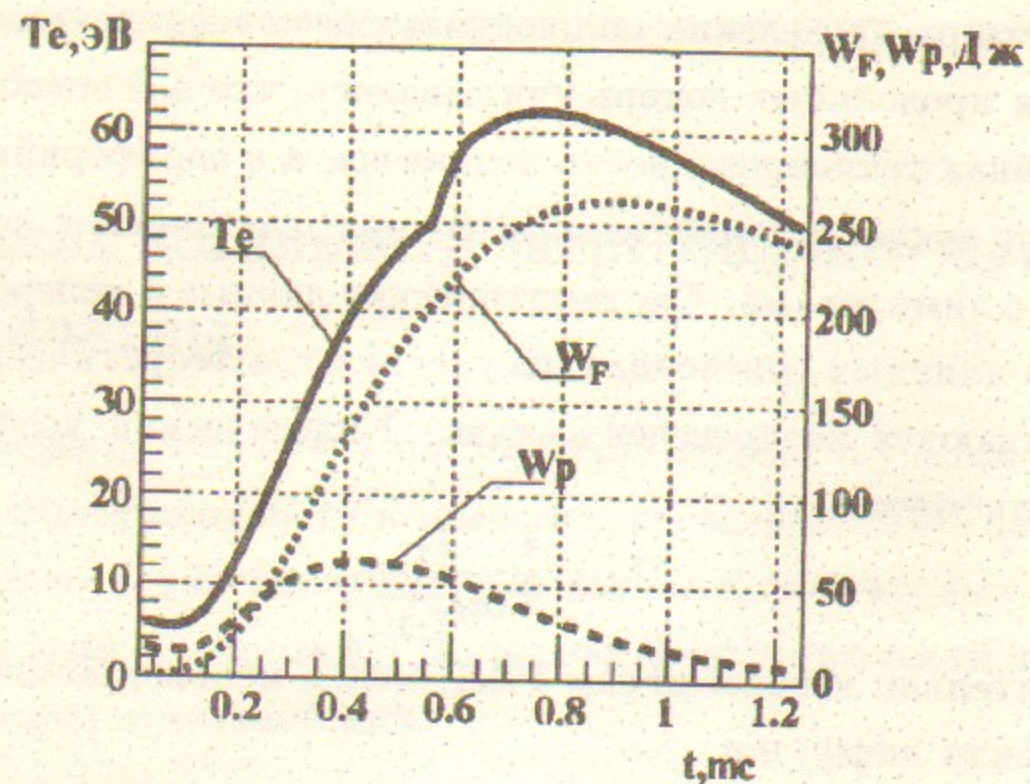


Рис. 7: Расчетные параметры плазмы.

ное отношение 12.5. При инъекции температура плазмы увеличивалась до 63 эВ, в энергосодержание в быстрых ионах составляло 265 Дж. Расчеты, выполненные при учете боровской диффузии, давали более низкие параметры плазмы $T_e(0)$ около 40 эВ, W_F менее 200 Дж. При увеличении пробочного отношения разница между результатами расчетов, выполненных для различных коэффициентов переноса, увеличивалась.

4 Вычисление предельно-достижимых параметров плазмы в ГДЛ

Анализ предельных параметров плазмы в установке ГДЛ проводился с целью исследования возможности получения высоких значений температуры мишенной плазмы и энергосодержания в бы-

стрых ионах, и, как следствие, предельных значений β (отношение давления плазмы к давлению мишенного поля). Варьируемыми параметрами являлись энергия и эквивалентный ток атомарной инъекции, длительность инъекции, вакуумные условия. Используемые на установке ГДЛ шесть атомарных инжекторов "СТАРТ" позволяют иметь, в настоящее время, длительность импульса инъекции до 1.2 мс, энергию инъекции 14 – 15 кэВ и полный эквивалентный ток нейтральных пучков около 140 А. Временная зависимость инжектируемой мощности представлена на рис.8.

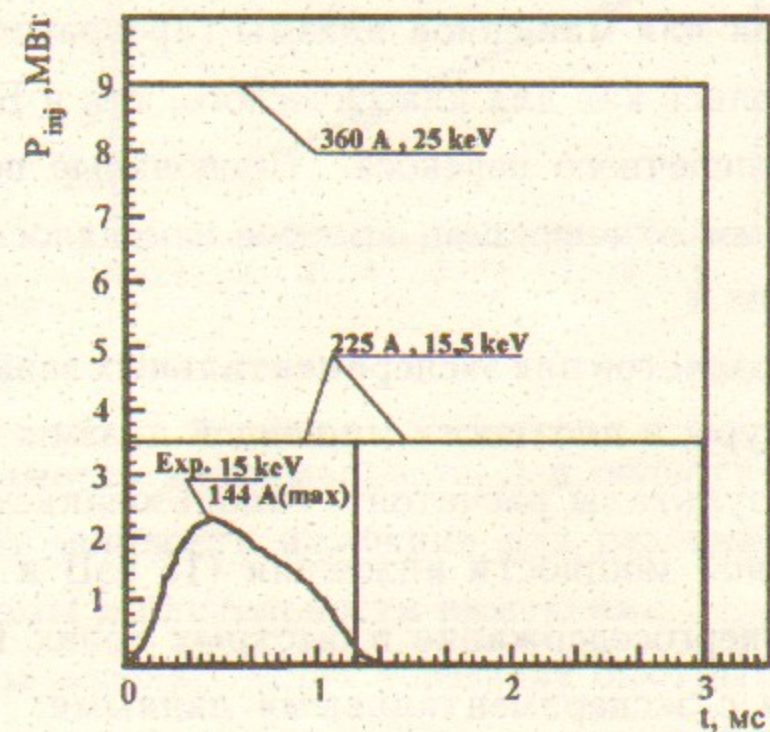


Рис. 8: Зависимости инжектированной мощности от времени.

Конструкция инжекторов [9] и схем питания позволяет увеличить энергию до 25 кэВ, полный ток до 360 А, и длительность до нескольких миллисекунд. Кроме того, может быть улучшена форма импульсов. Расчеты проводились для 5 вариантов параме-

тров инжектируемых пучков, представленных на рис.8. Плотность остаточного газа в ловушке составляла $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Расчеты проводились также для улучшенных вакуумных условий ($1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$).

Моделирование параметров мишенной плазмы проводилось двумя способами. В первом варианте (experiment) параметры мишенной плазмы брались из экспериментов во временном интервале 0 – 1.2 мс (начиная с момента начала инжекции) и оставались фиксированными во временном интервале 1.2 – 3 мс. Во втором варианте (Model) задавались параметры плазмы на момент начала инжекции и распределения потока вещества и температура плазмы из плазменной пушки (q_g, T_g), и проводился самосогласованный расчет по модели для мишенной плазмы (программа TRM). При этом расчеты велись как для классического, так и Бомовского коэффициентов поперечного переноса. Продольные потери определялись пробочным отношением, которое изменялось в диапазоне 12.5 – 75.

Результаты расчетов для экспериментальных зависимостей профилей температуры и плотности мишенной плазмы представлены на рис.9-10. Результаты расчетов с использованием экспериментально измеренной мощности инжекции (15 кэВ и 144 А в максимуме) дают энергосодержание в быстрых ионах 150 – 300 Дж, что согласуется с экспериментальными данными. Если предположить, что при увеличении мощности и длительности инжекции (что дает оценку снизу) параметры плазмы остаются неизменными, то возможно получение энергосодержания в быстрых ионах 1200 – 1800 Дж и, соответственно, β в области остановки быстрых ионов $\sim 20\%$. Из приведенных зависимостей видно, что увеличение длительности инжекции с 1 до 3 мсек не приводит к существенному росту энергосодержания в быстрых ионах β в областях их

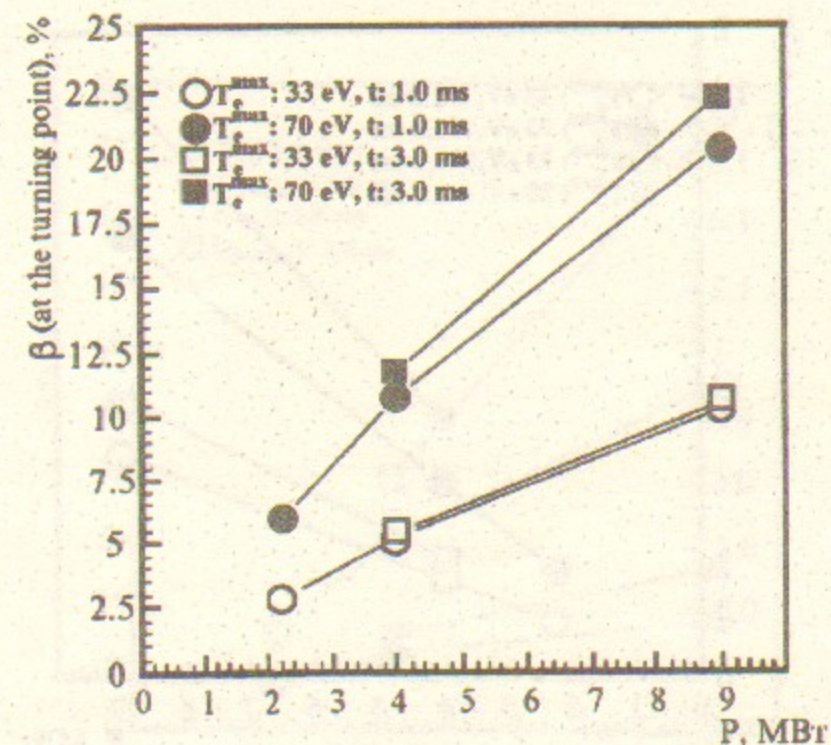


Рис. 9: Зависимость максимального β в области остановки быстрых ионов от мощности инжекции для различных параметров мишенной плазмы и длительности инжекции.

Результаты моделирования поведения быстрых ионов для экспериментальных параметров мишенной плазмы:

- данные 18.05.95 $T_e^{max}: 33 \text{ эВ}$
- данные 17.06.96 $T_e^{max}: 70 \text{ эВ}$

(в расчетах для длительности инжекции 3 мс параметры плазмы "заморожены" в состоянии на 1 мс после начала инжекции).

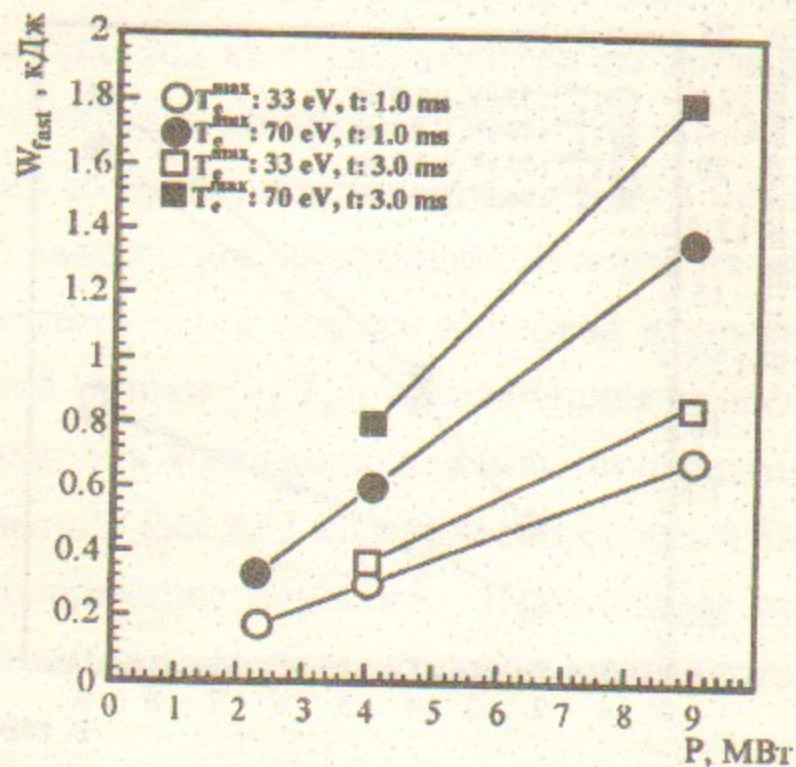


Рис. 10: Зависимость максимального энергосодержания в быстрых ионах от мощности инжекции для различных параметров мишенной плазмы и длительности инжекции.

Результаты моделирования поведения быстрых ионов для экспериментальных параметров мишенной плазмы:

- данные 18.05.95 $T_e^{max}: 33 \text{ эВ}$
- данные 17.06.96 $T_e^{max}: 70 \text{ эВ}$

(в расчетах для длительности инжекции 3 мс параметры плазмы "заморожены" в состоянии на 1 мс после начала инжекции).

отражения. Расчеты, выполненные для улучшенных вакуумных условий (уменьшении плотности нейтрального газа с $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ до $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$), показали, что в этом случае β увеличивается только на $\sim 20\%$.

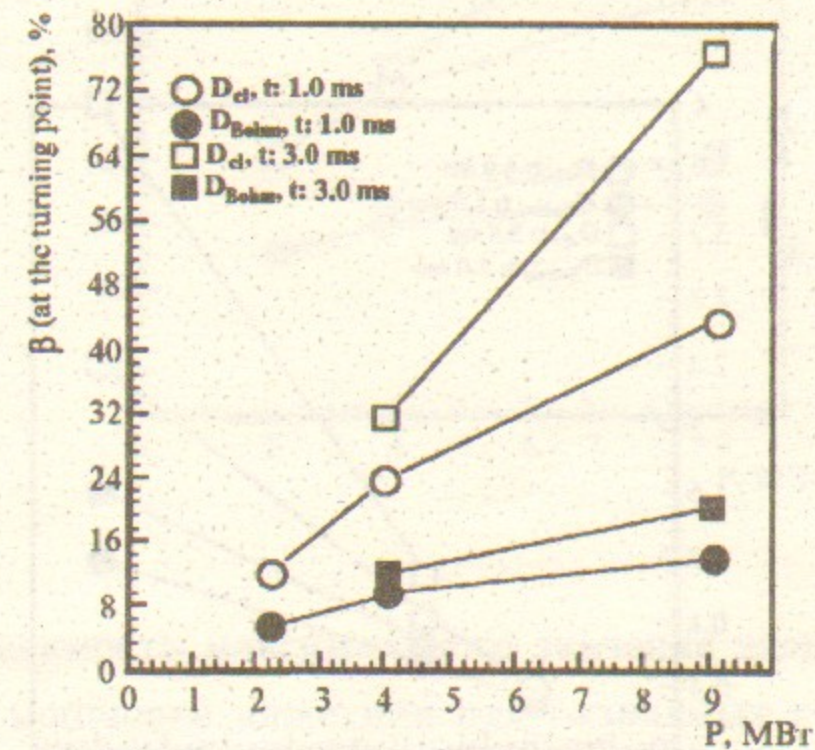


Рис. 11: Зависимость максимального β в области остановки быстрых ионов от мощности инжекции для различных коэффициентов поперечного переноса в мишенной плазме и длительности инжекции.

Расчеты выполнялись для классических D_{cl} и Бомовских D_{Bohm} поперечных потерь.

Решение самосогласованной задачи (учитывающей зависимость параметров плазмы от мощности нагева) осложнено недостаточной информацией о коэффициентах поперечного переноса. В данной работе были проанализированы крайние случаи: "классиче-

ский" и "Бомовский" перенос. Результаты расчетов представлены на рис.11-13. При низкой мощности инъекции (2.16 МВт) энергосодержание в быстрых ионах слабо зависит от коэффициента поперечного переноса и составляет ~ 350 Дж. При этом в случае классического переноса плазма имеет существенно более уз-

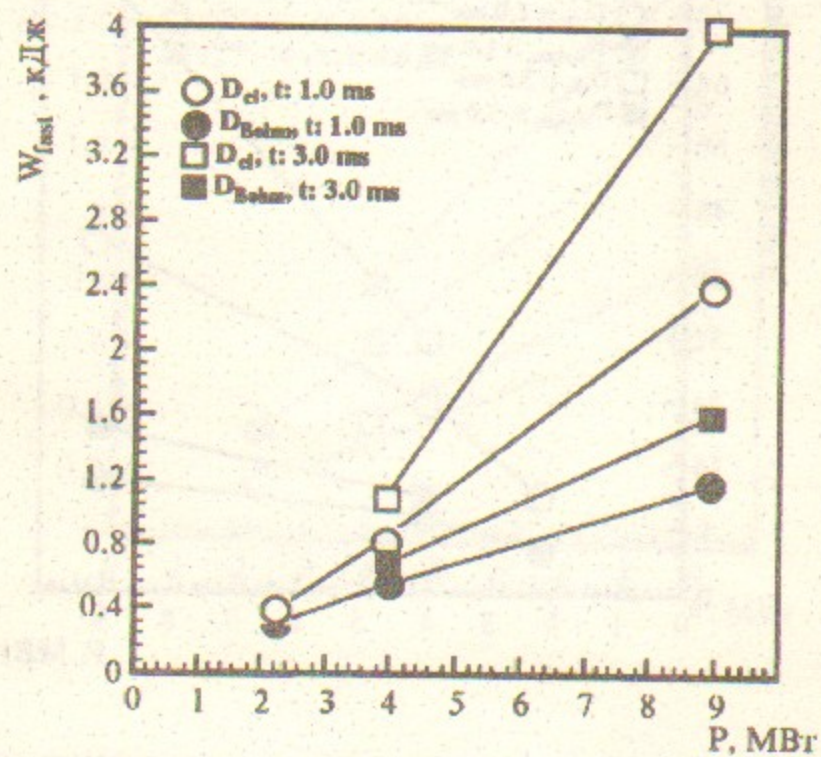


Рис. 12: Зависимость максимального энергосодержания в быстрых ионах от мощности инъекции для различных коэффициентов поперечного переноса в мишенной плазме и длительности инъекции.

Расчеты выполнялись для классических D_{cl} и Бомовских D_{Bohm} поперечных потерь.

кий профиль (полуширина на уровне спада в e раз около 6 см) по сравнению с "Бомовским" переносом (14-20 см). При увеличении мощности инъекции энергосодержание в быстрых ионах при клас-

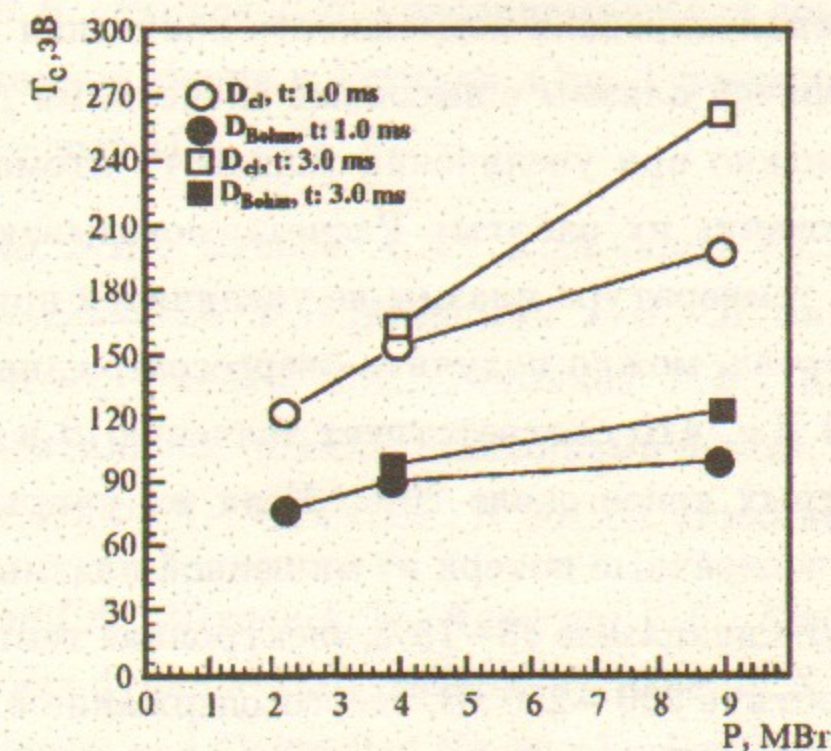


Рис. 13: Зависимость максимального значения электронной температуры от мощности инъекции для различных коэффициентов поперечного переноса в мишенной плазме и длительности инъекции.

Расчеты выполнялись для классических D_{cl} и Бомовских D_{Bohm} поперечных потерь.

сическом переносе примерно в 2 раза больше чем при "Бомовской" диффузии. Температура плазмы также существенно зависит от мощности инъекции и величины коэффициентов поперечного переноса.

Выводы

В работе проанализирована возможность получения на установке ГДЛ ионно-горячей плазмы с высокими значениями β . Получение $\beta > 20\%$ возможно при увеличении мощности атомарной инжекции и упорядочения их работы. Расчеты показывают, что даже в случае если температура плазмы не увеличится при увеличении мощности нагрева, можно получить энергосодержание в быстрых ионах до 1800 Дж, что соответствует значению β в областях отражения быстрых ионов около 20%. Если же учитывать только классические поперечные потери из мишенной плазмы, то возможно получение β в диапазоне 45–75%, электронная температура при этом может достичь 200–250 эВ, энергосодержание в быстрых ионах – 2.5–4 кДж. При увеличении мощности инжекции и росте параметров плазмы появятся дополнительные возможности исследования поперечного переноса в Газодинамической ловушке, так как в этом случае параметры мишенной плазмы существенно зависят от величины коэффициентов переноса поперек магнитного поля.

Благодарности. Автор выражает свою искреннюю признательность А.А.Иванову и П.А.Багрянскому за постановку задачи и поддержку работы, а также К.Ноаку (Исследовательский центр Россендорф) за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Немецкой Службы Академических обменов (DAAD) (Referat:325 Kennziffer:A/95/14244).

Литература

- [1] *Мирнов В.В., Рюттов Д.Д.* Газодинамическая ловушка. // Вопросы Атомной Науки и Техники. Сер. Термоядерный синтез. — 1980. — вып.1(5). — С.57.
- [2] *Давыденко В.И., Иванов А.А., Козьминых Ю.Л., Коллеров Е.П., Котельников И.А., Мишагин В.В., Подминогин А.А., Рогозин А.И., Роечко В.А., Росляков Г.В., Шрайнер К.К.* Экспериментальная модель газодинамической ловушки. // Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 86-104. Новосибирск, 1986.
- [3] *Kotel'nikov I.A., Mirnov V.V., Nagornyj V.P., Ryutov D.D.* New results of gas-dynamic trap research // Proc. of X Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. — 1984. — London. — Vol.2. — P.309, Vienna, IAEA (1985).
- [4] *Котельников И.А., Рюттов Д.Д., Цидулко Ю.А., Катышев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М.* Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки. // Препринт ИЯФ СОАН СССР, N 90-105. Новосибирск, 1990.
- [5] *Kumpf H., Krahl St., Noack K., Otto G., Collatz S.* Computer Simulation of a Plasma Neutron Source. // In: Annular Report 1993 of Institut fur Sicherheitsforschung, Forschungszentrum Rossendorf e.V. — 1993. — Rossendorf, Germany. — pp.58-64.
- [6] *Чеботаев Р.З.* Захват высокоэнергичных атомов при нерадикальной инжекции в газодинамическую ловушку. // Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 86-93. Новосибирск, 1986.

- [7] Рютов Д.Д. Захват быстрых атомов в газодинамической ловушке. // Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 85-32. Новосибирск, 1985.
- [8] Rogozin A.I., Shitovtsev I.V. Сканирующий энергоанализатор атомов перезарядки. // Физика плазмы. — 1994. — Т.20 — С.204.
- [9] Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Многоамперный широкоапертурный импульсный ионный источник СТАРТ-3. // В сб. Тез. докл. 6-й Всесоюзной конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам, Днепропетровск, 1986. Днепропетровск, 1986, с.97.

A.N. Karpushov

**Численное исследование возможности
получения ионно-горячей плазмы
с $\beta \sim 1$ на установке ГДЛ**

A.N. Karpushov

**Numerical analysis of possibility
to gain hot-ion plasma
with $\beta \sim 1$ in GDT device**

ИЯФ 96-84

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 20.11.1996 г.

Сдано в набор 28.11.1996 г.

Подписано в печать 29.11.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.7 печ.л., 1.4 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 84

Обработано на IBM PC и отпечатано на
роталпринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.