



Долголева Г.В.

Численное исследование работы цилиндрических мишеней при различных режимах безударного сжатия и состава рабочей области

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Долголева Г.В. Численное исследование работы цилиндрических мишеней при различных режимах безударного сжатия и состава рабочей области // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2009. № 62. 16 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2009-62>

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
Институт прикладной математики  
имени М.В.Келдыша РАН

Г.В. Долголева

**Численное исследование работы  
цилиндрических мишеней при различных режимах  
безударного сжатия и состава рабочей области**

Москва, 2009 год

УДК 519.6

Численное исследование работы цилиндрических мишеней при различных режимах безударного сжатия и состава рабочей области.

Долголева Г.В.

Препринт Института прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН

В работе проведено численное исследование различных режимов безударного сжатия цилиндрических мишеней, в том числе проверено влияние нескольких априорных параметров в формулах энергозатрат при безударном сжатии однокаскадных и двухкаскадных мишеней на горение рабочей области. Численно исследовано горение мишени при замене пучка падающей энергии переменной ширины на пучок с фиксированной шириной. Сопоставлены результаты численных расчетов мишеней при различных математических приближениях и при различном составе «рабочей» области.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты № 08-01-00102, 08-01-00144).

Numeral research of work of cylindrical targets at the different modes of unstressed compression and composition of scratch area.

Dolgoleva G.V.

Preprint of Keldysh Institute of Applied Mathematics, RAS

Numeral research of the different modes of unstressed compression of cylindrical targets is in-process conducted, including influence of a few a priori parameters is tested in the formulas of energy input at the unstressed compression of single- cascade and two- cascade targets on burning of scratch area. Burning of target is numeral investigational at substituting of bunch to falling energy of variable width by a bunch with the fixed width. The results of numeral calculations of targets are confronted at the different mathematical approaching and at different composition «working» areas.

This work is supported by RFFI (grants N 08-01- 00102, 08-01-00144).

	стр.
Введение .....	3
1. Постановка расчетов однокаскадной мишени .....	4
1.1. Исследование влияния параметра «замедления» в формуле энерговклада на величину энерговыделения ...	5
1.2. Энерговложение в фиксированную область .....	6
1.3. Вариация состава рабочей области .....	10
1.4. Проверка различных приближений при расчетах мишеней .....	19
2. Постановка расчетов двухкаскадных мишеней .....	
2.1. Вариация задания скорости между каскадами .....	
2.2. Зависимость энерговыделения от начала вклада во внутренний каскад .....	15
2.3. Вариация состава рабочей области	
Заключение .....	
Литература .....	

### Введение

Мишень – это слоистая система сферическая или цилиндрическая. Основная задача управляемого термоядерного синтеза (УТС) – это так сжать «рабочую» область мишени, как правило, состоящую из дейтерия и трития, чтобы в ней начались термоядерные реакции, и энерговыделение в результате этих реакций было больше, чем вложенная энергия, т.е. энергия, пошедшая на сжатие мишени (коэффициент усиления больше единицы). В этих случаях говорят, что мишень горит. В работах /1/, /2/ был получен вид энерговложения такой, чтобы рабочая область сжималась безударным образом для однокаскадной и двухкаскадной мишеней соответственно. Но в этих формулах есть ряд априорных параметров. В данной работе проводится численная проверка влияния этих параметров на горение рабочей области. Проверяется горение мишени при фиксированном по ширине пучке энерговклада, сопоставляются результаты численных расчетов мишеней при различных математических приближениях и при различном составе «рабочей» области.

Главной характеристикой в работе мишени является энерговыделение рабочей области. За этой характеристикой мы и будем следить в расчетах. Дополнительные характеристики будем привлекать лишь для того, чтобы понять, проиллюстрировать отличия в энерговыделении.

#### 1. Постановка расчетов однокаскадной мишени

В работе /1/ рассматривается сжатие мишени (слоистая система) вида



Рисунок 1.

и выведена формула энергозложения в область с массой  $m_2$  для безударного сжатия внутреннего слоя (рабочая область).

Для воспроизведения безударного, неограниченного сжатия внутреннего слоя на правой границе скорость ( $u_l$ ) и давление ( $P_l$ ) в случае идеального газа должны удовлетворять соотношениям /3/:

$$u_l = \frac{2}{\gamma - 1} c_0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right],$$

$$P_l = \frac{\rho_0}{\gamma} c_0^2 \left( 1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma+1}} = P_0 \left( 1 - \frac{c_0}{L_0} t \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma+1}}.$$

$c_0, \rho_0, L_0, P_0, \gamma$  – начальная скорость звука, плотность, длина, давление и показатель адиабаты соответственно в области с массой  $m_0$ .

Для того, чтобы обеспечить такое давление и скорость, нужно в область с массой  $m_2$  вкладывать энергию по формуле /1/:

$$Q(t) = \beta \frac{2\gamma c_0^3 G \xi^{-\frac{2\gamma}{\gamma+1}}}{(\gamma - 1)^2 L_0 m_2} \left\{ - \left( 1 - \xi^{-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right) + \left[ \frac{V_2(0)}{b V_0(0)} + (\gamma - 1) + 2\xi - (\gamma + 1) \xi^{\frac{2}{\gamma+1}} \right] \frac{\xi^{-1}}{\gamma + 1} \right\},$$

где  $\xi = \frac{L_0 - c_0 t}{L_0}$ ,

$$b = \frac{2(m_1 + m_2 + m_3) + (\gamma + 1)m_0 / \gamma}{(\gamma - 1)(2m_3 + m_2)},$$

$$G = \frac{m_0(1 - 2k_2)}{\gamma} + \frac{2k_1}{\gamma + 1} + \frac{\gamma + 1}{\gamma^2} k_3 m_0^2,$$

$$k_1 = m_1 + \frac{m_2}{3} + \frac{m_1 + m_2 / 2}{(m_3 + m_2 / 2)^2} \left( \frac{m_1 m_2}{3} + m_1 m_3 + \frac{m_2 m_3}{6} \right),$$

$$k_2 = - \frac{1}{m_3 + m_2 / 2} \left[ \frac{m_2}{3} \left( m_3 + \frac{m_2}{4} \right) + m_1 \left( m_3 + \frac{m_2}{3} \right) \right],$$

$$k_3 = \frac{m_3 + m_2 / 3}{2(m_3 + m_2 / 2)^2},$$

$$V_0(0) = m_0 / \rho_0, \quad V_2(0) = m_2 / \rho_2.$$

Сценарий энергозклада следующий: в область с массой  $m_2$  вкладывается энергия по формуле

$$\frac{dE}{dt} = \begin{cases} Q, & \text{при } Q \leq Q^* \\ Q^*, & \text{при } Q > Q^* \end{cases}$$

$Q^*$  – величина обострения импульса, характеризующая установку.

Энерговложение по формуле  $\frac{dE}{dt}$  осуществляется до тех пор, пока вложенная энергия в область с массой  $m_2$  не достигнет заданной величины

$$F: \int_{m_2^0}^t \frac{dE}{dt} dm dt = F.$$

Как показано в работе /1/, такой закон энерговложения позволяет безударным образом сжимать слой газа с массой  $m_0$  пока  $Q \leq Q^*$ .

### 1.1. Исследование влияния параметра «замедления» в формуле энерговклада на величину энерговыведения.

Если положить параметр  $\beta$  в формуле для  $Q$  меньше единицы, то он позволяет затянуть, замедлить по времени процесс энерговложения. Исследуем влияние этого параметра на энерговыведение.

Расчеты проведем для цилиндрической мишени, параметры которой приведены на рисунке 2:

	DT	Au	Pb	Au
	$m_0$	$m_1$	$m_2$	$m_3$
r 0	0.2	0.21	0.39	0.444
$\rho_0$	0.2	20	6	20

Рисунок 2.

Начальные условия: в первой области задается начальное давление  $P(t=0) = \frac{\rho_0}{\gamma} c_0^2$  ( $c_0 = 0.02$ ); такое же давление задается и в остальных областях. Рассчитываются уравнения газодинамики, переноса тепла электронами, переноса излучения и взаимодействие его с веществом, кинетики термоядерных реакций.

Граничные условия по газодинамике и переносу: слева – центр, справа – свободная поверхность.

Уравнения состояния – идеальный газ с  $\gamma = \frac{5}{3}$ ,

DT:  $C_v = 11.578$ , Pb:  $C_v = 5.8$ , Au:  $C_v = 5.877$ .

Рассматриваемая система единиц: длина – см, время –  $10^{-7}$  сек, масса – г, температура – кэВ, энергия –  $10^{-1}$  мдж.

Эту мишень можно зажечь при следующих параметрах /4/  $Q^* = 6$ ,  $F = 2.1$ ,  $\beta = 0.2$ . Проварьируем величину  $\beta$ , проведем расчеты с

$\beta = 0.05, 0.1, 0.2, 0.25$ . В таблице 1 приведено значение величины энерговыделения в первой области, а также некоторые характеристики расчета на момент загорания ( $t_{\text{заг}}$ ). В случае с  $\beta > 0.2$  (мишень не горит) под временем загорания понимается время разворота первой области  $t_{\text{заг}} = t_{\text{раз}}$ .

Таблица 1.

$\beta$	0.05	0.1	0.2	0.25
$E_{DT}$	33.165	34.117	34.77	< 0.08
$t_{\text{заг}}$	10.289	10.289	10.275	10.266
$r$	0.0021	0.0021	0.0017	0.0014
$T_{\text{ср}}$	2.15	2.15	3.47	1.12
АТ	0.147	0.15	0.097	0.09
$\rho_{\text{ср}}$	471.6	472	679	762
$\rho\Delta r$	0.97	0.97	1.3	1.23

Здесь  $t_{\text{заг}}$  – время загорания,  $r$  – радиус первой области,  $T_{\text{ср}}$ ,  $\rho_{\text{ср}}$  – средняя температура и плотность рабочей области соответственно, АТ – энергия, которая вошла в первую область (отбор энергии первой областью),  $\rho\Delta r = \int_0^r \rho dr$  (критерий зажигания),  $E_{DT}$  величина энерговыделения при термоядерном горении в первой области.

Из расчетов видно, что наибольшее энерговыделение получается при  $\beta = 0.2$ . Система горит и при  $\beta < 0.2$  и не горит при  $\beta > 0.2$ . В последнем случае первая область сильнее сжимается и разлетается раньше, чем загорается.

Итак, чтобы обеспечить горение рабочей области при безударном сжатии нужно в формуле для энерговложения  $Q(t)$  нужно вводить множитель «затягивания» энерговыделения  $\beta$ , меньший или равный 0.2.

## 1.2. Энерговложение в фиксированную область.

Во всех расчетах, которые были приведены в работах /4/-/6/, энергия вкладывалась во всю область с массой  $m_2$ . При вложении в нее энергии область разлетается и меняет свои первоначальные координаты. Но такое энерговложение не совсем удобно выполнить в техническом плане, так как пучок имеет фиксированную ширину и ее сложно менять во времени. Поэтому были проведены расчеты с фиксированной шириной пучка, равного первоначальной длине области с массой  $m_2$ .

В таблице 2 приведены характеристики этих расчетов на момент загорания ( $t_{\text{заг}}$ ). На рисунке 3 приведена величина радиуса первой области в зависимости от времени ( $R(t)$ ), на рисунке 4 величина энерговложения в систему, а на рисунке 5 величина энергии, отобранной рабочей областью.

В таблице 2 и на рисунках 3, 4, 5 первый расчет – это вложение энергии в область с массой  $m_2$  (его мы рассматривали в п. 1.1.), второй – энерговложение при фиксированной ширине пучка и  $\beta = 0.2$ , а третий расчет аналогичен второму, но  $\beta = 0.1$ . Для второго расчета, в котором нет загорания, под временем загорания понимается время разворота первой области  $t_{\text{заг}} = t_{\text{раз}}$ .

Из расчетов видно, что в случае фиксированной ширины пучка мишень при параметрах  $Q^* = 6$ ,  $F = 2.1$ ,  $\beta = 0.2$  не загорается. Получается в три раза меньшая температура и меньшее  $\rho\Delta r$  по сравнению с расчетом 1 практически при одинаковом отборе энергии (смотри рисунок 5). Если еще больше «затянуть» процесс энерговложения по сравнению со вторым расчетом: уменьшить  $\beta$  до 0.1 и ниже, то мишень горит. На графиках и в таблице это третий расчет.

Таблица 2.

Расчет	$\alpha$	$E_{DT}$	$t_{\text{заг}}$	$r$	$T_{\text{cp}}$	АТ	$\rho_{\text{cp}}$	$\rho\Delta r$
1	0.2	34.77	10.275	0.0017	3.47	0.097	679	1.3
2	0.2	0.015	10.390	0.0021	1.16	0.096	460.4	0.96
3	0.1	32.85	10.369	0.0023	1.6	0.13	386.9	0.82

Граница DT- области

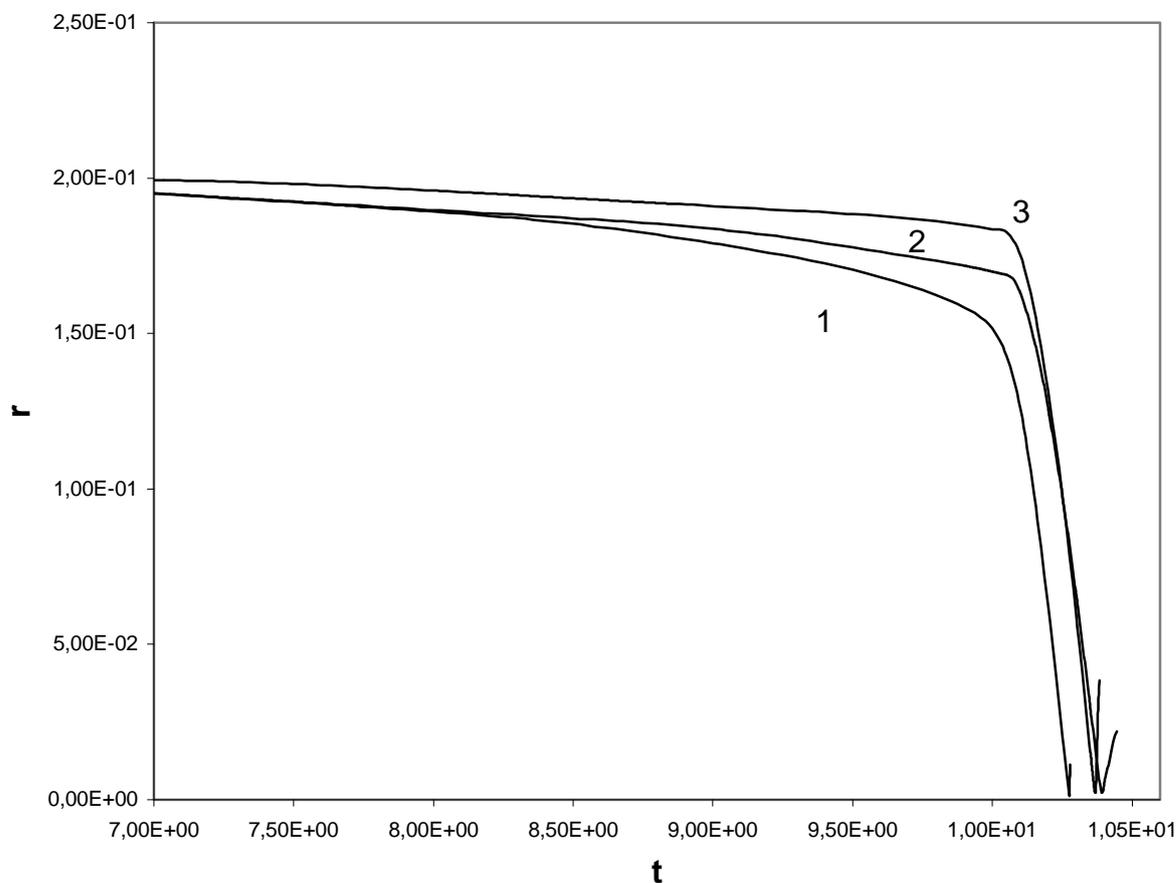


Рисунок 3.

## Энерговложение

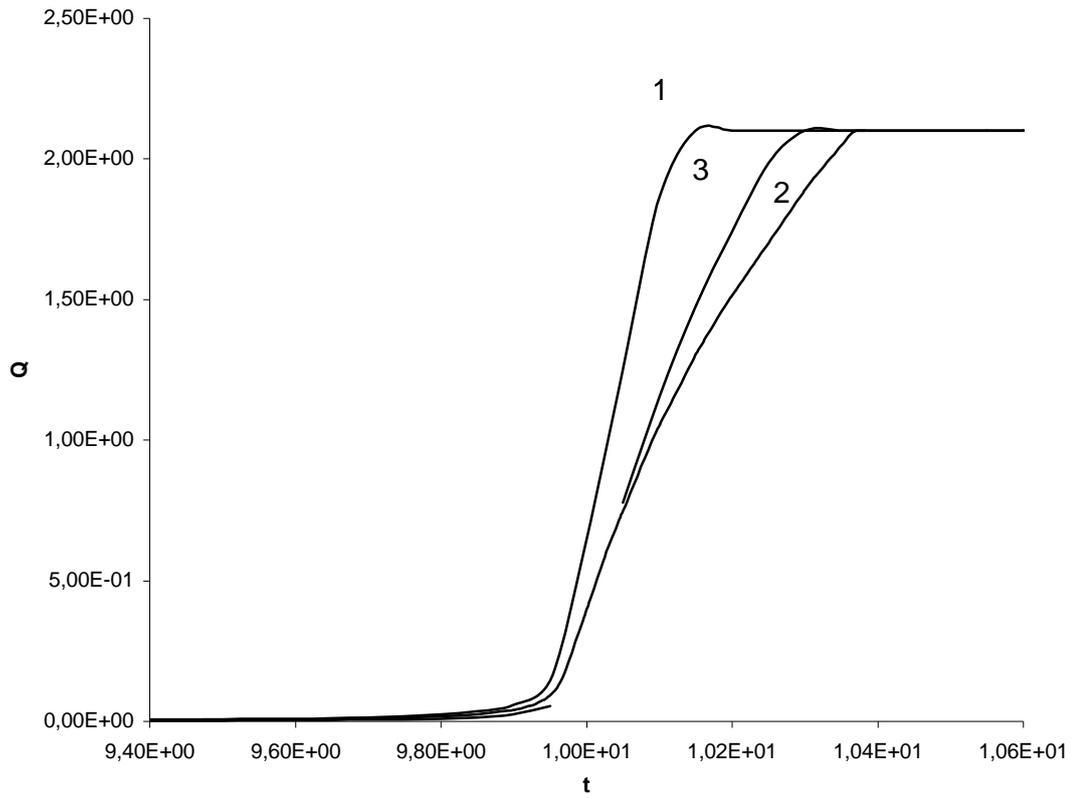


Рисунок 4.

## Отбор энергии рабочей областью

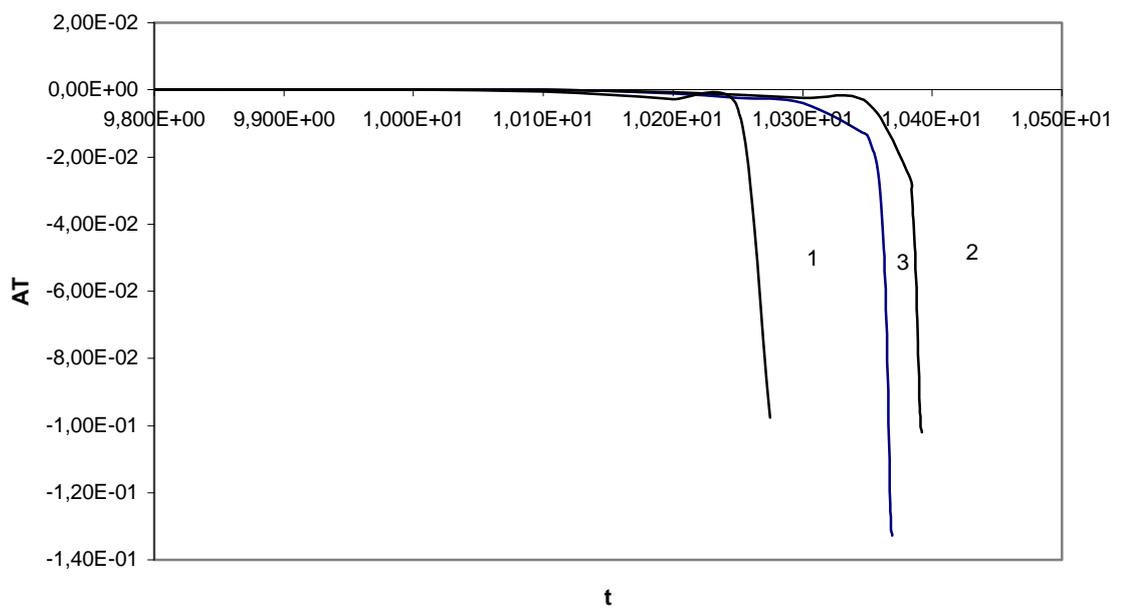


Рисунок 5.

Увеличение величины энерговложения, т.е. величины  $F$ , ни к чему хорошему не приводит (мишень не загорается), так как энергия еще полностью не вложена в систему, а первая область уже разворачивается и разлетается.

### 1.3. Вариация состава рабочей области.

В работах [7]–[9] рассматривалось горение мишени из дейтерия. В данной работе численно проведена вариация состава рабочей области: менялись концентрации дейтерия и трития. Цель – выяснить при каком минимальном значении трития мишень загорится. Тритий – материал достаточно дорогой (по денежным затратам на его получение) и «грязный» (в смысле отходов после горения). Результаты этой серии расчетов собраны в таблице 3. Расчеты были проведены при следующих параметрах  $Q^* = 6$ ,  $F = 2.1$ ,  $\beta = 0.2$ .

Таблица 3.

Величины	I расчет	II расчет	III расчет	IV расчет	V расчет
$\alpha_D$	0.5	0.6	0.7	0.8	0.85
$\alpha_T$	0.5	0.4	0.3	0.2	$0.03 + {}^3\text{He}_{0.12}$
$E_{DT}$	34.77	39.57	42.7	0.156	0.0077
$\Delta_D (\%)$	83.6	90.9	94	<1	<1

$\alpha_D, \alpha_T$  – концентрации дейтерия и трития соответственно;

$\Delta_D (\%)$  – доля выгорания дейтерия.

Как видно из таблицы, максимальное энерговыделение в «рабочей» области получается при  $\alpha_D = 0.7$ ,  $\alpha_T = 0.3$ . С меньшим количеством трития мишень не загорается.

В работе [9] отмечено, что для состава  $\alpha_D = 0.85$ ,  $\alpha_T = 0.03$  и  ${}^3\text{He} = 0.12$  «было получено эффективное горение термоядерного топлива». Был проведен расчет с таким составом рабочей области (V расчет), но он не загорелся.

### 1.4. Проверка различных математических приближений при расчетах мишеней.

В зависимости от того, какой математический аппарат есть у исследователя при численных расчетах задач физики плазмы, приводятся в литературе соответствующие результаты расчетов. Очень часто сжатие осуществляется только газодинамически. Попытаемся понять в рамках одной методики, как учет переноса тепла и излучения дополнительно к газодинамическому сжатию влияет на результаты счета. Будем следить за

главной характеристикой: энерговыделением в ДТ области. Расчеты проведем для однокаскадной мишени со следующими параметрами:  $Q^* = 6$ ,  $F = 2.1$ ,  $\beta = 0.2$ . Первый расчет чисто газодинамический ( $E_{DT} = 21.15$ ), во втором – учитываются процессы переноса тепла и излучения ( $E_{DT} = 34.77$ ). Разница в энерговыделении значительная, в этих расчетах процесс переноса тепла играет большую роль: тепловая волна опережает ударную, прогревает рабочую область и сжатие идет уже совсем по-другому. Это видно и из рисунка 6, на котором представлено движение рабочей области ( $R(t)$ ). Первая кривая – это расчет уравнений газодинамики, переноса тепла электронами, переноса излучения и взаимодействие его с веществом, кинетика термоядерных реакций. Второй расчет – это расчет уравнений газодинамики и кинетики термоядерных реакций. Из рисунка видно, что в первом случае мишень сжимается сильнее, поэтому и энерговыделение больше.

### Граница ДТ- области

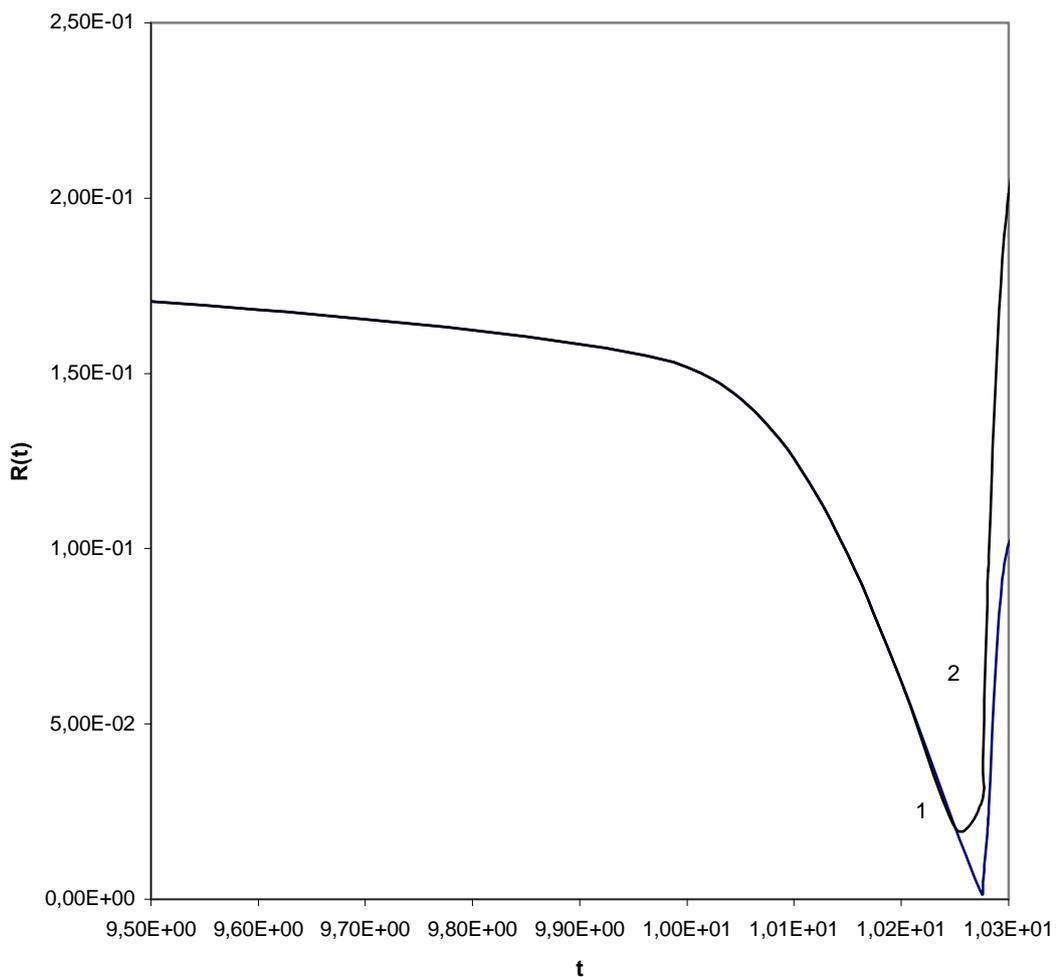


Рисунок 6.

## 2. Постановка расчетов двухкаскадных мишеней.

В работах /2/, /9/–/10/ была рассмотрена двухкаскадная система с осуществлением безударного сжатия.

На рисунке 7 представлены геометрия, условное разделение системы на наружный и внутренний каскады.

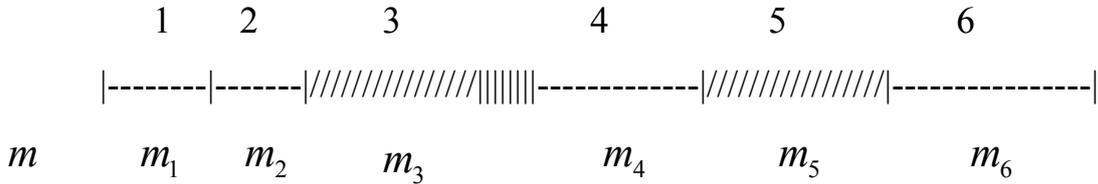


Рисунок 7.

$m$  – лагранжева переменная. Слои 2,4,6 состоят из плотных материалов, в «легкие» слои 3,5 вводится внешнее энерговоложение по определенному закону, которое обеспечивает движение слоя 2 и реализует безударное сжатие слоя 1. Это осуществляется тем, что на границе слоя с массой  $m_1$  выдерживаются значения  $u_1(t)$  и  $P_1(t)$ , которые характерны для безударного сжатия слоя 1.

Чтобы получить формулы энерговыделения для безударного сжатия «рабочей» области в двухкаскадной системе нужно дополнительное условие при построении формул – осуществление нулевой или близкой к нулю скорости левой границы слоя 4 ( $u_4(t)$ ), которая не определена. Этим условно осуществляется и деление системы на два каскада: слои 1,2,3 – внутренний каскад и слои 4,5,6 – наружный каскад.

Если  $u_4$  положить  $u_4 = \alpha u_1$ , то можно получить формулы для энерговоложения во внутренний и внешний каскады для безударного сжатия области с массой  $m_1$  /2/.

Величина энерговоложения  $Q_3(t)$  в область с массой  $m_3$  и  $Q_5(t)$  в область с массой  $m_5$  имеют вид:

$$Q_3(t) = \beta \frac{(1-\alpha)\gamma u_1}{(\gamma-1)\Delta m_3} \cdot \left\{ -P_1 + \frac{du_1}{dt} \left[ \Delta m_2 + \frac{\Delta m_3}{6}(2+\alpha) \right] \right\} -$$

$$\frac{(\alpha-1) \int_0^t u_1 dt}{(\gamma-1)\Delta m_3} \left\{ -\frac{dP_1}{dt} + \frac{d^2 u_1}{dt^2} \left[ \Delta m_2 + \frac{\Delta m_3}{6}(2+\alpha) \right] \right\}.$$

$$\begin{aligned}
Q_5(t) = & \beta \frac{1}{(\gamma-1)m_5} \left\{ -\alpha P_l u_l + \alpha \left( m_2 + \frac{m_3}{2}(\alpha+1) + \alpha m_4 + \alpha \frac{m_5}{3} \right) u_l \frac{du_l}{dt} + \right. \\
& + u_6 \frac{du_6}{dt} \left( m_6 + \frac{m_5}{3} \right) + \left( u_6 \frac{du_l}{dt} + u_l \frac{du_6}{dt} \right) \frac{\alpha m_5}{6} \left. \right\} \left\{ \gamma - \frac{\int_0^t (u_6 - \alpha u_l) dt}{(u_6 - \alpha u_l)^2} \left( \frac{du_6}{dt} - \alpha \frac{du_l}{dt} \right) \right\} + \\
& + \frac{\int_0^t (u_6 - \alpha u_l) dt}{(\gamma-1)m_5 (u_6 - \alpha u_l)} \left\{ -\alpha \frac{d}{dt} (u_l P_l) + \left( \left( \frac{du_6}{dt} \right)^2 + u_6 \frac{d^2 u_6}{dt^2} \right) \left( m_6 + \frac{m_5}{3} \right) + \right. \\
& + \alpha \left( m_2 + \frac{m_3}{2} (1 + \alpha) + \alpha m_4 + \alpha \frac{m_5}{3} \right) \left( \left( \frac{du_l}{dt} \right)^2 + u_l \frac{d^2 u_l}{dt^2} \right) + \\
& \left. + \left( 2 \frac{du_6}{dt} \frac{du_l}{dt} + u_6 \frac{d^2 u_l}{dt^2} + u_l \frac{d^2 u_6}{dt^2} \right) \frac{\alpha m_5}{6} \right\}.
\end{aligned}$$

В работе /2/ показано, что мишень с конкретной геометрией:

	DT	Au	Pb	Au	Pb	Au
	1	2	3	4	5	6
	----- ----- ////////// ----- ////////// -----					
$r$	0.2	0.21	0.32	0.345	0.42	0.525
$\rho$	0.05	20	6	20	6	20

Рисунок 8.

«загорается» при  $F = F_3 + F_5 = 0.8$ ,  $Q^* = 6$ ,  $\beta = 0.2$ ,  $\alpha = 0.7$ .  $F_3, F_5$  – энерговложения в 3 и 5 области соответственно.

При этом сценарий энерговклада следующий. В область с массой  $m_5$  происходит энерговложение по формуле:

$$\frac{dE_5(t)}{dt} = \begin{cases} Q_5(t), & Q_5(t) \leq Q^* \\ 0, & Q_5(t) \geq Q^* \end{cases}$$

В область с массой  $m_3$ , начиная с некоторого момента  $s_0$ , происходит энерговклад по формуле:

$$\frac{dE_3(t)}{dt} = \begin{cases} Q_3(t), & Q_3(t) \leq Q^* \\ Q^*, & Q_3(t) \geq Q^* \end{cases}$$

до тех пор пока 
$$\int_0^t \left( \int_{m_3} \frac{dE_3(t)}{dt} dm + \int_{m_5} \frac{dE_5(t)}{dt} dm \right) dt = \int_0^t (F_3(t) + F_5(t)) dt = F,$$

$F$  – заданная величина.

Из формул видно, что здесь две априорные величины  $\alpha$  и  $s_0$ , которые мы и проварьруем расчетным образом.

### 2.1. Вариация задания скорости между каскадами.

Величина  $\alpha$  выбирается произвольно, желательно, чтобы она была меньше единицы. Посмотрим, как влияет величина  $\alpha$  на энерговыделение «рабочей» области. Все расчеты проведены при  $F = F_3 + F_5 = 0.8$ ,  $Q^* = 6$ ,  $\beta = 0.2$ . Приведем в таблице 4 характеристики нескольких расчетов, которые отличаются величиной  $\alpha$ : ее значения в первой строке.

Таблица 4.

N расчета	1	2	3	4	5	6
$\alpha$	0.9	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3
$F_3$	0.4954	0.54	0.56263	0.585	0.609	0.632
$F_5$	0.3046	0.26	0.238	0.215	0.191	0.168
$E_{DT}$	26.759	29.075	29.771	30.3	30.47	27.4
$\Delta_D(\%)$	64	70	72	73	73.4	66

Из таблицы видно, что лучший результат получается при  $\alpha = 0.4$ . Отличия в энерговыделении рабочей области не столь велико при  $\alpha = 0.4, 0.5, 0.6, 0.7$ .

### 2.2. Зависимость энерговыделения от начала вклада во внутренний каскад.

Численные расчеты двухкаскадных мишеней в работах /2/, /9/-/10/ были проведены при  $s_0 = 0.2$ , т.е. энерговыделение во внутренний каскад начиналось по времени спустя  $s_0 = 0.2$ . Проварьруем в расчетах этот параметр. Результаты расчетов приведены в таблице 5. Расчет проводился при следующих параметрах  $Q^* = 6, F = 0.8, \alpha = 0.7, \beta = 0.2$ . Почему расчет проводился с  $\alpha = 0.7$ , а не с лучшим, как показано в п. 2.1,  $\alpha = 0.4$ , будет ясно из п.2.3.

Таблица 5.

№ расчета	1	2	3	4
$s_0$	0	0.1	0.2	0.3
$F_3$	0.54	0.54	0.54	0.54
$F_5$	0.26	0.26	0.26	0.26
$E_{DT}$	0.548	24.016	29.075	0.045

Если  $s_0=0$ , то энерговыделения начинаются одновременно в оба каскада. Результаты расчета в первом столбце, мишень не горит  $E_{DT} < F$ . Не горит мишень и если поздно включить энерговыделение в первый каскад: при  $s_0=0.3$   $E_{DT} < F$  – результаты расчета в четвертом столбце. При  $s_0=0.1$  и  $s_0=0.2$  мишень горит, но при  $s_0=0.2$  энерговыделение выше.

### 2.3. Вариация состава рабочей области.

В однокаскадной мишени максимальное энерговыделение получается при  $\alpha_D=0.7$ ,  $\alpha_T=0.3$  (см. п. 1.3). С меньшим количеством трития мишень не загорается.

Был проведен расчет двухкаскадной мишени с параметрами  $F = F_3 + F_5 = 0.8$ ,  $Q^* = 6$ ,  $\beta = 0.2$ ,  $\alpha = 0.7$ ,  $\alpha_D = \alpha_T = 0.5$  (это второй расчет в таблице 4 и первый – в таблице 6) и с  $\alpha_D = 0.8$ ,  $\alpha_T = 0.2$  (второй расчет в таблице 6). При меньшем количестве трития мишень не загорается при  $\alpha = 0.7$ .

Таблица 6.

Величины	I расчет	II расчет	III расчет	IV расчет
$\alpha_D$	0.5	0.8	0.75	0.8
$\alpha_T$	0.5	0.2	0.25	0.2
$\alpha$	0.7	0.7	0.4	0.4
$E_{DT}$	29.075	23.29	30.6	0.2
$\Delta_D(\%)$	70	34.6	44	<1

Первый и второй расчеты проведены с  $\alpha = 0.7$ , несмотря на то, что наилучшее энерговыделение мы получили при  $\alpha = 0.4$  (смотри п. 2.1), но с этим  $\alpha$  надо повышать количество трития с 0.2 до 0.25.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние нескольких априорных параметров в формулах энерговыделения при безударном сжатии однокаскадных и двухкаскадных мишеней на горение рабочей области. Численно проверено

горение мишени при замене пучка падающей энергии переменной ширины на пучок с фиксированной шириной. Сопоставлены результаты численных расчетов мишеней при различных математических приближениях и при различном составе «рабочей» области.

Из проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- энерговклад в систему нужно «затянуть»: в формулу энерговыделения для  $Q(t)$  ввести множитель, меньший единицы (приблизительно 0.2);
- при вложении энергии в фиксированную область нужно этот множитель еще уменьшить (приблизительно 0.1);
- в однокаскадной и двухкаскадной мишенях можно уменьшить состав трития, и они будут гореть; в однокаскадной мишени можно уменьшить до 0.3, а в двухкаскадной до 0.2.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Долголева Г.В., Забродин А.В. Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия // М., Физматлит, 2004.
2. Забродин А.В., Долголева Г.В. Двухкаскадная конструкция термоядерной микромишени для осуществления управляемого термоядерного синтеза под действием мощного тяжелоионного драйвера (ускорителя) // Сборник «Проблемы современной механики», изд. МГУ, с. 164-179, 2008.
3. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды // М., Наука, 1971.
4. Долголева Г.В., Забродин А.В. Построение решения в задаче движения слоистых оболочек // Сборник «Проблемы механики сплошной среды», Владивосток, 1996, с.160-169.
5. Долголева Г.В., Забродин А.В. Разработка термоядерных мишеней на основе реализации концепции безударного сжатия // Аэромеханика и газовая динамика, №2, с. 48-54, 2002.
6. Долголева Г.В., Забродин А.В. Расчётное конструирование микромишеней для осуществления безударного сжатия. Труды института математики и механики Уральского отделения РАН, с. 31-40, 2008.
7. Aksenov A. G., Churazov M. D. Deuterium targets and MDMT-code // Laser and Particle Beams, vol. 21(1), 81-84, 2003.
8. Аксенов А.Г., Баско М.М., Забродина Е. А., Кошкарев Д.Г., Чуразов М.Д. Волна термоядерного горения дейтерия в цилиндрическом канале с оболочкой из урана-238 // Вопросы атомной науки и техники, Сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 2, 33-36, 2006.
9. Аксенов А.Г., Баско М.М., Забродина Е. А., Кошкарев Д.Г., Чуразов М.Д., Шарков Б.Ю. Волна термоядерного горения в мишени релятивистского тяжелоионного драйвера // Вопросы атомной науки и техники, Сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 2, 60-65, 2008.

10. Долголева Г.В., Забродин А.В. Численное конструирование двухкаскадных мишеней для тяжелоионного синтеза на основе безударного сжатия // XXXV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 11-15 февраля 2008 г. Москва, с.177, 2008.
11. Долголева Г.В., Забродин А.В. Слоистые двухкаскадные конструкции для осуществления безударного сжатия // IX Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике, 22-28 августа 2006, Горький.