

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

А.В. Аникеев, А.Н. Карпушов, К. Ноак, С.Л. Строгалова

ИНТЕГРИРОВАННАЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ
МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

ИЯФ 2000-4

Новосибирск

2000

**Интегрированная вычислительная модель
многокомпонентной плазмы в газодинамической ловушке**
А.В.Аникеев, А.Н.Карпушов, К.Ноак, С.Л.Строгалова***

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера, Новосибирск, Россия

* Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany

** Новосибирский Государственный университет, Новосибирск, Россия

Аннотация

Плазма газодинамической ловушки представляет многокомпонентную систему, состоящую из мишенной плазмы, быстрых ионов и нейтрального газа. Для описания поведения различных компонент и их взаимодействия создана интегрированная вычислительная модель ITCS (Integrated Transport Code System). Модель включает в себя ряд численных кодов для моделирования поведения различных компонент. В работе описаны численные алгоритмы и рассмотрена возможность совместного использования различных кодов для моделирования плазмы в ГДЛ. Представлены результаты тестов работы ITCS, проанализированы перспективы модернизации установки ГДЛ, показано что при модернизации системы атомарной инжекции возможно получение плазмы с электронной температурой до 250 эВ.

**An Integrated Transport Code System for Multicomponent
Plasmas in the Gas Dynamic Trap**

A.V.Anikeev, A.N.Karpushov, K.Noack, S.L.Strogalova***

Budker Institute of Nuclear Physics, 630090, Novosibirsk, Russia

* Forschungszentrum Rossendorf, PF 51 01 19, D 01314, Dresden, Germany

** Novosibirsk State University, 630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

The report is focused on the development of the theoretical and numerical models of multicomponent high β plasma confinement and transport in the Gas Dynamic Trap (GDT). In order to simulate the plasma behavior in the GDT as well as that in the GDT based neutron source the Integrated Transport Code System (ITCS) was developed from existing stand alone codes calculating the target plasma, the fast ions and the neutral gas in the GDT. The code system will consider the full dependence of the transport phenomena on space, time, energy and angle variables as well as the interactions between the particle fields.

© Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера

1. Введение

Одним из способов нагрева плазмы в системах магнитного удержания является инжекция высокоэнергетичных (10-100 кэВ) нейтральных атомов. При инжекции атомарных пучков происходит их захват на мишенной плазме и формирование популяции быстрых ионов. Быстрые ионы тормозятся на электронах и ионах фоновой плазмы и нагревают её.

Именно такой метод нагрева используется в Газодинамической ловушке [1] – одном из типов открытых магнитных систем для удержания высокотемпературной плазмы. Газодинамическая ловушка является одним из наиболее перспективных устройств для создания источника термоядерных нейтронов для материаловедческих исследований и других приложений. Экспериментальная модель Газодинамической ловушки [2] (ГДЛ) в настоящее время работает в Институте Ядерной Физики СО РАН. Основной целью исследований на установке ГДЛ является создание экспериментальной базы данных для создания на ее основе высокопоточного источника нейтронов.

В Газодинамической ловушке для нагрева фоновой плазмы с плотностью $1 \cdot 10 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ используется инжекция 6-ти пучков атомов водорода с энергией 13-17 кэВ, суммарной мощностью до 4.5 МВт. Для анализа нагрева мишенной плазмы и формирования был разработан ряд аналитических и численных моделей.

2. Схема описания нагрева плазмы в ГДЛ

Анализ нагрева плазмы в ГДЛ при атомарной инжекции 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 подробно рассмотрен в [3]. 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 ряду каналов: потери в пробки из основной плазмы, потери на лимитеры и элементы диагностического оборудования в периферийной плазме, радиационные потери, поперечный перенос из основной плазмы в периферийную. 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 использоваться простейшая расчетная модель, включающая систему уравнений для полного числа частиц в ловушке, энергосодержания в основной плазме и в быстрых ионах [4]. Данная модель не учитывает радиальное распределение параметров плазмы в сечении плазменного шнура. 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.)

Для учета пространственных распределений параметров плазмы создан ряд численных кодов. Модель, основанная на применении метода Монте-Карло (FIT, Fast Ion Transport code [5]), созданная в Исследовательском центре Россендорф (Германия), наиболее полно описывает поведение быстрых ионов. Для моделирования нейтральной компоненты используются численные модели TUBE [6] и NEUSI [7]. Для описания мишенной плазмы и при близких расчетах быстрых ионов разработан код FITC [8]. Пространственные распределения источников термоядерных нейтронов и протонов, образующихся в DD реакциях, вычисляются с помощью кода FIT, для вычисления потоков продуктов термоядерных реакций на детекторы и стенки вакуумной камеры применяется код MCNP [9].

Ниже подробно рассмотрены код FITC и структура взаимодействия различных кодов при моделировании плазмы в ГДЛ.

3. Быстрый интегрированный код переноса (FITC)

3.1 Кинетическая модель для быстрых ионов.

Популяция быстрых ионов в ГДЛ характеризуется их функцией распределения. Используя ранее 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 (FIT, Fast Ion Transport code), созданная в Исследовательском центре Россендорф (Германия), позволяет получить полную информацию о быстрых ионах ($f_r(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$). Результаты таких расчетов активно

применяются для интерпретации экспериментальных данных, однако его оперативное применение затруднено из-за большого объема вычислений.

В настоящей работе рассмотрена упрощенная модель описания поведения быстрых ионов в двухкомпонентной плазме. Упрощения связаны с использованием двух предположений. Первое предположение: угловой разброс быстрых ионов много меньше π – 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 в следующем виде:

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

где $f_c^0(r_0, E_F, t)$ – функция распределения ларморовских центров в центральном сечении ловушки, усредненная по азимутальному углу, r_0 – радиус магнитной поверхности, E_F – энергия быстрого иона, $v_{drag}(r_0, E_F, t)$ – обратное время торможения иона усредненное по его траектории, $v_{rad}(r_0, E_F, t)$ – скорость смещения ларморовского центра в результате неоднородности по ларморовской орбите торможения быстрого иона, $v_{ex}(r_0, E_F, t)$ – частота перезарядки.

Для решения уравнения (1) требуется информация о

- ◆ профилях плотности и температуры плазмы,
- ◆ временных зависимостях распределений плотности тока атомарных пучков в пространстве и их энергетическом спектре,
- ◆ распределении нейтральной компоненты в ловушке.

3.2 Газодинамическое описание 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:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q_g - n \cdot v_{pr}^n + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial r} \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n \cdot T_i}{\partial t} = & q_g \cdot T_{gi} - n \cdot T_i \cdot v_{pr}^{Ei} + n \cdot (T_e - T_i) \cdot v^{ei} + \\ & + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r (D_E^i \cdot n) \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r (D_n \cdot T_i) \frac{\partial n}{\partial r} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n \cdot T_e}{\partial t} = & q_g \cdot T_{ge} - n \cdot T_e \cdot v_{pr}^{Ee} - n \cdot (T_e - T_i) \cdot v^{ei} + \frac{2}{3} P_{Fe} + \\ & + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r (D_E^e \cdot n) \frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r (D_n \cdot T_e) \frac{\partial n}{\partial r} \end{aligned} \quad (4)$$

где $n(r, t)$, $T_i(r, t)$, $T_e(r, t)$ – плотность мишенной плазмы, ионная и электронная температуры, $q_g(r, t)$, $T_{gi}(r, t)$, $T_{ge}(r, t)$ – пространственное распределение источников вещества и температура плазмы из источника, $v_{pr}^n(r, t)$, $v_{pr}^{Ee}(r, t)$, $v_{pr}^{Ei}(r, t)$ – обратные времена продольных потерь частиц и энергии, $D_n(r, t)$, $D_E^i(r, t)$, $D_E^e(r, t)$ – коэффициенты поперечного переноса, $v^{ei}(r, t)$ – обратное время обмена энергией между электронами и ионами, $P_{Fe}(r, t)$ – пространственное распределение нагрева электронов быстрыми ионами.

Система уравнений (2-4) описывает изменение параметров мишенной плазмы во времени и 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 поперечных переносах в длинных соленоидах отсутствуют, а теоретические оценки отличаются неопределенностью.

В модели использовались различные коэффициенты переноса:

$$\text{классическая диффузия} \quad D_{cl} \sim \frac{\rho_i^2}{\tau_{ie}^s} \quad (5)$$

и боровский коэффициент переноса $D_B \sim \frac{1}{16} \frac{cT}{eB}$. (6)

Ответ на вопрос о реальных коэффициентах переноса является одной из задач исследований на установке ГДЛ.

3.3 Численный алгоритм.

МГД уравнения (2-4) являются параболическими уравнениями в цилиндрических координатах. При использовании неявной схемы для решения таких уравнений выполнены условия для устойчивости и монотонности решения. При решении уравнений использовался метод прогонки. Уравнение в частных производных для быстрых ионов (1) решалось методом характеристик, при этом учитывалось, что $v_{rad}(r_0, E_F, t)$ знакопеременная величина.

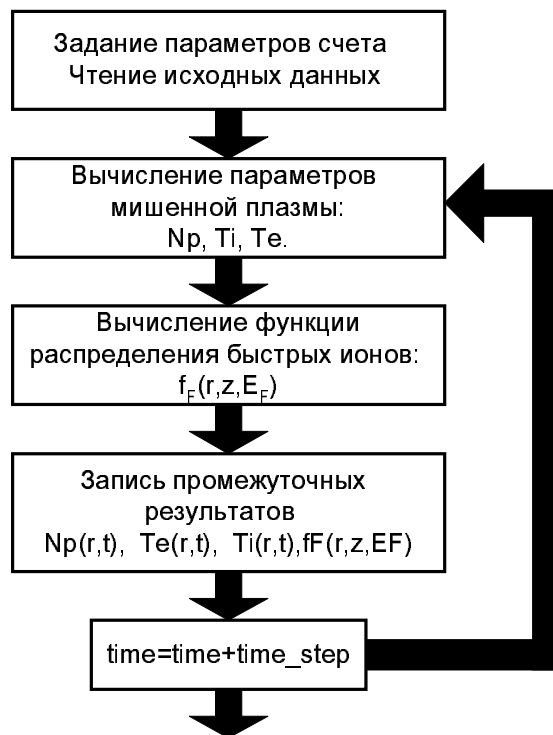


Рис.1 Схема алгоритма

Схема численного алгоритма показана на рис. 1. Исходными данными для вычислений являются:

- геометрия установки и магнитного поля,
- характеристики работы плазменной пушки,
- и системы атомарной инжекции,
- распределения нейтральной компоненты в объеме вакуумной камеры.

Для реализации численного алгоритма был создан код FITC (Fast Integrated Transport Code). Программа позволяет считать как самосогласованную задачу – «мишенная плазма» + «быстрые частицы», так и проводить независимые расчеты для каждой из компонент. В этом случае используются дополнительные исходные данные: пространственные распределения плотности и температуры мишенной плазмы при расчете накопления быстрых ионов; распределение мощности нагрева электронов быстрыми ионами при моделировании нагрева мишенной плазмы. Последний вариант позволяет проводить расчеты параметров мишенной плазмы для их использования в коде FIT (Монте-Карло) для быстрых ионов.

3.4 Исследование зависимости параметров мишенной плазмы от коэффициентов переноса.

При анализе влияния коэффициентов переноса на параметры плазмы исследовались зависимости профилей плотности, электронной и ионной температур от выбора коэффициентов переноса. Коэффициенты поперечного переноса использовались в виде: $A \times D_{cl} + B \times D_B$, где A и B численные множители.

Примеры результатов расчетов для A 0.25-3 и B 0.05-1 представлены на рис. 2,3. В качестве исходных данных использовались параметры стандартного режима работы ГДЛ (мощность атомарной инжекции в максимуме 4.3 МВт, магнитное поле в центре 2.1 кГс, пробочное отношение 45). На графиках представлены радиальные профили плотности и температуры через 1 мс после начала инжекции атомарных пучков. Показано, что поперечные потери играют существенную роль при величине коэффициентов поперечного переноса превышающих классические (ионную теплопроводность и не амбиполярную диффузию (5)). Наилучшее согласие с параметрами плазмы, измеряемыми в эксперименте, достигается при $D = 1 \times D_{cl} + 0.2 \times D_B$.

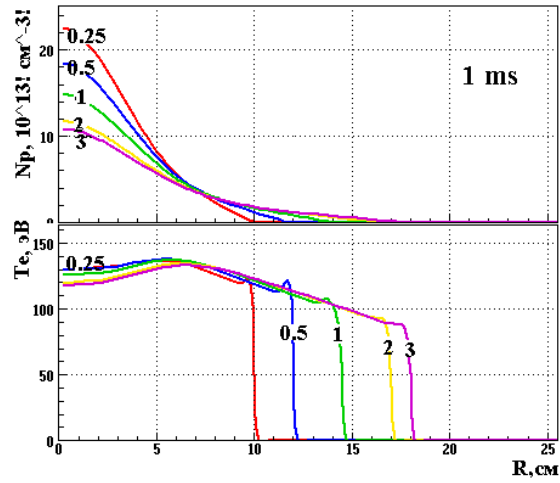


Рис.2 Профили плотности и температуры плазмы при «классических» коэффициентах переноса.

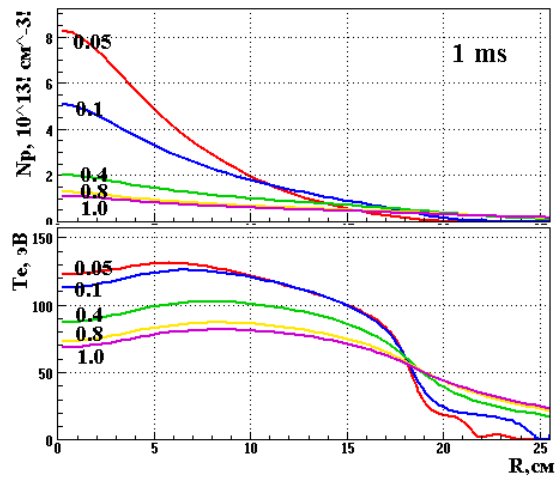


Рис.3 Профили плотности и температуры плазмы при «Бомовской» диффузии.

3.5 Численное исследование возможности получения в Газодинамической ловушке электронной температуры 200-300 эВ.

Одной из задач экспериментальных работ на ГДЛ является демонстрация возможности удержания в открытой магнитной системе плазмы с термо ядерными параметрами. В связи с этим важным шагом явилась бы демонстрация возможности получения в ловушке плазмы с плотностью $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой 200-300 эВ. Возможными направлениями модернизации установки с целью получения более высоких параметров являются: увеличение магнитного поля и увеличение пробочного отношения, увеличение мощности и длительности атомарной инжекции, использование фо

N	I _{gun} (A)	B (kG)	R _m	P _{inj} (MW)	E _{inj} (keV)	A _{NB} (cm)	Time (ms)	T _e (eV)	N _p (10 ¹³ cm ³)	W _F (J)
1	540	2	45	4.245 (max)	15.5	10	1	115	2.1	1030
2	540	2	45	4.0	15.5	10	1	120	2.0	1203
							3	148	1.6	1912
3	540	3.5	45	4.0	15.5	10	1	139	2.7	1198
							3	172	2.1	2040
4	540	3.5	45	10.0	25	10	1	188	2.1	2760
							3	237	1.7	4448
5	1076	3.5	45	10.0	25	10	1	191	4.0	3659
							3	246	3.2	6180
6	540	3.5	45	10.0	25	5	1	209	2.0	3200
							3	259	1.6	4960
7	540	3.5	90	10.0	25	10	1	218	2.3	3327
							3	259	1.7	5131
8	1076	3.5	90	4.0	15.5	5	1	161	5.7	1672
							3	206	3.8	3283
							6	227	3.5	3876
9	1076	3.5	90	10.0	25	5	1	236	4.2	4636
							3	290	3.0	7667
							6	311	2.8	8191

Таб.1 Варианты модернизации установки ГДЛ.

I_{gun} – эквивалентный ток плазменной пушки, B – магнитное поле, R_m – пробочное отношение, P_{inj} – инжектируемая мощность, E_{inj} – энергия инжекции, A_{NB} – размер пучков, Time – длительность атомарной инжекции, T_e – электронная температура, W_F – энергосодержание в быстрых ионах.

кусирующих ионно-оптических систем для уменьшения размера атомарных пучков. Для анализа «отклика» плазмы на такие изменения использовался код FITS, описанный выше.

В настоящее время магнитное поле в центре ГДЛ составляет 2.0-2.2 кГс, мощность атомарной инжекции – до 4.5 МВт, при энергии инжекции 13-17 кэВ, размер пучков в направлении перпендикулярном оси установки – 8.5-10 см. Увеличение энергии систем питания магнитного поля может позволить получить поле в центре до 3.5 кГс. Увеличение мощности атомарной инжекции до 10 МВт и энергии до 25-30 кэВ требует разработки новых атомарных инжекторов и их систем питания. Фокусирующие ионно-оптические системы позволяют сфокусировать пучок до 5 см. Форсирование плазменной пушки должно увеличить поток плазмы в ловушку в 2 раза.

Исходя из перечисленных выше возможностей, моделировались различные «сценарии» работы установки. В таблице 1 представлены основные характеристики ряда режимов. Примеры зависимости ряда параметров от времени для одного из режимов показаны на рис. 4.

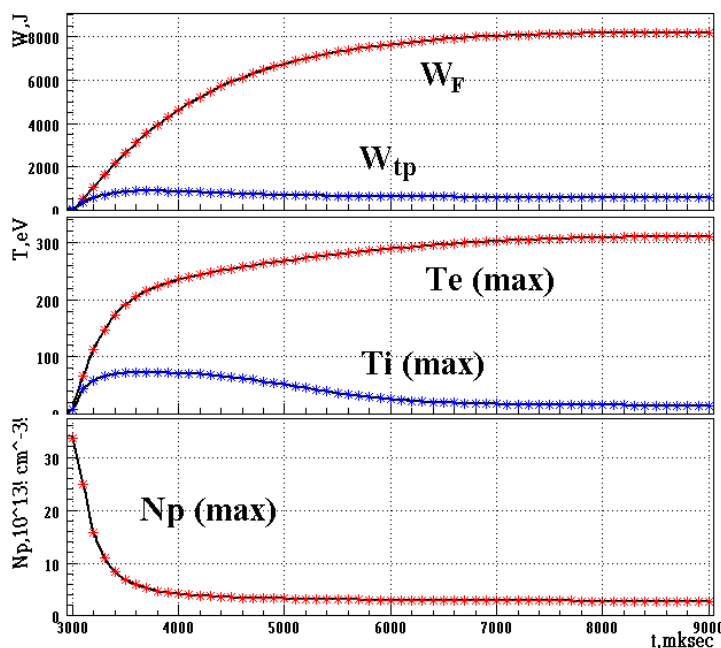


Рис.4 Зависимость параметров плазмы в ГДЛ от времени при мощности атомарной инжекции 10 МВт (режим N9).

Результаты моделирования показали, что при мощности атомарной инжекции 4 МВт и длительности 3-5 мс, возможно получение электронной температуры 200-230 эВ. Дальнейшее увеличение электронной температуры возможно при увеличении мощности атомарной инжекции. Увеличение магнитного поля с 2 до 3.5 кГс приводит к увеличению электронной температуры на 15-30 %.

4. Взаимодействие численных кодов в интегрированной вычислительной модели.

Быстрый интегрированный код переноса (FITC) позволяет достаточно быстро получить информацию о параметрах мишенной плазмы и ряде характеристик быстрых ионов. Однако так как он не учитывает распределений быстрых ионов по pitch-углам и азимутальному углу, требует взятых извне распределений нейтрального газа для получения полной информации о быстрых ионах необходимо использовать код FIT.

Для тестирования возможности совместного использования FIT и FITC был разработан алгоритм взаимодействия программ (рис.5). Для получения 0-го приближения (0 итерация) выполнялись вычисления для быстрых ионов и мишенной плазмы с помощью кода FITC. Полученные пространственные распределения электронной температуры и плотности мишенной плазмы использовались в качестве входных параметров для подробного моделирования быстрых ионов (код FIT). Код FIT давал на выходе уточненные пространственные и временные распределения мощности нагрева мишенной плазмы, которые передавались программе FITC для следующей итерации. В первой и последующих итерациях код FITC вычислял только параметры мишенной плазмы. Критерием окончания итераций служило малое отличие параметров плазмы между двумя последующими итерациями. На любом шаге для уточнения распределения параметров нейтральной компоненты в цикл могли быть включены коды TUBE и NEUSI.

Примеры вычислений для условий приближенных к эксперименту на установке ГДЛ представлены на рис.6. После 4-х итераций достигнута точность итераций <4 %. Сам процесс сходимости проиллюстрирован на рис.7. Критерием сходимости служили величины:

$$\frac{\int |n_p^i - n_p^{i-1}|}{\int n_p^i} \text{ и } \frac{\int |T_e^i - T_e^{i-1}|}{\int T_e^i} .$$

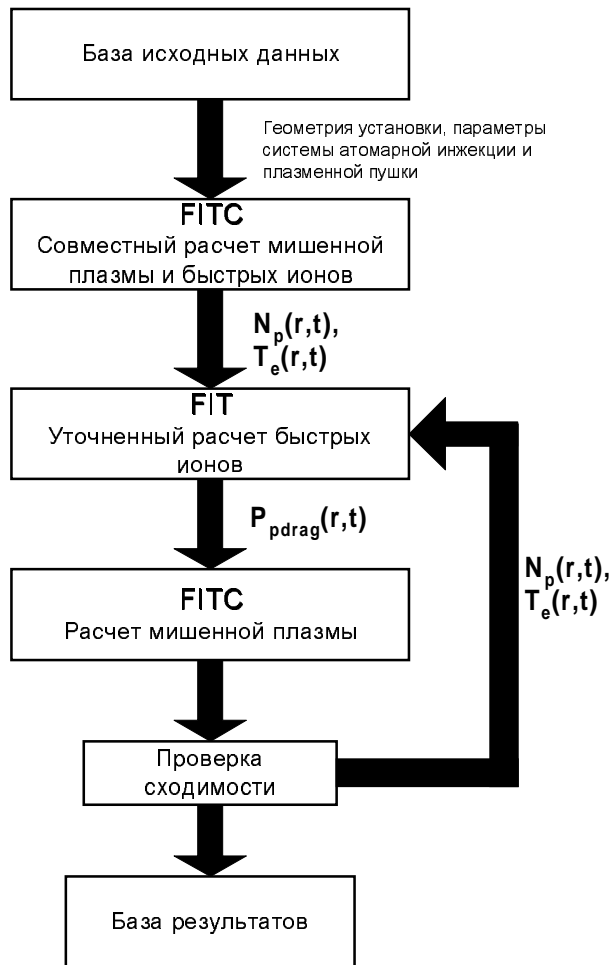


Рис.5 Схема алгоритма

Полученные в расчетах характеристики мишенной плазмы и быстрых ионов находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Необходимость применения описанного выше итерационного процесса обусловлена необходимостью иметь в качестве исходных данных программы

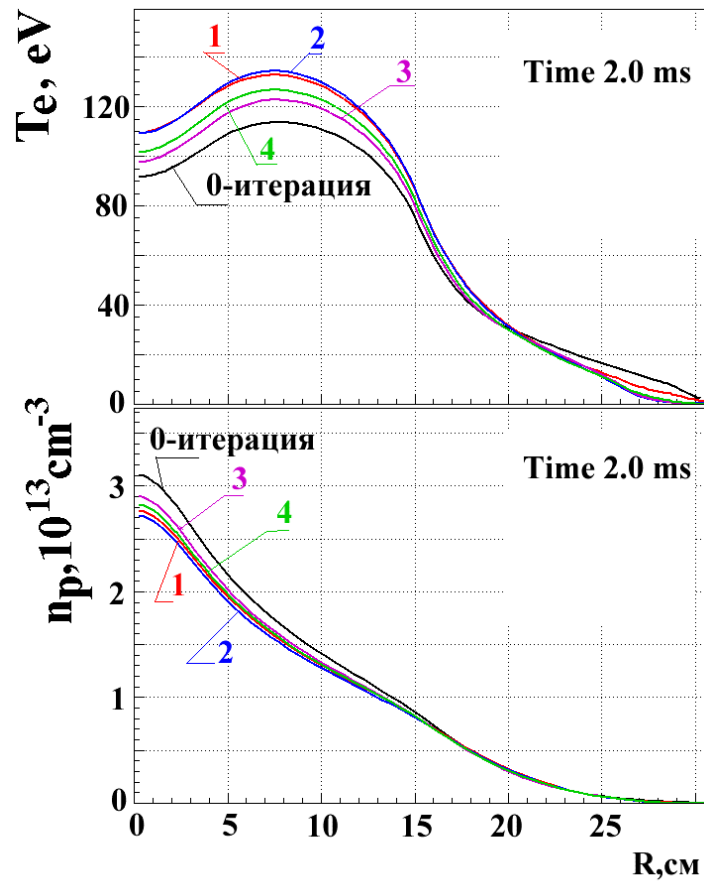


Рис.6 Профили плотности и температуры плазмы через 2 мс после начала инжекции на различных этапах итерационного процесса.

ГИТ (быстрые ионы) временную эволюцию параметров мишенной плазмы ($T_e(r,t)$, $n_p(r,t)$) для всего рассматриваемого временного интервала.

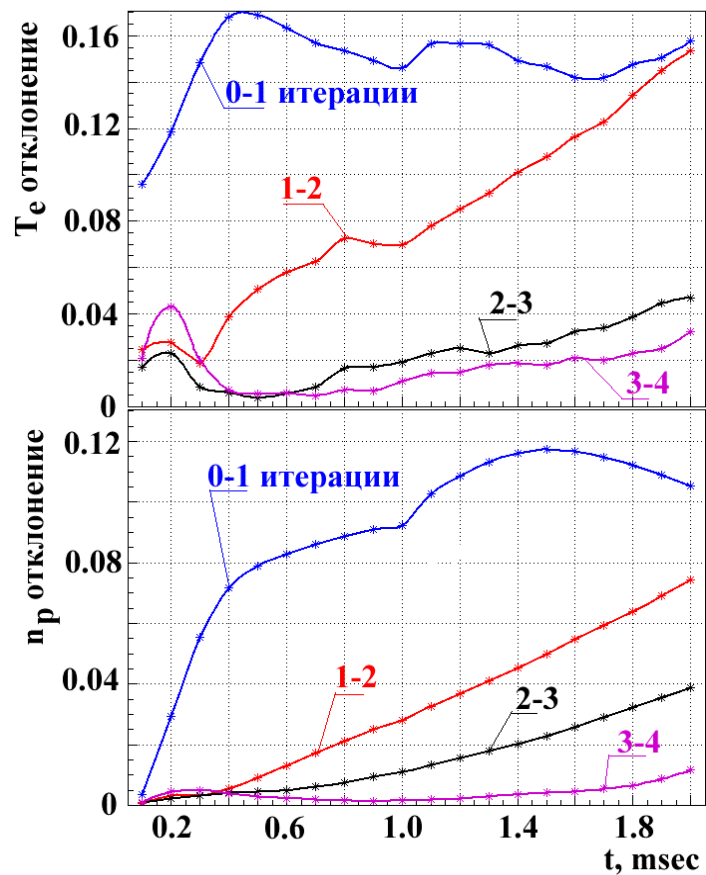


Рис.7 Сходимость итерационного процесса.

5. Основные результаты.

Ниже перечислены основные результаты работы:

- Создана и протестирована модель накопления, нагрева и распада плазмы в ГДЛ (FITC).
- Найдены коэффициенты переноса соответствующие измеряемым в эксперименте профилям плотности и температуры плазмы в ГДЛ. Проанализировано влияние коэффициентов диффузии на параметры плазмы.
- Проанализирована возможность получения электронной температуры

200 300 эВ на установке ГДЛ

- Продемонстрирована возможность совместной работы модулей входящих в интегрированную численную модель ГДЛ.

В ближайшее время планируется промоделировать различные режимы работы водородного прототипа на основе ГДЛ и уточнить характеристики быстрых ионов в режимах с высокой электронной температурой и плотностью быстрых ионов.

Благодарности.

Авторы выражают благодарность П.А.Багрянскому, Ю.А.Цидулко и А.А.Иванову за полезные обсуждения в ходе работы, С.Коллатцу и Г.Отто за поддержку при выполнении расчетов.

Данная работа была выполнена при частичной поддержке Международного Научно - Технического Центра, проект № 492.

А.В.Аникеев благодарит фонд Александра фон Гумбольдта (ФРГ) за поддержку его работ в Исследовательском центре Россендорф по данной теме.

Литература.

- [1] Мирнов В.В., Рютов 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., Роевко В.А., Росляков Г.В., Шрайнер К.К., «Экспериментальная модель газодинамической ловушки.» // Препринт ИЯФ СО АН СССР, N 86-104. Новосибирск, 1986.
- [3] A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, A.A.Ivanov, A.N.Karpushov, S.V.Korepanov, A.A.Lizunov, V.V.Maximov, A.A.Podyminogin, S.V.Murakhtin, K.Noack “Energy confinement of finite β plasma in the gas dynamic trap” 1998 ICPP & 25th EPS CCFPP, Prague, 1998. Cont. Papers, Ed.P.Pavlo, ECA (1998) v.22C, p.627 630
- [4] А.А.Иванов, А.Н.Карпушов, «Моделирование динамического перехода плазмы в ГДЛ через границу МГД-устойчивости при инжекции атомарных пучков» Препринт ИЯФ СО РАН №96-2 (1996)
- [5] K.Noack, G.Otto, S.Collatz «Transport Simulations of Fast Ion and Neutral

- Gas Dynamic During GDT Experiments» Proc. of the International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Novosibirsk, Russia, July 27-31, 1998. Transactions of Fusion Technology (ANS). Vol.35, № 1T, FUSTE8(1) (1999) p.218-222
- [6] П.А.Багрянский, Е.Д.Бендер, А.А.Иванов, С.Коллатц, С.Краль, К.Ноак, С.В.Мурахтин Влияние свойств первой стенки на перенос нейтральных частиц в ГДЛ *Физика Плазмы*, 1997, Том 23, №11, стр.979-987
- [7] S.Collatz, K.Noack «NEUSI—A Code for the Calculation of Neutral Particle Densities Inside the Plasma Region of the GDT» Transactions of Fusion Technology (ANS). Vol.35, № 1T, FUSTE8(1) (1999) p.375-378
- [8] А.Н.Карпушов, «Численное исследование возможности получения ионно-горячей плазмы с $\beta \sim 1$ на установке ГДЛ» Препринт ИЯФ СО РАН №96-84 (1996)
- [9] MCNPTM – A General Monte Carlo N Particle Transport Code, Ed. Judith F. Briesmeister, Manual, LLNL, LA 12625 M, Version 4B, (1997)