



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 100 за 2015 г.



ISSN 2071-2898 (Print)  
ISSN 2071-2901 (Online)

Долголева Г.В.

Влияния переноса быстрых  
заряженных частиц на  
горение термоядерных  
мишеней

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Долголева Г.В. Влияния переноса быстрых заряженных частиц на горение термоядерных мишеней // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2015. № 100. 12 с.

URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2015-100>

**Ордена Ленина**  
**ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ**  
**имени М.В.Келдыша**  
**Российской академии наук**

**Г.В. Долголева**

**Влияния переноса  
быстрых заряженных частиц  
на горение термоядерных мишеней**

**Москва — 2015**

*Долголева Г.В.*

**Влияния переноса быстрых заряженных частиц на горение термоядерных мишеней**

Для адекватного описания физики лазерной плазмы необходимо учитывать большое количество физических процессов. Один из них – перенос энергии быстрыми заряженными частицами, продуктами термоядерных реакций. Проблема рождения и переноса заряженных частиц, возникающих в результате термоядерных реакций в горячей дейтериево-тритиевой плазме, очень существенна. Важно точно отразить в модели, где и как заряженные частицы отдают свою энергию, т.е. рассчитать нестационарный перенос энергии быстрыми заряженными частицами. В работе приводится модель расчета переноса  $\alpha$ -частиц, численно исследуется влияние этого процесса на параметры мишени.

**Ключевые слова:** лазерная плазма, заряженные частицы, перенос энергии.

*Galina Vladimirovna Dolgoleva*

**The influence of the transport of fast charged particles in burning fusion targets**

For an adequate description of the physics of laser plasma it is necessary to consider a large number of physical processes. One of them is the transfer of energy of a fast particle products of thermonuclear reactions. The problem of the birth and transfer of the charged particles resulting from fusion reactions in a burning deuterium - tritium plasma, is very significant. It is important to reflect in the model, where and how charged particles give up their energy, i.e. to calculate the non-stationary transfer of energy of the fast charged particles. The paper presents a model calculation of the transport of  $\alpha$ -particles, we numerically investigate the influence of this process on the parameters of the target.

**Key words:** laser plasma, charged particles, energy transfer

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 14-01-00251-а.

## **Введение**

Ограниченность наших возможностей в проведении экспериментов с полномасштабным термоядерным горением в мишенях с необходимостью диктует обращение к численному моделированию. Это не только позволяет объяснить эксперимент, способствует пониманию его результатов, но и облегчает проведение самих экспериментов, прогнозирование их результатов.

Физика, имеющая место в задачах управляемого термоядерного синтеза, очень сложна. Для ее адекватного описания нужно учитывать большое количество физических процессов. Существует много программ для численного исследования процессов, протекающих в плазме, как одномерных, так и двумерных. Одномерные программы в отличие от двумерных содержат большее количество физических процессов [1]-[3], адекватно описывающих физику плазмы. Это естественно: поскольку сложная физика в задачах управляемого термоядерного синтеза диктует создание сложных математических моделей, а они в свою очередь требуют разработки сложных численных алгоритмов, в одномерном случае это сделать проще.

Проблема рождения и переноса заряженных частиц, возникающих в результате термоядерных реакций в горячей дейтериево-тритиевой плазме очень существенна. Часто расчет горения мишени проводится в приближении локального выделения энергии  $\alpha$ -частицами, т.е. частица отдает свою энергию в той же точке пространства, в которой она родилась. Однако в условиях, когда запасы по зажиганию мишеней малы, при определении параметров мишени, а также при оценке масштаба лазерной установки, необходимой для осуществления зажигания мишени важно точно отразить в модели, где и как заряженные частицы отдают свою энергию, т. е. рассчитать нестационарный перенос энергии, импульса и массы быстрыми заряженными частицами.

## **Модель переноса быстрых заряженных частиц**

Все вычислительные эксперименты проведены по программе, ориентированной на численное исследование физических процессов, протекающих в лазерной плазме [3]. В программе рассчитываются следующие процессы: движение среды при наличии отрыва температур (ионов и электронов), поглощение лазерной энергии с учетом отражения от критической плотности, перенос тепла электронами и ионами с ограничением диффузионного потока, спектральный перенос излучения в квазидиффузионном приближении и его взаимодействие с веществом, ионизация вещества и возбуждение ионов в неравновесной нестационарной плазме, кинетика термоядерных реакций и перенос энергии быстрыми заряженными частицами – продуктами термоядерных реакций ( $\alpha$ -частицами). Уравнения состояния, пробеги излучения, коэффициенты электронной и

ионной теплопроводности, электрон-ионной релаксации и поглощения лазерной энергии рассчитывались согласно составу плазмы [4].

Уравнение для переноса быстрых заряженных частиц в диффузионном приближении, которое получено из кинетических уравнений интегрированием последнего по углу, имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} N_E = \nabla(D_E \nabla N_E) + \frac{1}{t_E} \frac{\partial}{\partial E} \left[ N_E \left( E + \frac{\gamma t_E}{E} \right) \right].$$

Здесь  $N_E$  – плотность быстрых заряженных частиц с энергией  $E$ ,  $D_E$  – коэффициент диффузии, учитывающий ограничение потока,  $t_E$  – характерное время торможения  $\alpha$ -частицы,  $\gamma$ -параметр, скорость  $\alpha$ -частицы  $v$  связана с ее энергией соотношением  $v = \sqrt{2E/m_\alpha}$ .

Рождающиеся в результате термоядерных реакций  $\alpha$ -частицы имеют некоторую максимальную скорость  $V_{\max}$  и затем тормозятся по мере распространения от точки рождения. Введем безразмерную скорость  $\alpha$ -частицы  $u = \frac{v}{V_{\max}}$ , которая будет меняться в диапазоне от 0 до 1, и разобьем этот интервал на  $N$  групп. Пусть индекс  $k$  обозначает  $k$ -ю группу  $\alpha$ -частицы. Переходя от дифференциальных уравнений для непрерывного спектра  $\alpha$ -частицы к уравнениям для спектральных групп, после несложных преобразований получаем следующие уравнения, описывающие перенос быстрых заряженных частиц в приближении многогрупповой диффузии

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} N_k &= \text{div}(D_k \nabla N_k) - \frac{N_k}{\tau_k} + \frac{N_{k+1}}{\tau_{k+1}} + N_\alpha \delta_{N_k}, \\ \rho \frac{\partial E_e}{\partial t} &= \dots + \frac{\partial Q_e}{\partial t}, \quad \rho \frac{\partial E_i}{\partial t} = \dots + \frac{\partial Q_i}{\partial t}, \end{aligned}$$

где  $N_k$  – плотность быстрых заряженных частиц с энергией  $E_k$ ,  $N_\alpha$  – источник  $\alpha$ -частиц.

Если в качестве единиц измерения использовать единицы, принятые в расчетах лазерных мишеней, а именно: единица длины – 100 мкм, времени – 1 нс, массы –  $10^{-6}$ г, температуры – 1 кэВ, то входящие в уравнения параметры вычисляются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} N_\alpha &= 60.22 \frac{\rho C_\alpha}{\langle A \rangle}, \\ C_\alpha &= \frac{1}{\langle A \rangle} \rho C_T C_D \langle \sigma v \rangle_{DT}, \end{aligned}$$

где  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  – скорость DT-реакции,  $C_T, C_D$  – концентрации трития и дейтерия.

Используемые в уравнениях коэффициенты на разностной сетке имеют вид:

$$\begin{aligned} \tau_k &= \frac{2}{3} t_E \ln \left( \frac{u_{k+1}^{\frac{3}{2}} + \gamma_{k+1} t_E}{u_k^2 + \gamma_k t_E} \right), & D_k &= \frac{129 \sqrt{u_k}}{3 \lambda_k^{-1} + \frac{1}{N_k} |\nabla N_k| \frac{1}{\mu_k}}, \\ u_k &= \frac{2}{3} \frac{u_{k+1} + u_{k+1}^{\frac{2}{3}} u_k^{\frac{1}{3}} + u_k}{u_{k+1}^2 + u_k^2}, & \frac{1}{\mu_k} &= 1 + 3 \exp \left( -\frac{\lambda_k}{2} \frac{|\nabla N_k|}{N_k} \right), \\ \lambda_k^{-1} &= 1.63_{10} - 3 \frac{\langle z^2 \rangle}{\langle A \rangle} \rho \frac{3}{u_{k+1}^2 + u_k u_{k+1} + u_k^2}, \\ t_E^{-1} &= 348 \frac{\langle z \rangle}{\langle A \rangle} \frac{\rho}{T_e^{\frac{3}{2}}} \ln \Lambda_e, & \gamma_k &= 1.78 \frac{\langle z^2 \rangle}{\langle A \rangle^2} \rho \ln \Lambda_{ik}, \\ \ln \Lambda_e &= \max \left\{ \frac{1}{1.578}, 1 + 0.085 \ln \left( \frac{0.2 T_e^2}{\rho} \frac{\langle A \rangle}{\langle z^2 \rangle + \langle z \rangle} \right) \right\}, \\ \ln \Lambda_{ik} &= \max \left\{ \frac{1}{12.7}, 1 + 0.079 \ln \left[ \left( \frac{\langle A \rangle}{\langle z^2 \rangle + \langle z \rangle} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\langle A \rangle}{(4 + \langle A \rangle) \langle z \rangle} \left( \frac{T_e}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} 1.16 \left( \frac{u_k + u_{k+1}}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}, \\ \gamma_k t_E &= 5.11_{10^{-3}} \frac{\langle z^2 \rangle}{\langle A \rangle \langle z \rangle} T_e^{\frac{3}{2}} \frac{\ln \Lambda_{ik}}{\ln \Lambda_e}. \end{aligned}$$

Полное выделение энергии частицами k-ой группы:

$$\frac{\partial Q_k}{\partial t} = 560 \frac{N_k}{t_k} (u_{k+1} - u_k) \frac{1}{\rho},$$

выделение энергии частицами k-ой группы в ионы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_{ik}}{\partial t} &= 560 \frac{1}{\rho} \frac{N_k}{t_k} (\gamma_k t_E)^{\frac{2}{3}} \left\{ \frac{1}{3} \ln \left[ \left( \frac{x_{k+1}}{x_{k+1} + 1} \right)^2 \frac{x_{k+1}^2 - x_{k+1} + 1}{x_k^2 - x_k + 1} \right] + \right. \\ &\quad \left. \frac{2}{3} \left[ \arctg \left( \frac{2x_{k+1} - 1}{\sqrt{3}} \right) - \arctg \left( \frac{2x_k - 1}{\sqrt{3}} \right) \right] \right\}, \\ x_k &= \sqrt{\frac{u_k}{(\gamma_k t_k)^{\frac{2}{3}}}}. \end{aligned}$$

Отсюда выделение энергии частицами в электроны:

$$\frac{\partial Q_e}{\partial t} = \sum_k \left( \frac{\partial Q_k}{\partial t} - \frac{\partial Q_{ik}}{\partial t} \right).$$

Здесь

$E_e, E_i$  – внутренняя удельная энергия электронов и ионов соответственно,  
 $T_e$  – температура электронов,  
 $\rho$  – плотность вещества,  
 $r$  – пространственная координата,  
 $\langle z \rangle, \langle A \rangle$  – средний заряд и атомный вес соответственно,  
 $\lambda$  – длина свободного пробега  $\alpha$ -частицы,  
 $t$  – переменная по времени.

## Постановка и результаты расчетов

На первый взгляд кажется, что учет переноса  $\alpha$ -частиц в мишени должен уменьшить энерговыделение в DT-области, так как часть энергии переносится в соседнюю с DT-область (пушер) и тем самым уменьшается температура DT-области и выход термоядерной энергии. Естественно, уменьшается коэффициент усиления мишени (отношение выделившейся термоядерной энергии к вложенной в мишень энергии). Но не все так пессимистично. Проведенное численное исследование показало, что это не всегда так. Энергия, выносимая из DT-области, "оседает" в соседней с ней области (пушер). В ней увеличиваются энергия, давление и тем самым сдерживается разлет DT-области, увеличиваются время горения и выход термоядерной энергии.

Рассмотрим влияние переноса  $\alpha$ -частиц на параметры микромишени в лазерном и термоядерном синтезе на примерах известных мишеней. В расчетах рассматривались все процессы, описанные выше.

Для каждого расчета приведена таблица, которая содержит результаты расчетов мишеней без учета переноса  $\alpha$ -частиц (вторая строка) и с учетом переноса  $\alpha$ -частиц (третья строка). В таблицах содержатся следующие величины:

- E – вложенная в мишень энергия,
- F – выделившаяся в результате термоядерных реакций энергия,
- K – коэффициент усиления мишени ( $K=F/E$ ),
- $F_\alpha$  – энергия  $\alpha$ -частиц, полученная при горении,
- $\Delta$  – доля энергия  $\alpha$ -частиц, вынесенная из рабочей DT-области.

Первая задача – это расчет мишени прямого сжатия, геометрия и вид энерговыделения для которой предложены в работе [5]:

|          | DT газ | DT лед | СН     |                      |
|----------|--------|--------|--------|----------------------|
| r:       | 0      | 0.1411 | 0.1561 | 0.1595 (см)          |
| $\rho$ : | 0.001  | 0.253  | 1.05   | (г/см <sup>3</sup> ) |

Рис.1. Геометрия мишени

Лазерный импульс 1.48 МД вкладывается на внешней границе СН с длиной волны  $\lambda=0.35 \mu\text{m}$ . Его вид:

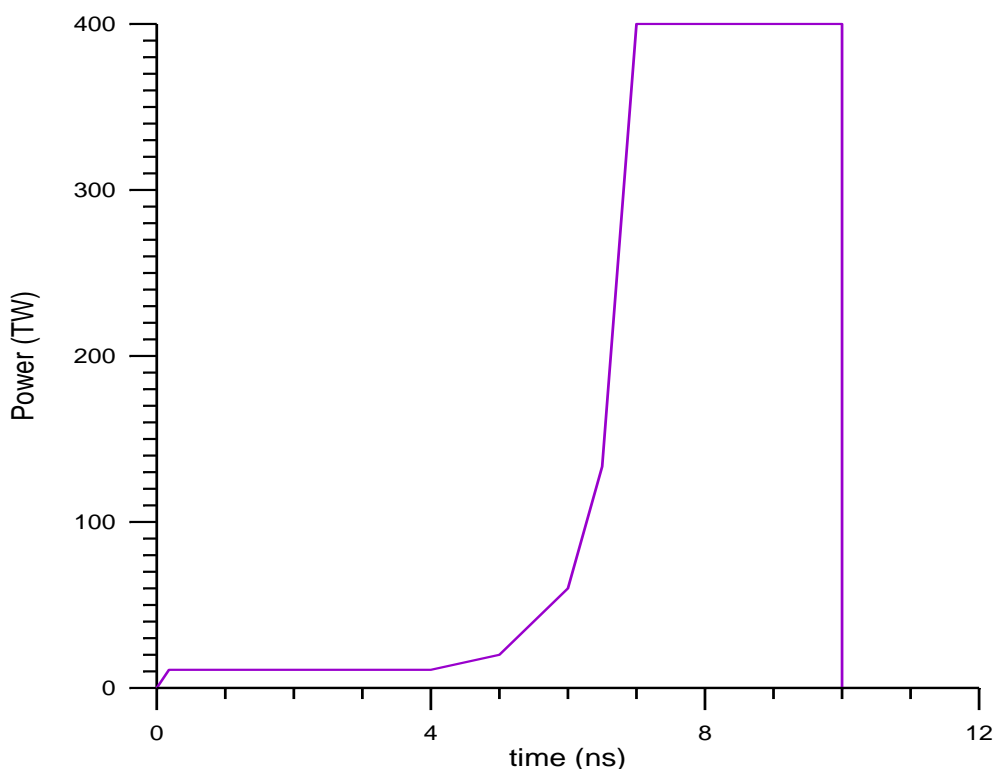


Рис. 2. Вид энерговыделения

Таблица 1

| E       | F       | $F_{\alpha}$ | $\Delta$ | K    |
|---------|---------|--------------|----------|------|
| 1.48 MJ | 9.84 MJ |              |          | 6.65 |
| 1.48 MJ | 6.2 MJ  | 6.1 MJ       | 7.3%     | 4.2  |

При локальном энерговыделении  $\alpha$ -частиц при «горении» микромишени выделяется 9.84 МД термоядерной энергии, коэффициент усиления мишени  $K=6.65$ . В расчете с учетом переноса  $\alpha$ -частиц выделяется 6.2 МД энергии, коэффициент усиления мишени  $K=4.2$ .  $\alpha$ -частицами выделено 6.11 МД энергии, причем 7.3% этой энергии (0.444 МД) переносится  $\alpha$ -частицами в СН и исключается из процесса термоядерного горения. То есть, учитывая перенос  $\alpha$ -частиц, энерговыделение в результате термоядерных реакций снижается, и это,



на первый взгляд, понятно, так как часть энергии выносится из DT-области в СН и не участвует в термоядерных реакциях. Но посмотрим результат второго расчета.

Во втором расчете моделировались нагрев и сжатие оболочечной мишени из полимера, заполненной дейтерий-тритиевой (DT) смесью. По сравнению с предыдущей задачей, в этой задаче другая геометрия и другая форма импульса. Геометрия и импульс мишени взяты из работы [6]

|    | DT газ | DT лед | СН     |                              |
|----|--------|--------|--------|------------------------------|
| r: | 0      | 0.1956 | 0.1965 | 0.2                          |
| ρ: | 0.0007 | 0.25   | 1      |                              |
|    |        |        |        | (см)<br>(г/см <sup>3</sup> ) |

Рис.3. Геометрия рассматриваемой мишени

Мишень облучалась лазером с длиной волны 0.35 μm и энергией 1 MJ. Лазерный импульс имел нарастающий передний фронт до момента времени  $t_1$ , затем постоянный импульс и быстро спадающий задний фронт, начиная со времени  $t_2$ . Временная форма импульса имеет вид:

$$\dot{E}(t) = \dot{E}_0 \begin{cases} \left(\frac{t}{t_1}\right)^2, & \text{если } t < t_1 \\ 1, & \text{если } t_1 < t < t_2 \\ \frac{t_3 - t}{t_3 - t_2}, & \text{если } t_2 < t < t_3 \end{cases} \quad \dot{E}_0 = E_{\text{лаз}} / \left( \frac{t_3 + t_2}{2} - \frac{2}{3}t_1 \right).$$

В расчетах полагалось, что вся лазерная энергия полностью поглощается в плазме.

Таблица 2

| Е    | F       | F <sub>α</sub> | Δ     | К    |
|------|---------|----------------|-------|------|
| 1 MJ | 2.68 MJ |                |       | 2.68 |
| 1 MJ | 3.19 MJ | 3.06 MJ        | 51.8% | 3.19 |

При локальном энерговыделении α-частиц при «горении» микромишени выделяется 2.68 MJ термоядерной энергии, коэффициент усиления мишени К=2.68. В расчете с учетом переноса α-частиц выделяется 3.19 MJ энергии, коэффициент усиления мишени К=3.19. α-частицами выделено 3.06 MJ энергии, причем 51.8% этой энергии (1.49 MJ) переносится α-частицами в СН и исключается из процесса термоядерного горения. Что же здесь повлияло на картину горения? Из DT-области выносится большой процент энергии, но

горение идет дольше по времени и интенсивнее. Если часть энергии переносится из DT-области в СН, то ясно, что СН «сдерживает» разлет DT-области. Приведем графики R-t границы DT-слоя и СН в первом и во втором расчетах.

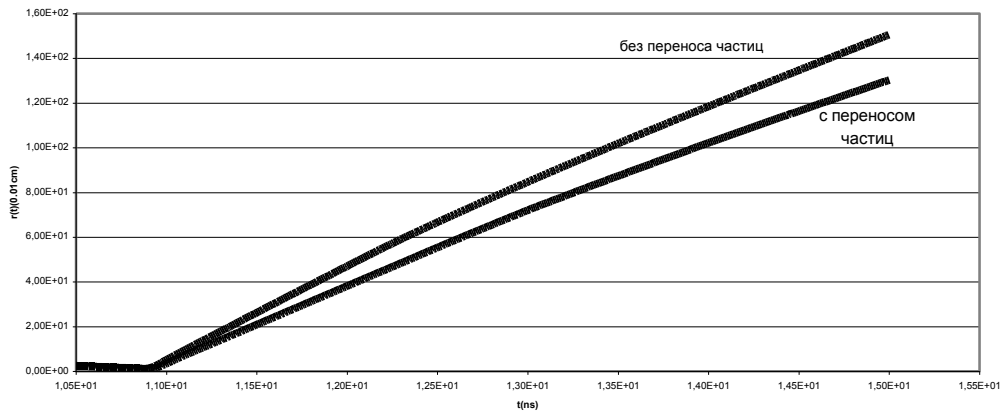


Рис. 4. Графики R-t границы DT-слоя и СН в расчетах с переносом и без переноса энергии  $\alpha$ -частицами.

Горение начинается в 7.76 ns и в первом расчете заканчивается в 11.2 ns, в расчете с переносом  $\alpha$ -частиц горение заканчивается в 11.27 ns. Как видно из рисунка, радиус границы DT-слоя и СН в расчете без переноса  $\alpha$ -частиц больше, чем в расчете с переносом, т.е. DT-слой разлетается меньше в расчете с переносом  $\alpha$ -частиц. В этом случае перенос  $\alpha$ -частиц стимулирует "горение" мишени: коэффициент усиления увеличился в 1.2 раза. Вышедшая в пушер энергия  $\alpha$ -частиц увеличивает в нем давление и сдерживает разлет DT-слоя.

Почему же такая большая разница между расчетами первой и второй мишеней? Что больше влияет: геометрия системы или вид источника? Приведем результаты расчета второй мишени, сохранив ее геометрию, но взяв вид энерговложения, как в первой мишени. В первом расчете оно равно 1.48MJ, а во втором уменьшим его в 1.48 раза, т.е. кривую энерговложения пропорционально уменьшим в 1.48 раза и сделаем энерговложение равным 1 MJ.

Таблица 3

| Е       | F        | $F_{\alpha}$ | $\Delta$ | К    |
|---------|----------|--------------|----------|------|
| 1.48 MJ | 2.076 MJ | 2.03 MJ      | 59.6%    | 1.4  |
| 1 MJ    | 2.1 MJ   | 2.072 MJ     | 62.2%    | 2.11 |

Из этих расчетов можно сделать вывод: при переносе  $\alpha$ -частиц параметры мишени в основном зависят от вида энерговложения. Увеличение его почти в полтора раза не улучшает результат: коэффициент усиления остается меньше, чем в расчете без переноса  $\alpha$ -частиц.

И последний расчет, на котором исследовалось влияние переноса  $\alpha$ -частиц на параметры мишени, – это цилиндрическая мишень микромишень для тяжелоионного синтеза.

Геометрия мишени:

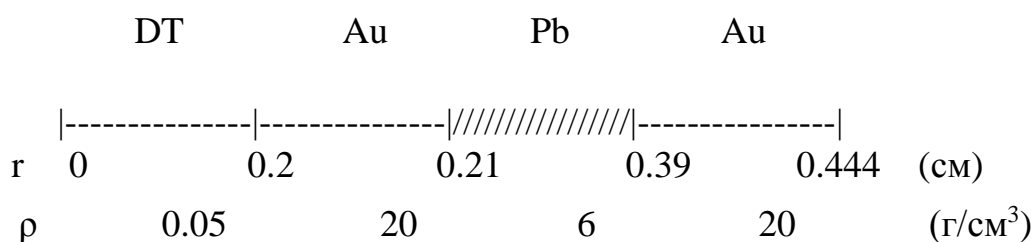


Рис. 5. Геометрия мишени для тяжелоионного синтеза

В цилиндрической микромишени первый слой – DT-слой («рабочий» слой), тонкие слои 2, 4 состоят из плотных материалов («тяжелые» слои), в «легкий» слой 3 вводится внешнее энерговложение. Функция тяжелых слоев – сдерживать разлет DT-области и всей системы соответственно.

Энерговложение вводится в область 3 так, чтобы на границе области с DT-газом обеспечить определенные величины скорости и давления, необходимые для безударного сжатия слоя [7]. Форма такого энерговложения получена в работе [8].

Таблица 4

Результаты расчета микромишени (рис.5)

| Е     | F       | К    |
|-------|---------|------|
| 21 MJ | 25.6 MJ | 1.22 |
| 21MJ  | 27.2MJ  | 1.3  |

Без учета переноса  $\alpha$ -частиц выделяется 25.6 MJ энергии, с учетом переноса  $\alpha$ -частиц 27.2 MJ. Это несмотря на то, что 17% энергии  $\alpha$ -частиц термоядерных реакций 0.46676 MJ выносится из DT-области и оседает в соседней с ней области из золота и тем самым сдерживается разлет DT-области и увеличивается ее горение.

В расчетах использовалось приближение многогрупповой диффузии. Как показано в работе [9], использование многогрупповой диффузии дает удовлетворительную точность в расчетах термоядерного горения. Отличие от

расчетов с переносом  $\alpha$ -частиц в кинетическом приближении не более 10%, т.е. проведенным расчетам можно доверять.

## Заключение

Приведем основные результаты.

1. Сформулирована модель для описания процессов переноса и нелокального термоядерного энерговыделения быстрых заряженных частиц – продуктов термоядерных реакций.

2. Проведено численное исследование влияния процесса переноса  $\alpha$ -частиц на параметры мишеней, геометрии которых опубликованы.

3. Показано, что перенос  $\alpha$ -частиц может как уменьшать, так и увеличивать энерговыделение в зависимости от того, какой вид энерговложения, какая доля энергии переносится в пушер. Этот факт говорит о необходимости учета переноса  $\alpha$ -частиц в расчетах микромишеней.

## Библиографический список

1. Самарский А.А., Гайфулин С.А., Змитренко Н.В. и др. Программа ДИАНА расчета одномерных задач лазерного термоядерного синтеза // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 2/13/, 1983, 34-37.

2. Зуев А.И. Комплекс программ и методика для численного интегрирования физических процессов в плотной плазме // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 3/14/, 1983, 41-43.

3. Долголева Г.В. Методы расчета движения двухтемпературного излучающего газа // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, вып. 2/13/, 1983, 29-33.

4. Бельков С.А., Долголева Г.В. Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбужденных уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов, вып.1,1992, 59-61.

5. Cryogenic Deuterium and Deuterium- Tritium Direct- Drive Implosions on OMEGA. Laboratory for Laser Energetics Annual Report (University of Rochester), LLE, REVIEW, vol., 130, p 72.

6. Долголева Г.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. Моделирование сжатия термоядерных мишеней на уровне энергии лазера порядка 1 МДж. // Математическое моделирование (в печати).

7. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.

8. Долголева Г.В., Забродин А.В. Кумуляция энергии в слоистых системах

и реализация безударного сжатия. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

9. Бельков С.А., Долголева Г.В., Ермолович В.Ф. Исследование влияния переноса быстрых заряженных частиц на горение термоядерных мишеней // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Математическое моделирование физических процессов, вып. 1, 2003, С.51-55

## Оглавление

|   |    |
|---|----|
| Введение .....                                  | 3  |
| Модель переноса быстрых заряженных частиц ..... | 3  |
| Постановка и результаты расчетов.....           | 6  |
| Заключение.....                                 | 10 |
| Библиографический список.....                   | 11 |