



Малькова Ю.С., [Орлов Ю.Н.](#)

Оценка влияния заряженных  
частиц на разлет  
термоядерной мишени в  
камере реактора ИТС

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Малькова Ю.С., Орлов Ю.Н. Оценка влияния заряженных частиц на разлет термоядерной мишени в камере реактора ИТС // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2015. № 9. 20 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2015-9>

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

**Ю.С. Малькова, Ю.Н. Орлов**

**Оценка влияния заряженных частиц  
на разлет термоядерной мишени  
в камере реактора ИТС**

**Москва — 2015**

## **Малькова Ю.С., Орлов Ю.Н.**

Оценка влияния заряженных частиц на разлет термоядерной мишени в камере реактора ИТС

Исследовано влияние электрического поля плазмы DT-мишени на разлет мишени в камере реактора, разрабатываемого в рамках концепции тяжелоионного синтеза. Разлет рассматривается в центрально-симметричной постановке. Численный код включает в себя уравнения гидродинамики для атмосферы камеры, вещества мишени и защитной пленки первой стенки камеры, перенос излучения, релаксацию температуры между веществом и излучением, широкодиапазонное уравнение состояния вещества. Частицы, вылетающие из мишени, потоки которых рассчитываются по уравнениям переноса: нейтроны, быстрые протоны, быстрые альфа-частицы, электроны. Получена оценка влияния заряженных частиц на разлет мишени.

**Ключевые слова:** термоядерный синтез, мишень, камера реактора, уравнение переноса

## **Malkova Yu.S., Orlov Yu.N.**

Estimation of charged particles influence on the explosion of DT-target in thermonuclear reactor chamber

The influence of electric field, generated by charged particles (protons, electrons and alfa-particles), is investigated for the problem of DT-plasma explosion in the reactor chamber of nuclear synthesis. Numerical simulations are carried out in the spherical chamber approximation. Model consists of hydrodynamic equations for target, transport equations for radiation and neutrons, relaxation between plasma and radiation. The estimation of temperature dynamic in the reactor chamber with taken into account the charged particles is obtained.

**Key words:** nuclear synthesis, target, reactor chamber, transport equation

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект № 15-08-02575-а

## **Содержание**

Введение .....	3
1. Последовательность воздействий на первую стенку камеры.....	4
2. Математическая модель разлета плазмы в камере реактора .....	6
2. Начальные и граничные условия и схема алгоритма .....	10
3. Оценка потоков заряженных частиц .....	13
4. Результаты расчетов.....	16
Литература .....	18

## Введение

Работа посвящена численному моделированию процесса разлета плазмы в результате осуществления реакции термоядерного DT-синтеза в концепции инерциального термоядерного синтеза (ИТС), когда инициирование мишени осуществляется тяжелоионным ускорителем. В работах [1-5] представлена отечественная концепция инерциального тяжелоионного синтеза (далее ИТИС) и описана камера соответствующего реактора.

Реактор в проекте ИТИС представляет собой стальную камеру, окруженную бетонной радиационной защитой и содержащую на своей внутренней поверхности систему утилизации тепла термоядерного микровзрыва – бланкет. Стенки реактора имеют необходимое число отверстий для инъекции мишеней, ввода ионных пучков, откачки газов, ввода и вывода теплоносителя. Конструктивный облик реактора определяют следующие факторы: тип драйвера, защита стенки и тип бланкета. Также на конструкцию реактора оказывают существенное влияние способы очистки полости реактора от паров и капель (частиц) материала, образующего поверхность первой стенки. Защита первой стенки обеспечивается жидкой пленкой теплоносителя, которая формируется на пористой поверхности стенки.

Кратко опишем содержание концепции ИТИС, следуя [1, 5].

В работах [6, 7] предполагается, что можно построить тяжелоионный ускоритель, позволяющий ускорять однозарядные ионы тяжелых металлов до энергии  $\sim 500$  МэВ/на нуклон ( $\sim 100$  ГэВ/на ядро). Пучок ионов облучает с торца цилиндрическую мишень, описанную в [8, 9], на оси которой находится термоядерное топливо (эквимолярная смесь DT), окруженное свинцовой оболочкой. Пятно ионного пучка перемещается по торцу мишени по окружности с частотой  $\sim 10^9$  Гц, обеспечивая практически однородное по азимуту выделение энергии в кольцевом слое (абсорбере) оболочки. Мощность пучка профилируется по времени так, чтобы сжатие термоядерного топлива было бы наиболее эффективным [10]. При достижении максимального сжатия DT-топливо поджигается ионным пучком, сфокусированным на торец DT-шнура (режим быстрого поджиг). Главным вопросом после поджиг мишени является определение воздействия продуктов взрыва на первую стенку камеры.

В Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН были проведены расчеты, показывающие согласованность физических параметров, определяющих технологическую схему энергетического реактора. Сжатие и поджиг мишени рассчитывались по программе DEIRA [11], перенос излучения в плазме рассчитывался по программе THERMOS [12], а разлет плазменного шара и воздействие на первую стенку реактора рассчитывались по программе RAMPHU [13].

В гидродинамической части кода RAMPHU расчеты воздействия микровзрыва на первую стенку камеры, результаты которых приведены в работах [5, 13, 14], проводились в предположении электронейтральности плазмы. Однако среди продуктов взрыва мишени присутствуют быстрые заряженные частицы (протоны, альфа-частицы, электроны), так что возникающее в камере электрическое поле может оказать влияние на разлет

мишени. Оценке эффекта от электрического поля при воздействии продуктов взрыва на первую стенку и посвящена настоящая работа. В частности, оцениваются потоки заряженных частиц, выходящих из мишени и рассчитываются температура и давление в разлетающемся плазменном шаре.

Отметим, что потоки заряженных частиц из мишени в разных вариантах термоядерного синтеза оцениваются и в ряде зарубежных работ. Так, в [15] были сделаны оценки потоков альфа-частиц и гелия-3, а также быстрых ионов H, D и T для мишени DT с лазерным поджигом. Были получены спектры быстрых частиц, из которых следовало, что протонов вылетает примерно  $10^{14}$ , альфа-частиц  $10^{13}$ , гелия-3 –  $10^{11}$  на 1 keV кинетической энергии частиц. В нашей работе рассматривается тяжелоионная мишень, но оценки похожи.

### 1. Последовательность воздействий на первую стенку камеры

Согласно результатам расчетов горения мишени, полученным по программе DEIRA [11], первая стенка камеры реактора последовательно подвергается импульсным воздействиям различной физической природы и мощности. Расчет по программе RAMPHY включается после завершения горения мишени и выхода ударной волны на поверхность мишени. В расчете по программе DEIRA этому соответствует момент времени  $t_0 = 3,7$  нс при радиусе мишени  $r_0 = 1,588$  мм. Базовый расчет (т.е. расчет разлета без учета электрического поля мишени) опирается на следующие данные из программы DEIRA (табл. 1):

Табл. 1. Начальные данные для расчета разлета плазмы в реакторе ИТИС

<i>Массовый состав мишени</i>		
	Масса мишени, мг	10.684
	Масса дейтерия, мг	3.354
	Масса трития, мг	5.093
	Масса гелия-3, мг	0.01187
	Масса свинцовой оболочки, г	3.35
<i>Энергия компонентов мишени</i>		
	Полная энергия мишени, МДж	147.880
	Кинетическая энергия мишени, МДж	124.942
	Внутренняя энергия, МДж	22.938
<i>Количество нейтронов</i>		
	Количество 14-MeV нейтронов	2.593E+20
	Количество 2.5-MeV нейтронов	2.457E+18
<i>Баланс термоядерной энергии, МДж:</i>		
735.1 = 147.88(осколки) + 9.67(рентген) + 47.86(альфа) + 527.31(14-MeV нейтроны) + 0.96(2.5-MeV нейтроны) + 0.87(3-MeV протоны) + 0.17(14-MeV протоны)		

Следует учитывать, что продукты реакции достигают первой стенки за различное время. Первым воздействием на жидкую пленку является короткий (0,5 нс) и мощный (240 ТВт) предимпульс рентгеновского излучения, образующийся при выходе ударной волны на поверхность мишени. Это происходит примерно через 9 нс после начала DT-реакции. Этот момент далее принимается за начальный.

Через 17 нс после излучения предимпульса с поверхности мишени он достигает первой стенки камеры. Следом за предимпульсом через 77 нс после микровзрыва (и, соответственно, через 68 нс после начала расчета разлета мишени) на стенку приходит поток нейтронов 14 МэВ, длительность которого равна времени эффективного горения мишени и составляет примерно 0,1 нс. Поток нейтронов 2,5 МэВ от DD-реакции приходит на стенку камеры через 182 нс после микровзрыва (173 нс расчета). Основной рентгеновский импульс начинает воздействовать на жидкую пленку через 220 нс после микровзрыва (211 нс расчета).

Наибольший вклад в энерговыделение при горении DT-топлива вносят нейтроны с энергией 14 МэВ, для которых мишень практически прозрачна. Нагрев жидкой пленки нейтронами невелик вследствие большого пробега в свинце ~16см. Рентгеновское излучение, выходящее с поверхности мишени, характеризуется планковским спектром. Плотность потока излучения ослабляется за счет радиального распространения от взорвавшейся мишени. Собственно энергия, заключенная в мишени, определяется главным образом энергией альфа-частиц, возникших в ходе DT-реакции. Разлет мишени описывается системой уравнений гидродинамики с учетом энергии излучения. Это система уравнений двухтемпературной гидродинамики – с температурой вещества  $T$  и температурой излучения  $T_r$ .

Мишень на стадии разлета предполагается сферической и состоящей из свинца, для которого используется широкодиапазонное уравнение состояния А.Б. Медведева [16]. В камере в начальный момент времени находится пар теплоносителя с температурой первой стенки 823 К, создавая давление 0,01 Па. Начальным моментом для задачи о разлете является момент выхода ударной волны на поверхность мишени.

Отклик первой стенки камеры на микровзрыв определяется разогревом защитной пленки проходящим потоком нейтронов и ее абляцией под воздействием теплового излучения разлетающейся мишени.

При описании теплопроводности в жидкой пленке учитывается также электронная теплопроводность, согласно [17]. Для упрощения модели переноса тепла за счет нейтралов и электронов в работе применяется взвешенный коэффициент теплопроводности с весами, пропорциональными плотностям соответствующих компонент.

В разлетающейся мишени перенос теплового излучения описывается в диффузионном приближении с использованием данных [18] о росселандовых пробегах в плазме свинца с заданной температурой и плотностью.

Перенос рентгеновского излучения в атмосфере камеры моделируется на основе расчетных данных о его мощности и температуре на поверхности

мишени. Эти данные «переносятся» на первую стенку камеры с учетом ослабления плотности потока излучения в сферической геометрии и частичного его поглощения в атмосфере камеры. Для этого в уравнение энергии вещества вводится дополнительный источниковый член, определяющий плотность мощности поглощения излучения. Расчет глубины поглощения рентгеновского излучения в свинце основывается на спектральных данных лаборатории NIST [19].

Разлет мишени и перенос излучения в камере рассчитываются по самостоятельной программе, отличной от модели DEIRA, которая поставляет данные начальных условий для задачи разлета. Мишень в гидродинамических расчетах считается сферической, как и камера, в которой происходит микровзрыв. Эти упрощения не принципиальны, поскольку характерный размер мишени (1 см) много меньше размера камеры (5 м), а излучение нейтронов и рентгеновских лучей можно считать изотропным.

## 2. Математическая модель разлета плазмы в камере реактора

Для описания процессов разлета мишени в камере и испарения защитной пленки первой стенки используются законы сохранения массы, импульса и энергии, которые применительно к рассматриваемой задаче имеют вид [14]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u), \\ \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (p + \hat{\varepsilon}_r / 3), \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= -\frac{p}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) + \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \chi k_B (T - T_r) + \frac{Q_V}{\rho}, \\ \frac{d\hat{\varepsilon}_r}{dt} &= -\frac{4\hat{\varepsilon}_r}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \kappa_r \frac{\partial T_r}{\partial r} \right) + \rho \chi k_B (T - T_r), \\ \hat{\varepsilon}_r &= (4\sigma/c) T_r^4. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  – плотность,  $u$  – скорость,  $\varepsilon$  – удельная внутренняя энергия вещества [Дж/кг],  $p$  – давление,  $\hat{\varepsilon}_r$  – плотность энергии излучения [Дж/м<sup>3</sup>],  $T, T_r$  – температуры соответственно вещества и излучения,  $\eta$  – коэффициент вязкости,  $\kappa$  и  $\kappa_r$  – коэффициенты теплопроводности,  $\chi$  – коэффициент температурной релаксации излучения и вещества,  $Q_V$  – плотность энергии поглощения излучения в свинце. Обозначения универсальных постоянных:  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $c$  – скорость света в вакууме.

Коэффициент вязкости свинца в диапазоне 500-1000 К определяется по эмпирической зависимости [19]:

$$\eta = 0,187 \cdot 10^{-3} \exp(1400/T).$$

При  $T = 823$  К его значение равно 0,001 Па·с. В отсутствие достоверных

опытных данных при больших температурах вязкость положена равной нулю.

Коэффициент теплопроводности в веществе представляется в виде взвешенной суммы электронной и нейтральной компонент:

$$\kappa = \frac{n_a}{n_a + n_e} \kappa_a + \frac{n_e}{n_e + n_a} \kappa_e,$$

$$\kappa_a = \frac{75 \cdot 10^{-5} k_B}{256 \sqrt{\pi} a^2} \left( \frac{k_B T}{m} \right)^{1/2}, \quad a = 1,8 \cdot 10^{-10} [\text{М}],$$

$$\kappa_e = \xi \frac{k_B (k_B T)^{5/2} (4\pi \varepsilon_0)^2}{m_e^{1/2} \bar{Z} e^4 \Lambda}, \quad \varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} [\text{СИ}],$$

$$\bar{Z} = \frac{n_e}{n} = \frac{n_e}{n_a + \sum n_i}, \quad i=1,2,\dots,82,$$

где суммирование ведется по зарядовым состояниям иона свинца  $n_e = \sum n_i Z_i$ , а параметр  $\xi$  слабо зависит от  $\bar{Z}$  (например,  $\xi(1)=0,95$ ;  $\xi(2)=1,5$ ;  $\xi(4)=2,1$ ).

Кулоновский логарифм вычисляется по формуле  $\Lambda = \ln \frac{d}{r_0}$ , где

$$d = \sqrt{\frac{k_B T \varepsilon_0}{e^2 \left( n_e + \sum n_i Z_i^2 \right)}}, \quad r_0 = \frac{e^2 \bar{Z}}{6\pi \varepsilon_0 k_B T}.$$

Коэффициент радиационной теплопроводности определяется по формуле:

$$\kappa_r = \frac{16 \sigma l_R T_r^3}{3}, \quad \sigma = 5,6686 \cdot 10^{-8} [\text{СИ}].$$

Здесь  $l_R$  есть средняя длина пробега по Росселанду:

$$l_R(\rho, T, T_r) = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty \frac{1}{\rho \mu(\nu, \rho, T)} \frac{w^4 e^{-w} dw}{(1 - e^{-w})^3}, \quad w = \frac{h\nu}{k_B T_r},$$

где  $\mu$  – массовый коэффициент поглощения излучения в среде [см<sup>2</sup>/г], так что величина  $\rho \mu$  имеет размерность обратной длины.

Релаксация между температурой электронов и температурой излучения описывается коэффициентом  $\chi$  в правой части (2.1). Этот коэффициент определяется в [14] по формуле

$$\chi \approx \frac{60 \sigma h^5}{\pi^4 k_B^6 T^2} \int_0^\infty \mu(\nu, \rho, T) \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \frac{\nu^4 d\nu}{\left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right)\right)^2}.$$

В численных расчетах переноса излучения спектральный коэффициент поглощения фотонов  $\mu(\nu, \rho, T)$  в широкой области температур и плотностей для плазмы свинца определялся по программе THERMOS на основе релятивистской самосогласованной модели Хартри-Фока-Слэтера.



Источниковые члены энерговыделения в атмосфере и паровой пленке определяются следующим образом. Уравнение энергии записывается в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \varepsilon + \frac{1}{2} u^2 \right) = - \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \left( p u - \tau u - \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \chi k_B (T - T_r) + Q_n + Q_r + Q_\alpha + Q_{p3} + Q_{p14},$$

$$\tau = \frac{4}{3} \eta r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{u}{r} \right) - \text{вязкое напряжение.}$$

Здесь  $Q_n$  – удельное энерговыделение при поглощении энергии нейтронов. Оно рассчитывается по временному профилю полного потока нейтронов  $N_{n14}(t)$ , взятому из таблиц DEIRA. Согласно табл. 1, число 14-МэВ нейтронов, рожденных в ядерных реакциях, равно  $2.59E+20$ , суммарная энергия, вынесенная 14-МэВ нейтронами из мишени,  $E_{n14}=527.31\text{МДж}$ .

$Q_r$  – удельное энерговыделение при поглощении энергии излучения.

Для расчета  $Q_r(r,t)$  используется аппроксимация  $W_r(t)$  временного профиля излучения, полученного в расчете по коду DEIRA. Аппроксимация  $W_r(t)$  представляется константой, равной амплитуде профиля DEIRA:

$$W_{r,\max} = 1.786E+05 \text{ТВТ}$$

$$W_r(t) = \begin{cases} W_{r,\max}, & 0 \leq t \leq E_r / W_{r,\max}; \\ 0, & t \geq E_r / W_{r,\max}. \end{cases}$$

$E_r = 9.67\text{МДж}$  – энергия, излученная мишенью.

$Q_r(r,t)$  рассчитывается по формуле

$$Q_r = \frac{W_r(t - (r - r_c) / c)}{4\pi r^2} \int_0^\infty \frac{15}{\pi^4} \mu(\nu, \rho, T_0) \exp\left(-\int_{r_0}^r \rho \mu dr\right) \frac{w^3 dw}{e^w - 1}, \quad w = \frac{h\nu}{k_B T_0},$$

$$t \geq (r - r_c) / c, \quad r_c \leq r \leq r_v.$$

Здесь  $r_c$  – граница мишени,  $r_v$  – граница паровой пленки.

При  $r \geq r_v$  полагается  $W_i(t - (r_v - r_c) / u_i)$ .

$Q_\alpha$ ,  $Q_{p3}$  и  $Q_{p14}$  – удельные энерговыделения при поглощении энергии заряженных частиц. Рассчитываются по полным потокам энергии  $W_\alpha(t)$ ,  $W_{p3}(t)$  и  $W_{p14}(t)$  по формулам

$$Q_\alpha(r,t) = \frac{W_\alpha(t - (r - r_c) / u_\alpha)}{4\pi r^2} \frac{d\zeta_\alpha}{dr},$$

$$Q_{p3}(r,t) = \frac{W_{p3}(t - (r - r_c) / u_{p3})}{4\pi r^2} \frac{d\zeta_{p3}}{dr},$$

$$Q_{p14}(r,t) = \frac{W_{p14}(t - (r - r_c) / u_{p14})}{4\pi r^2} \frac{d\zeta_{p14}}{dr},$$

$$t \geq r / u_i, \quad r_c \leq r \leq r_v.$$

При  $r \geq r_v$  полагается  $W_i(t - (r_v - r_c) / u_i)$ .

Здесь  $r_c$  – граница мишени,  $r_v$  – граница паровой пленки.

$$W_{\alpha,\max} = 7.711E+05 \text{ТВт}, \quad W_{p3,\max} = 2.043E+04 \text{ТВт}, \quad W_{p14,\max} = 3.684E+03 \text{ТВт},$$

$$E_\alpha = 47.86 \text{МДж}, \quad E_{p3} = 0.87 \text{МДж}, \quad E_{p14} = 0.17 \text{МДж}.$$

Тормозные способности  $\frac{d\zeta_\alpha}{dx}$ ,  $\frac{d\zeta_p}{dx}$  определяются по данным NIST в соответствии с формулой Бете-Блоха, которая имеет вид:

$$\frac{d\zeta}{dx} = 4\pi\rho N_A Z z^2 r_e^2 \frac{m_e}{Am_i} \frac{(1+\zeta)^2}{\zeta(\zeta+2)} L_{ion}(\zeta),$$

$$L_{ion}(\zeta) = \ln \frac{2m_e c^2 \zeta(\zeta+2)}{I(Z)} - \frac{\zeta(\zeta+2)}{(1+\zeta)^2} - \delta - \frac{1}{Z} \sum_{i=L,K...} C_i.$$

Здесь  $E_i = m_i c^2 \zeta$ , где  $\zeta = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} - 1$ ;  $\rho$ ,  $A$ ,  $Z$ , – соответственно плотность, атомный вес и зарядовое число ядер среды;  $z$ ,  $m_i$  – заряд и масса отдельной частицы в пучке,  $m_e$ ,  $r_e$  – масса и классический радиус электрона;  $N_A$  – число Авогадро;  $I(Z)$  – средний потенциал ионизации атомов среды на один электрон;  $C_i$  – поправки, учитывающие связь электронов на внутренних оболочках,  $\delta$  – поправка на т.н. «эффект плотности», возникающая в ультрарелятивистской области энергий. Эта формула справедлива при достаточно больших скоростях ионов, когда кулоновский логарифм  $L_{ion}$  существенно превышает 1, и теряет смысл при  $L_{ion} < 0$ . В действительности происходит «обрезание» темпа отбора энергии частицы (пик Брэгга), после чего частица замедляется с конечным темпом потери энергии.

Чтобы дополнить уравнения (1) электрическим полем (магнитное поле равно нулю в силу сферической симметрии задачи и радиального движения частиц), обратимся к системе самосогласованных уравнений Власова [20]. Пусть  $f_{e,i}(r, p, t)$  – функции распределения электронов и ионов соответственно по координатам и импульсам в момент времени  $t$ . В приближении бесстолкновительной плазмы уравнения эволюции каждой из плотностей описываются уравнением Лиувилля. Бесстолкновительное приближение уместно применять именно при разлете мишени в камере, поскольку плазма там будет уже весьма разреженной. Имеем

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{p^\alpha}{m_e} \frac{\partial f_e}{\partial r^\alpha} - eE^\alpha \frac{\partial f_e}{\partial p^\alpha} = 0;$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{p^\alpha}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial r^\alpha} + zeE^\alpha \frac{\partial f_i}{\partial p^\alpha} = 0.$$
(2)

Здесь  $e$  – заряд электрона,  $z$  – заряд иона, в данном случае свинца при полной ионизации. По дважды повторяющимся греческим индексам идет суммирование от 1 до 3.

Электрическое поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, из которых остается только одно (остальные тождественные нули):

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho = 4\pi e \int (zf_i - f_e) d^3 p. \quad (3)$$

Поскольку у напряженности электрического поля есть только радиальная компонента, так что  $\mathbf{E} = E\mathbf{r}/r$ , то  $\text{div} \mathbf{E} = 2E/r + \partial E/\partial r$ . В результате имеем

$$2E/r + \partial E/\partial r = 4\pi e \int (zf_i - f_e) d^3 p. \quad (4)$$

На уравнение неразрывности (первое уравнение в системе (2)) учет электрического поля не влияет, так как  $\int (\partial f / \partial p^\alpha) d^3 p = 0$  в силу обращения в нуль функции распределения на границе пространства импульсов. Однако появляются две плотности  $\rho_e$  и  $\rho_i$ . Интегрируя (2) по импульсам, получаем

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_e u_e r^2) = 0, \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_i u_i r^2) = 0. \quad (5)$$

Здесь введены величины

$$\rho_{e,i} = \int f_{e,i} d^3 p; \quad u_{e,i} = \frac{1}{\rho_{e,i} m_{e,i}} \int p f_{e,i} d^3 p. \quad (6)$$

По импульсам интегрирование производится от минус до плюс бесконечности.

Умножая (2) на  $p^\beta$  и интегрируя полученное уравнение по импульсам, получаем уравнение для гидродинамической скорости электронов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_e u_e^\beta) &= \frac{1}{m_e} \int p^\beta \frac{\partial f_e}{\partial t} d^3 p = -\frac{1}{m_e} \int p^\beta \left( \frac{p^\alpha}{m_e} \frac{\partial f_e}{\partial r^\alpha} - e E^\alpha \frac{\partial f_e}{\partial p^\alpha} \right) d^3 p = \\ &= \frac{\partial}{\partial r^\alpha} (\rho_e P_e^{\alpha\beta}) + \frac{e E^\alpha}{m_e} \int p^\beta \frac{\partial f_e}{\partial p^\alpha} d^3 p = \frac{\partial}{\partial r^\alpha} (\rho_e P_e^{\alpha\beta}) - \frac{e \rho_e E^\beta}{m_e}. \end{aligned} \quad (7)$$

Аналогично для ионов:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_i u_i^\beta) = \frac{\partial}{\partial r^\alpha} (\rho_i P_i^{\alpha\beta}) + \frac{ze \rho_i E^\beta}{m_i}. \quad (8)$$

Здесь введен тензор давления, который определяется формулой

$$P_{e,i}^{\alpha\beta} = \frac{1}{\rho_{e,i} m_{e,i}^2} \int p^\alpha p^\beta f_{e,i} d^3 p. \quad (9)$$

Однако применение кинетического уравнения для самосогласованного описания разлета плазмы существенно усложняет расчетный код, который в основе является гидродинамическим. Поэтому на предварительной стадии исследования будут сделаны качественные оценки влияния заряженных частиц на разлет плазмы.

## 2. Начальные и граничные условия и схема алгоритма

В программе RAMPHY вычисляются скорость, плотность, давление, температура, ионизация, плотность внутренней энергии, а также полная энергия расчетной ячейки в плазме мишени, атмосфере камеры и в защитной пленке первой стенки камеры. Перенос излучения рассчитывается в рамках диффузионного приближения, перенос энергии вещества – по модели двухтемпературной гидродинамики. Блок-схема алгоритма приведена на рис. 1.

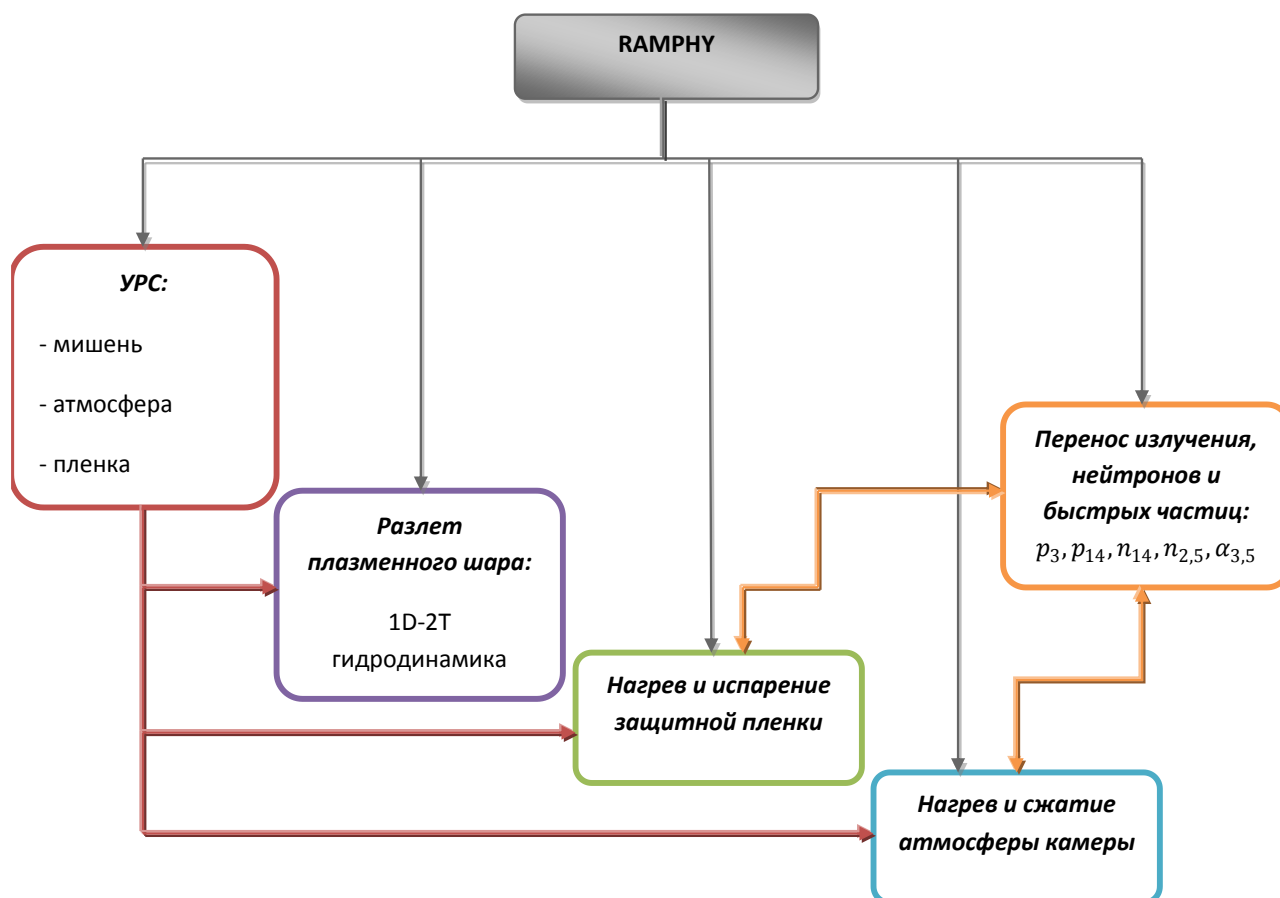


Рис. 1. Блок-схема вычислительного кода RAMPHY

Численное решение проводится в лагранжевых переменных.

Следуя [21], в сферических координатах вводится лагранжева (массовая) переменная

$$s = \int_0^x dy y^2 \rho(y) \Big|_{t=0}.$$

Скорость ячейки определяется по формуле

$$u(s, t) = \partial x / \partial t.$$

Разностная схема для системы уравнений (1) была описана ранее в [13] и здесь не приводится.

При численном моделировании были приняты следующие геометрические характеристики расчетной области. Проектные размеры камеры:

- радиус взрывной секции 5 м;
- высота взрывной секции 8 м;
- радиус секции конденсации 10 м;
- высота секции конденсации 8 м;
- толщина blankets 0,5 м;
- толщина жидкой защитной пленки первой стенки 0,002 м;
- толщина бетонной защиты 2 м.

Далее в расчетах рассматривается только взрывная секция камеры, приближенно представляемая в виде сферы радиуса  $R = 5$  м.

В работе [9] описана конструкция цилиндрической мишени в концепции ИТИС. Проектные параметры мишени:

- длина 6,4 мм;
- полная масса 3,35 г;
- масса DT-топлива 5,7 мг;
- начальная плотность DT-топлива  $0,05$  г/см<sup>3</sup>;
- начальный радиус DT цилиндра  $R_{DT0}=1,12$  мм;
- начальный радиус мишени  $R_0=4$  мм.

В качестве теплоносителя предполагается использовать эвтектику  $Li_{17}Pb_{83}$  при температуре 620 К (нижняя температура на входе в камеру) и 820 К (верхняя, на выходе из камеры). Плотность теплоносителя  $\rho=11,34$  г/см<sup>3</sup>. Толщина защитной пленки первой стенки принята равной 2 мм. Удельная теплоемкость  $C_V$  эвтектики 187 Дж/кг\*К, свинца 130 Дж/кг\*К. Удельная теплота испарения свинца 0,9 МДж/кг.

В расчетах приняты следующие начальные и граничные условия.

Начальные условия в расчете по программе RAMPHU задаются для каждой из подобластей расчета. В начальный момент времени расчетная область состоит из 3 подобластей:

$$\text{мишени } 0 \leq r \leq r_0, \quad r_0 = 1.58835 \cdot 10^{-3} \text{ м},$$

$$\text{атмосферы } r_0 \leq r \leq r_1, \quad r_1 = 4,998 \text{ м},$$

$$\text{пленки } r_1 \leq r \leq r_2, \quad r_2 = 5 \text{ м}.$$

Начальные распределения переменных в мишени задаются по расчету DEIRA:

$\rho(r, 0)$  – профиль плотности,

$u(r, 0)$  – профиль скорости,

$T(r, 0)$  – профиль температуры среды,

$T_r(r, 0)$  – профиль температуры излучения.

Начальные распределения переменных в атмосфере:

$$\rho(r, 0) = 3.5 \cdot 10^{-7} \text{ kg/m}^3 \text{ (масса атмосферы 183 мг),}$$

$$u(r, 0) = 0,$$

$$T(r, 0) = 823 \text{ К},$$

$$T_r(r, 0) = 0.$$

Начальные распределения переменных в пленке:

$$\rho(r, 0) = 1.052 \cdot 10^4 \text{ kg/m}^3,$$

$$u(r, 0) = 0,$$

$$T(r, 0) = 823 \text{ К}.$$

Граничные условия.

В центре расчетной области, при  $r = 0$ , задаются условия симметрии:

$$u(0,t) = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T_r}{\partial r} = 0.$$

На границе расчетной области – поверхности первой стенки – при  $r = r_3 = 5m$  задаются мягкие граничные условия:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T_r}{\partial r} = 0.$$

### 3. Оценка потоков заряженных частиц

Уточним временную последовательность прихода излучения и потоков вещества с поверхности мишени на первую стенку камеры. Время будем отсчитывать от момента выхода ударной волны на поверхность мишени, имеющей в этот момент радиус 5 мм. Радиус камеры  $R$  равен 5 м.

В момент  $t = 0$  с поверхности мишени стартуют с разными скоростями следующие потоки вещества и излучения: рентгеновское излучение со скоростью света, электроны с тепловой скоростью, нейтроны с энергиями 14,07 МэВ (от DT-реакции) и 2,45 МэВ (от DD-реакции), протоны с энергиями 14,68 МэВ (от DHe<sup>3</sup>-реакции) и 3,02 МэВ (от DD-реакции), быстрые альфа-частицы с энергией 3,52 МэВ (от DT-реакции). Следом за ними разлетается собственно мишень (в основном плазма свинца). Строго говоря, взаимодействие с веществом мишени приводит к некоторому расплыванию энергетического спектра частиц (нейтронов и протонов), но мы здесь не будем анализировать этот эффект, считая для простоты пучки частиц моноэнергетичными, имеющими длительность, равную промежутку времени взрыва, т.е. 0,2 нс. Тогда испускание частиц можно считать мгновенным, а их движение в камере в приближении сферической симметрии представляет собой расширение тонких заряженных сфер.

Если считать плазменный шар мишени электрически нейтральным и не учитывать электрическое поле потоков заряженных частиц, то получаем следующую последовательность воздействия потоков на первую стенку реактора.

Рентгеновский импульс, имеющий сложную временную зависимость, растянут по времени. Вначале идет мощный предимпульс, приходящий на стенку через 17 нс. Основной импульс сопровождает разлет мишени и поглощается в испаренном слое теплоносителя вблизи первой стенки.

Скорости частиц удобно измерять в единицах скорости света, поскольку их массы покоя и энергии выражены в МэВ. Пусть  $E$  есть кинетическая энергия частицы, а  $E_0 = mc^2$  – ее энергия покоя. В нерелятивистском приближении имеем

$$E = \frac{mv^2}{2} = E_0 \frac{v^2}{2c^2},$$

так что

$$v = c\sqrt{2E/E_0}.$$

Если учитывать релятивистское движение, то для скорости получается формула

$$v = c\sqrt{1 - 1/(1 + E/E_0)^2}.$$

Для самой быстрой из рассматриваемых частиц (протона с энергией 14,68 МэВ) относительная ошибка нерелятивистской формулы составляет 0,01, так что с этой точностью можно ограничиться нерелятивистской формулой.

Для электронов скорость оценим по тепловой скорости, отвечающей средней температуре мишени после взрыва (примерно 1 кэВ) в предположении равенства температур ионов и электронов. Результаты оценки начальной скорости разлета частиц и времени достижения первой стенки в предположении равномерного движения приведены в табл. 2.

В результате оказывается, что если не учитывать влияние электрического поля заряженных частиц, следом за рентгеновским предимпульсом через 73 нс приходят быстрые протоны, затем через 160 нс – протоны средней энергии, через 206 нс – электроны и через 302 нс – альфа-частицы.

Рассмотрим теперь потоки заряженных частиц как движение концентрических проводящих сфер и получим в этом приближении оценку влияния электрического поля продуктов взрыва на динамику потоков вещества в камере.

Расчеты ионизации свинца показывают, что кратность ионизации равна 55. Приблизительно половина этих свободных электронов, имеющих распределение Максвелла по скоростям, имеет скорость выше среднеквадратичной и может считаться покинувшей мишень. Масса мишени из свинца составляет 3,35 г или 0,016 моля. Следовательно, совокупный заряд электронов, двигающихся к стенке камеры, составляет  $Q_e = 0,5 \cdot 55 \cdot 0,016 \cdot N_{Ae} = 42661$  Кл.

Табл. 2. Последовательность воздействий на первую стенку продуктов взрыва

Частица	Кинетическая энергия, МэВ	Энергия покоя, МэВ	Скорость в долях скорости света	Время подлета к стенке, нс
Протоны p14	14,68	938	0,178	73
Нейтроны n14	14,07	939	0,173	75
Протоны p3	3,02	938	0,081	160
Нейтроны n2	2,45	939	0,072	180
Электроны	0,001	0,5	0,063	206
Альфа-частицы	3,52	3745	0,043	302

Рассмотрим радиальное движение заряда, равномерно распределенного по поверхности тонкой сферы, в поле заряда, создаваемого всеми сферами, лежащими внутри данной сферы. Пусть  $Q_i$  есть заряд рассматриваемой  $i$ -ой сферы,  $m_i$  – ее масса, а  $Q_s$  – суммарный заряд, заключенный внутри этой сферы. Тогда уравнение движения имеет вид

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = k \frac{Q_i Q_s}{m_i r^2} \equiv \frac{\alpha_i}{r^2}.$$

Начальные условия для этой задачи таковы:  $r(0) = r_0 = 0,001\text{м}$ ,  $v(0) = v_{i,0}$  – скорость вылета частиц данного типа из мишени в соответствии с данными расчетов табл. 2.

Это уравнение имеет точное решение, которое при данных начальных условиях имеет вид:

$$t \frac{b\sqrt{2b}}{\alpha_i} = \sqrt{x}\sqrt{x-1} - \sqrt{x_0}\sqrt{x_0-1} + \ln\left(\frac{\sqrt{x} + \sqrt{x-1}}{\sqrt{x_0} + \sqrt{x_0-1}}\right),$$

$$x = \frac{rb}{\alpha_i}, x_0 = \frac{r_0 b}{\alpha_i}, b = \frac{v_{i,0}^2}{2} + \frac{\alpha_i}{r_0} > 0;$$

$$\frac{b\sqrt{2|b|}}{\alpha_i} t = \sqrt{x}\sqrt{1-x} - \sqrt{x_0}\sqrt{1-x_0} + \arcsin\sqrt{x} - \arcsin\sqrt{x_0}, \quad b < 0. \quad (10)$$

Первыми из мишени выходят протоны 14-МэВ, за ними идет слой протонов 3-МэВ, затем слой электронов, средняя скорость которых принята равной тепловой при температуре 1 кэВ, и ближе всех к ядру мишени находятся альфа-частицы.

В результате получается так, что электроны притягиваются обратно к ядру практически мгновенно, поскольку на это электронное облако массой  $2,5 \cdot 10^{-10}$  кг действует сила притяжения  $2 \cdot 10^{27}$  Н. Тогда оказывается, что плазма остается практически нейтральной, за исключением слабого отрицательного заряда, который остается после вылета протонов 14-МэВ и 3-МэВ, а также альфа-частиц. Указанные три группы частиц летят с замедлением, так что они достигают стенки несколько позже, чем предполагалось в расчетах без учета электрического поля.

Количественно вылетающие протоны практически не оказывают влияния на нагрев первой стенки на фоне нейтронного импульса. Важно, что почти все родившиеся в термоядерных реакциях протоны ( $7 \cdot 10^{16}$  14-МэВ и  $2 \cdot 10^{18}$  3-МэВ) остаются в мишени, поскольку стенки они достичь не могут в силу кулоновского притяжения ядром мишени. Суммарный заряд протонов, долетающих до стенки, составляет  $3 \cdot 10^{-7}$  Кл, т.е. таких частиц на три порядка меньше, чем родившихся в реакции. То же относится и к альфа-частицам. Из примерно  $10^{20}$  альфа-частиц 10 % может покинуть мишень, но кулоновское



притяжение позволяет это сделать только  $10^{12}$  частицам, остальные остаются в мишени.

#### 4. Результаты расчетов

При одном и том же варианте расчета поджига мишени по программе DEIRA был проведен расчет по программе RAMPHY в обычном варианте (без учета быстрых заряженных частиц, которые считались частью осколков мишени) и в модифицированном, когда быстрые протоны и альфа-частицы считались отдельно по той же схеме, что и поток нейтронов. На рис. 2-4 приведены результаты расчетов расстояний, проходимых этими частицами, в соответствии с решением (10).

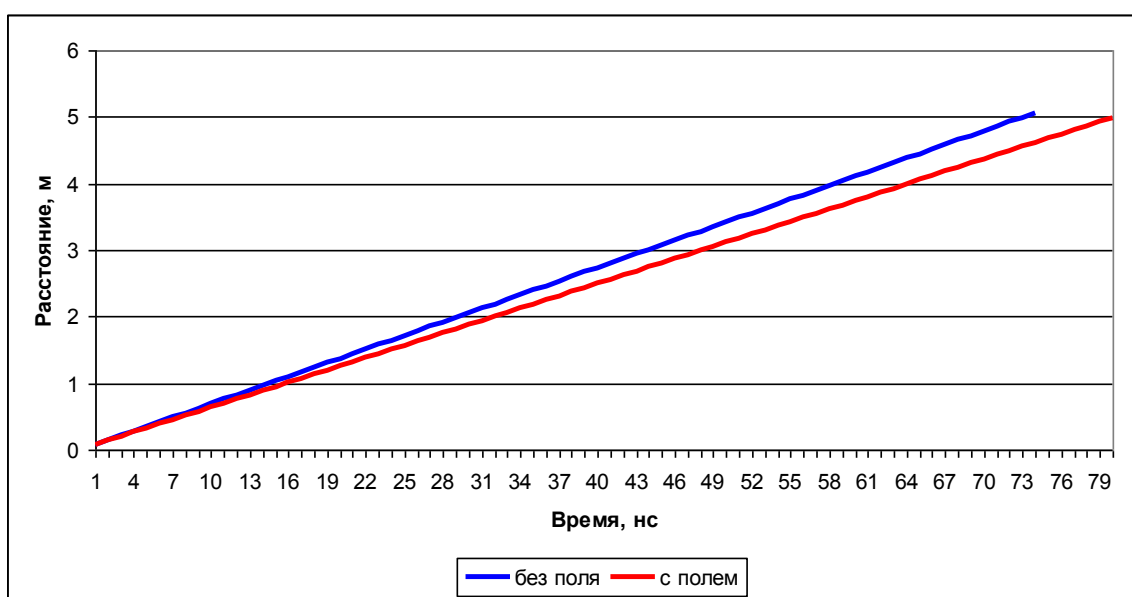


Рис. 2. Зависимость проходимого расстояния от времени для протонов p14 с учетом и без учета электрического поля мишени

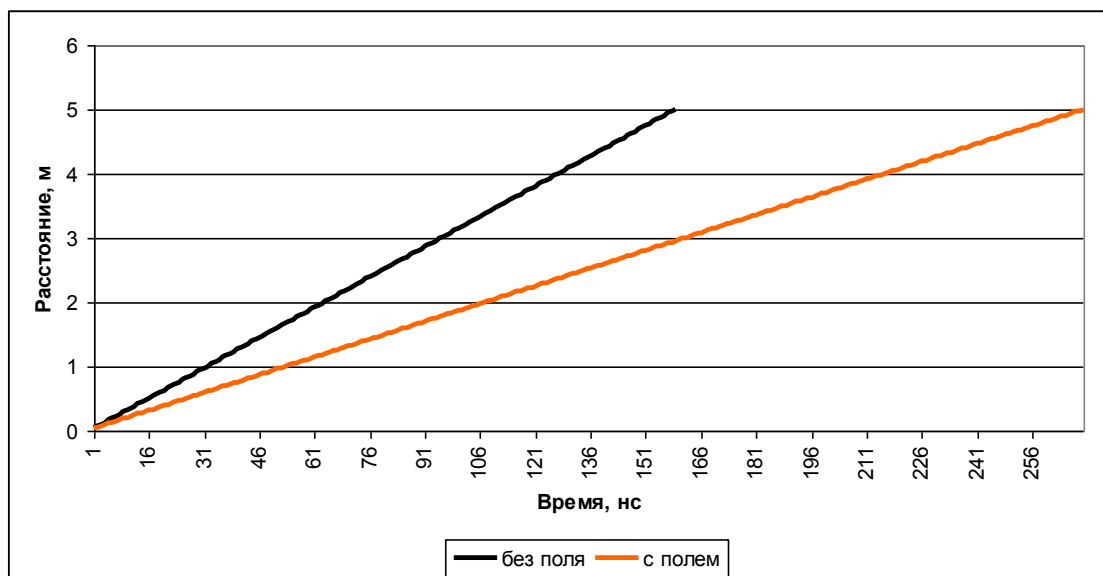


Рис. 3. Зависимость проходимого расстояния от времени для протонов p3 с учетом и без учета электрического поля мишени

На распределении температуры и давления в жидкой пленке, защищающей первую стенку камеры, учет или неучет заряженных частиц не сказывается. Их воздействие ограничено только паровой частью защитной пленки. Тем не менее, эффект от их учета есть: осколки мишени приходят с меньшей кинетической энергией и с большей внутренней энергией. Тогда динамика температуры в паровой части пленки оказывается несколько иной. Наряду с нагревом пленки рентгеновским излучением ее температура возрастает и вследствие потока альфа-частиц, оседающих в паровом слое. Когда же осколки подлетают к первой стенке, дополнительный нагрев оказывается несколько меньше, хотя это изменение не существенно.

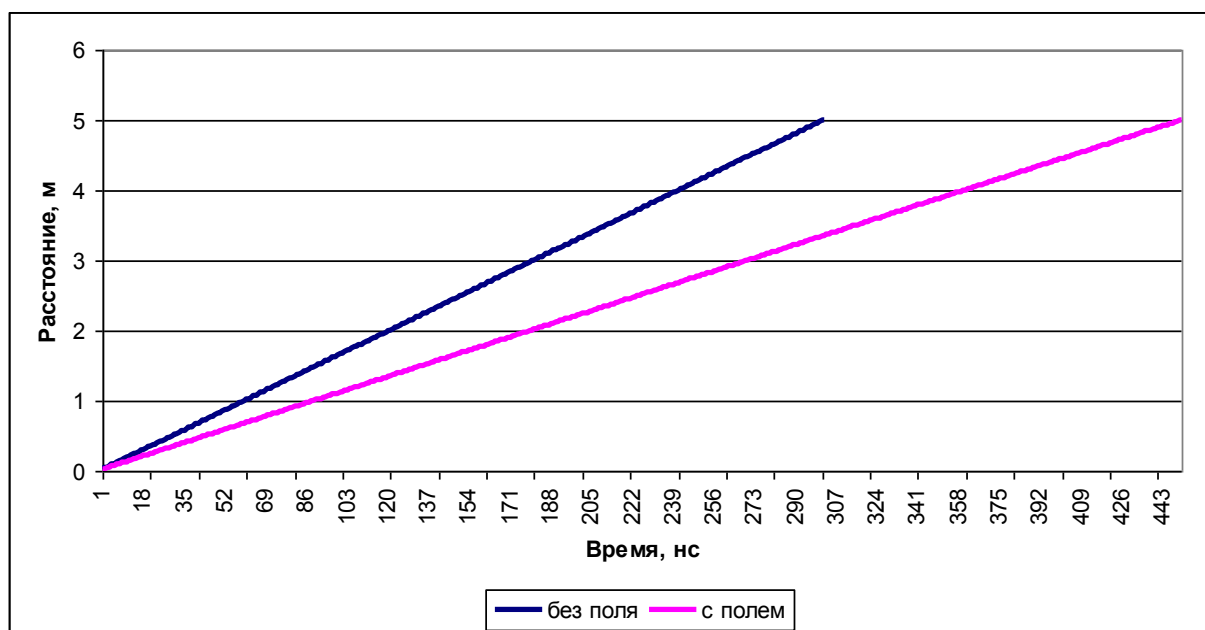


Рис. 4. Зависимость проходимого расстояния от времени для альфа-частиц с учетом и без учета электрического поля мишени

Динамика температуры в первой ячейке пленки с течением времени показана на рис. 5. Объем этой ячейки составляет  $3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3$ , а масса 340 г. На рисунке видно различие в динамике нагрева пленки потоками вещества и излучения.

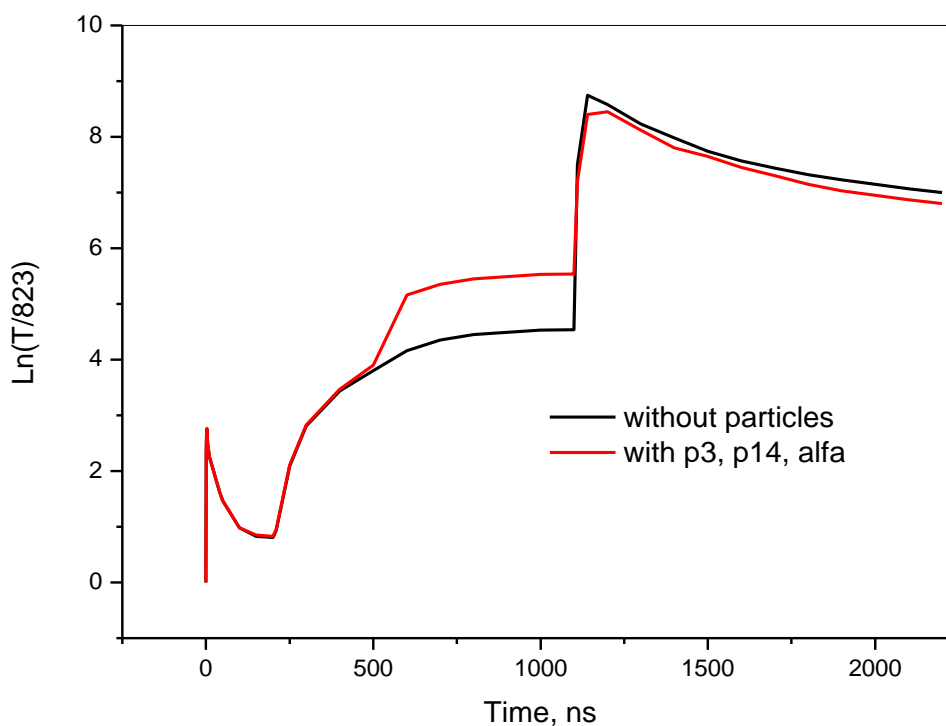


Рис. 5. Температура в первой расчетной ячейке пленки в зависимости от времени

Однако указанный эффект, полученный в результате численных расчетов, не имеет существенного значения на этапе доиспарения пленки. Последующая динамика испарения и прохождения ударной волны по пленке остаются теми же, что и в расчетах без учета электрического поля.

### Литература

1. Ядерный синтез с инерционным удержанием: современное состояние и перспективы для энергетики. Под ред. Б.Ю. Шаркова. М.: Физматлит, 2005. – 264 с.
2. Medin S.A., Churazov M.D., Koshkarev D.G., Orlov Yu.N., Sharkov B.Yu. Evaluation of a Power Plant Concept for Fast Ignition Heavy Ion Fusion // *Laser and Particle Beams*, 2002. V.20. P.419-423.
3. Medin S.A., Churazov M.D., Koshkarev D.G., Orlov Yu.N., Sharkov B.Yu., Suslin V.M., Zemskov E.A. Reactor Chamber and Balance-of-Plant Characteristics for Fast-Ignition Heavy-Ion Fusion Power Plant // *Fusion Science and Technology*, 2003. V.43. No.3. P.437-446.
4. Medin S.A., Basko M.M., Churazov M.D., Ivanov P.P., Koshkarev D.G., Orlov Yu.N., Parshikov A.N., Sharkov B. Yu., Suslin V.M. Power plant conceptual design for fast ignition heavy ion fusion // *NIMA (Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A)*, 2005. No.544. P.300-309.

5. Медин С.А., Орлов Ю.Н. Концепция камеры реактора ИТС на тяжелых ионах // ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2005. Вып. 2. С. 3-14.
6. Koshkarev D.G., Korenev I.L., Yudin L.A. Conceptual Design of Linac for Power HIF Driver. / CERN 96-05, VI. P.423-426.
7. Кошкарев Д.Г., Бархударян А.В., Талызин А.Н. Новая схема продольного сжатия пучка для HIF драйвера. // Препринт ИТЭФ. № 145. 1998.
8. Basko M.M., Churazov M.D., Aksenov A.G. Prospects of heavy ion fusion in cylindrical geometry. // Laser and Particle Beams, 2002. V.20, p.411–414.
9. Чуразов М.Д., Аксенов А.Г., Забродина Е.А. Зажигание термоядерных мишеней пучком тяжелых ионов. // ВАНТ, Сер. Математические модели физических процессов, 2001. Вып. 1, №.20, с.1–13.
10. Долголева Г.В., Забродин А.В. Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия. М.: Физматлит, 2004, 70 с.
11. Basko M.M. DEIRA1D-3T hydrodynamic code for simulating ICF targets driven by fast ion beams. / Moscow: ИТЭФ, 2001.
12. Новиков В.Г., Никифоров А.Ф., Уваров В.Б., Драгалов В.В. Поглощение фотонов в высокотемпературной плазме. // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, № 17, 1992. 22 с.
13. Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М. Расчет динамики испарения защитной пленки первой стенки камеры реактора ИТС // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, № 62, 2004. 28 с.
14. Баско М.М., Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М. Сквозной расчет термоядерного горения и разлета плазмы в реакторе ИТС на тяжелых ионах // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, № 18, 2010. 36 с.
15. Raffray A.R., Abdel-Khalik S.I., Haynes D. et al. Thermo fluid dynamics and chamber aerosol behavior for thin liquid wall under IFE cyclic operation // Fusion Science and Technology, Vol. 46, 2004. P. 438-450.
16. Медведев А.Б. Модификация модели Ван-дер-Ваальса для плотных состояний. / В сб.: Ударные волны и экстремальные состояния вещества. Под ред. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трунина и А.И. Фунтикова. М.: Наука, 2000.
17. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.
18. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. М.: Физматлит, 2000.
19. Hubbell J.H., Seltzer S.M. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients. NIST, 1996.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. X. Физическая кинетика. М., Наука, 1976.

21. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980.