

УДК 533.9.03

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

В. Я. Терновой, К. В. Хищенко*, А. А. Чарахчян**

Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка

* Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва

** Вычислительный центр им. А. А. Дородницына РАН, 119333 Москва

E-mail: chara@ccas.ru

Рассмотрена задача о взаимодействии с абсолютно жесткой стенкой или со стальным экраном волны разрежения, возникающей в твердом дейтерии при выходе на свободную поверхность ударной волны с давлением $30 \div 150$ ГПа. Показано, что в энтропийном следе вблизи стенки или границы с экраном возникает высокотемпературная плазма, в которой возможна, по крайней мере для ударных волн с давлением более 70 ГПа, термоядерная реакция. Размер области плазмы и время ее установления пропорциональны расстоянию между свободной поверхностью и стенкой. Приведены оценки коэффициентов пропорциональности. Отмечено, что в данном случае, в отличие от других способов генерации высокотемпературной плазмы, время существования плазмы может не зависеть от скорости звука в ней. Показано, что с помощью конической твердотельной мишени с выходным отверстием давление в ударной волне в твердом дейтерии можно увеличить с 10 до 100 ГПа.

Ключевые слова: ударная волна, волна разрежения, энтропийный след, высокотемпературная плазма, твердый дейтерий, термоядерная реакция, коническая мишень.

Введение. Волна разрежения, возникающая при выходе сильной ударной волны на свободную поверхность твердого тела, во многих работах изучалась с точки зрения возможности определения температуры и энтропии в ударной волне (см., например, [1]). Эффект образования высокотемпературной плазмы при взаимодействии такой волны разрежения с экраном обнаружен экспериментально в работе [2] для ударных волн в свинце. На возможность значительного нагрева небольшой части вещества вблизи стенки указывалось еще в 1947 г. Я. Б. Зельдовичем и К. П. Станюковичем при аналитическом исследовании начальной стадии взаимодействия волны разрежения в совершенном газе с абсолютно твердой стенкой [3].

В настоящей работе решается задача о взаимодействии волны разрежения с абсолютно твердой стенкой при выходе ударной волны на свободную границу дейтериевого льда. Рассматривается также аналогичная задача со стальным экраном вместо абсолютно твердой стенки. Уравнения состояния дейтерия $p = p(\rho, T)$, $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$ (p — давление; ρ — плотность; T — температура; ε — удельная внутренняя энергия) получены с использованием уравнений состояния водорода $p = p_H(\rho, T)$, $\varepsilon = \varepsilon_H(\rho, T)$ [4] по формулам

$$p(\rho, T) = p_H(\rho/2, T), \quad \varepsilon(\rho, T) = \varepsilon_H(\rho/2, T)/2.$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 07-01-00098, 06-02-17464) и в рамках Программы № 3 Отделения математических наук РАН.

Полученные таким образом уравнения состояния удовлетворительно описывают экспериментальные данные [5] об ударной сжимаемости твердого дейтерия, а в области полностью ионизованной разреженной плазмы переходят в соответствующие уравнения состояния совершенного газа. Уравнения состояния стали построены в соответствии с [6].

При введении сильной ударной волны в легкую среду возникают трудности, описанные, например, в работе [7]. В частности, ударная волна в стали с давлением на фронте 250 ГПа при выходе на границу с твердым дейтерием переходит в ударную волну с давлением примерно 10 ГПа. В настоящее время в мире имеется, по-видимому, только одна установка (в Сандийской национальной лаборатории в США), которая позволяет с помощью плоских ударников получать в твердом дейтерии ударные волны с давлением до 100 ГПа [5]. В п. 3 настоящей работы исследуется возможность усиления ударной волны в твердом дейтерии с использованием конических мишеней.

1. Взаимодействие волны разрежения с абсолютно твердой стенкой. Для одномерных уравнений гидродинамики

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} u, \quad \frac{du}{dt} = -\nabla p, \quad \rho \frac{d(\varepsilon + u^2/2)}{dt} = -\operatorname{div} pu \quad (1)$$

(t — время; u — скорость; $\operatorname{div} u = \partial u / \partial x$; $\nabla p = \partial p / \partial x$; x — пространственная координата; $d/dt = \partial / \partial t + u \partial / \partial x$ — лагранжева производная по времени) рассматривается следующая задача. Неподвижное вещество с давлением $p_a = 0,1$ МПа и нормальной плотностью твердого тела (уравнения состояния $p = p(\rho, T)$, $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$) занимает полупространство $x \geq 0$ (правое). По веществу справа налево движется ударная волна с давлением за фронтом p_s , значительно превышающим предел текучести. Значения остальных функций за фронтом волны, в частности скорости $u_s < 0$, определяются из законов сохранения на фронте волны и уравнений состояния. В точке $x = 0$ ударная волна выходит на свободную границу с давлением p_a . В точке $x = -h$, $h > 0$ находится абсолютно твердая стенка.

До момента прихода свободной границы к стенке решение задачи является автомодельным и состоит из центрированной волны разрежения и областей постоянного течения (см., например, [1]). Искомые функции зависят от переменной $\xi = x/t$, где время t отсчитывается с момента выхода ударной волны на свободную границу. В центрированной волне разрежения $\xi = u + c$, где скорость звука $c = \sqrt{(\partial p / \partial \rho)_S}$ определяется производными от уравнений состояния (S — энтропия). Уравнение изоэнтропы

$$d\varepsilon + p dv = 0$$

($v = \rho^{-1}$ — удельный объем) и уравнения состояния интегрируются, например, в плоскости (ρ, T) от значения давления за ударной волной до значения p_a . Скорость определяется формулой

$$u = u_s + \int_{p_s}^p \frac{dp}{\rho c},$$

где интегрирование ведется вдоль изоэнтропы. В результате все искомые функции, в частности $p = p_r(\xi)$, определяются на интервале $u_a + c_a = \xi_a \leq \xi \leq \xi_s = u_s + c_s$, где u_a , c_a — скорость свободной границы и скорость звука на ней. Во всей области решение имеет вид

$$p(x, t) = \begin{cases} p_s, & \xi \geq \xi_s, \\ p_r(\xi), & \xi_a \leq \xi \leq \xi_s, \\ p_a, & u_a \leq \xi \leq \xi_a, \end{cases}$$

для других функций решение аналогично.

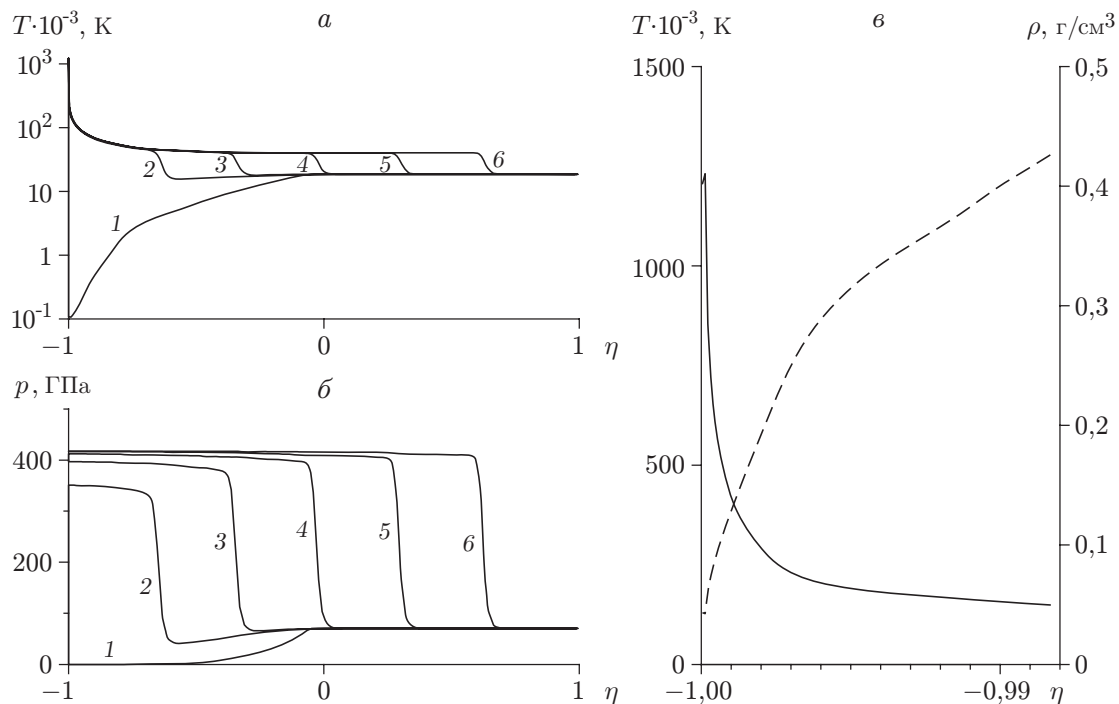


Рис. 1. Результаты решения уравнений гидродинамики в задаче с абсолютно твердой стенкой при $p_s = 70$ ГПа:

$a, б$ — температура и давление в различные моменты времени (1 — $\tau = 0$, 2 — $\tau = 1$, 3 — $\tau = 2$, 4 — $\tau = 3$, 5 — $\tau = 4$, 6 — $\tau = 5$); $в$ — установившиеся профили температуры (сплошная линия) и плотности (штриховая линия) в энтропийном следе вблизи стенки

В момент времени $t_* = -h/u_a$ свободная граница приближается к стенке. Соответствующие функции, например $p(x, t_*)$, являются начальными данными для последующего неавтономного решения задачи. Поскольку скорость u_a не зависит от величины h , эти начальные данные для любого h зависят от переменной $\eta = x/h$, а поскольку при умножении величин x и t на одну и ту же константу уравнения гидродинамики не меняются, решение задачи для любого значения h зависит от переменных η и $\tau = t[x]/h[t]$, где t — время, отсчитываемое с момента прихода свободной границы на стенку; $[x]$, $[t]$ — выбранные единицы измерения (в данной работе $[x] = 1$ мм, $[t] = 1$ мкс).

Задача решается численно методом Годунова первого порядка точности на достаточно подробных лагранжевых сетках, равномерных по координате x в начальный момент времени. Результаты расчета для дейтериевого льда (начальная плотность $\rho_0 \approx 0,175$ г/см³, начальная температура $T_0 = 4$ К) и ударной волны с давлением $p_s = 70$ ГПа показаны на рис. 1. На рис. 1, $a, б$ видно, что с течением времени решение принимает вид ударной волны, распространяющейся от стенки. Значения функций за фронтом волны с высокой точностью совпадают со значениями, полученными в результате расчета отражения ударной волны с давлением p_s от абсолютно твердой стенки по ударной адиабате повторного сжатия. Этот результат можно предсказать, так как в переменных (x, t) решение задачи при $h \rightarrow 0$ должно стремиться к решению при $h = 0$, которым является отраженная ударная волна.

После формирования отраженной волны вблизи стенки остается неподвижный энтропийный след с давлением за фронтом отраженной волны p_{ss} . При приближении к стенке плотность в следе существенно уменьшается (рис. 1, $в$), однако превышает плотность на

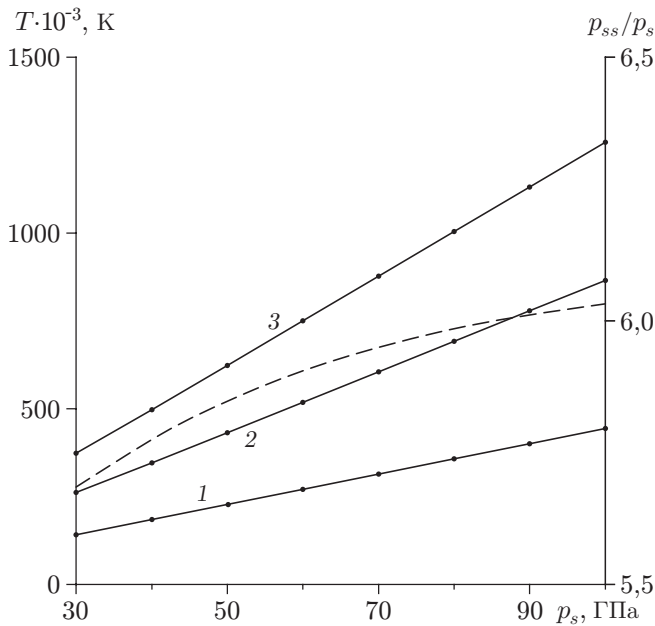


Рис. 2

Рис. 2. Зависимости температуры (сплошные линии) и отношения давлений p_{ss}/p_s в отраженной и набегающей волнах (штриховая линия) от давления p_s :
 1 — $\rho = \rho_0$, 2 — $\rho = \rho_0/2$, 3 — $\rho = \rho_c = 0,06 \text{ г/см}^3$

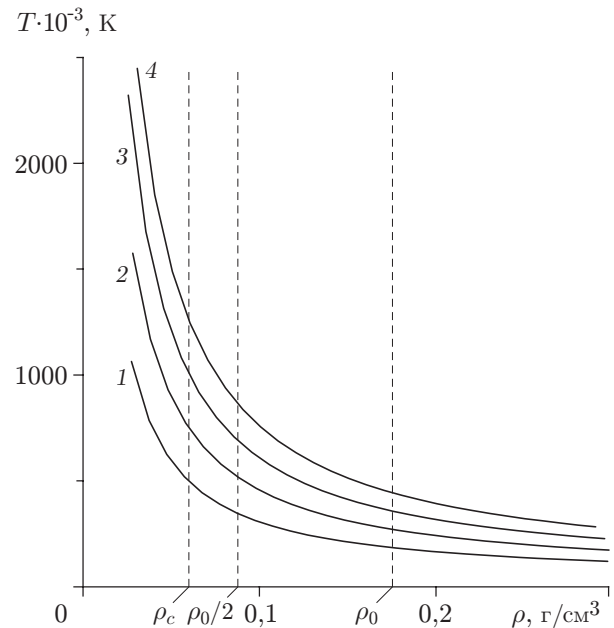


Рис. 3

Рис. 3. Изобары (сплошные линии) и изохоры (штриховые линии) в энтропийном следе в дейтерии:
 1 — $p_s = 40 \text{ ГПа}$, 2 — $p_s = 60 \text{ ГПа}$, 3 — $p_s = 80 \text{ ГПа}$, 4 — $p_s = 100 \text{ ГПа}$

свободной границе волны разрежения в 200–300 раз. На рис. 1, в видно, что температура при приближении к стенке, наоборот, значительно возрастает, особенно в узком слое толщиной приблизительно $10^{-3}h$. Для выбранного значения давления p_s температура на фронте отраженной волны $T_{ss} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ К}$, а температура на стенке $T_b \approx 12 \cdot 10^5 \text{ К}$.

При выбранном значении плотности ρ температура T в энтропийном следе определяется из уравнения состояния $p_{ss} = p(\rho, T)$, где давление p_{ss} определяется по давлению p_s и ударной адиабате повторного сжатия. Результаты такого термодинамического расчета показаны на рис. 2, 3. На рис. 2 приведена зависимость $T(p_s)$ ($30 \leq p_s \leq 100 \text{ ГПа}$) для значений плотности $\rho = \rho_0$, $\rho = \rho_0/2$, $\rho = \rho_c = 0,06 \text{ г/см}^3$, соответствующих твердому и жидкому состояниям. При этом значение $\rho = \rho_c = 0,06 \text{ г/см}^3$ приблизительно в два раза превышает плотность водорода в критической точке и соответствует концентрации частиц, приближенно равной $2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Расчеты проводились для значений p_s , кратных 10 ГПа. На рис. 2 видно, что с увеличением p_s температура линейно возрастает.

Большие значения температуры обусловлены двумя причинами. Во-первых, как следует из рис. 2, давление в отраженной волне почти в шесть раз превышает давление в набегающей волне. Во-вторых, даже для значений плотности, характерных для твердого и жидкого состояний, соответствующие изобары дейтерия имеют вид изобар совершенного газа $\rho T = \text{const}$, допускающих значительный рост температуры при уменьшении плотности (см. рис. 3).

2. Взаимодействие волны разрежения с экраном. Рассмотрим задачу, в которой вместо абсолютно твердой стенки при $x = -h$ имеется еще одно неподвижное вещество

(экран) с постоянной плотностью и давлением p_a , занимающее полупространство $x \leq -h$. Как и в случае абсолютно твердой стенки, решение такой задачи при любом $h > 0$ зависит от переменных $\eta = x/h$ и $\tau = t[x]/h[t]$, где значение $t = 0$ соответствует моменту прихода свободной границы волны разрежения в точку $x = -h$. При $h = 0$ решением задачи являются отраженная ударная волна или центрированная волна разрежения и ударная волна в экране, параметры которых, как и скорость границы раздела сред, находятся из решения соответствующей задачи о распаде разрыва. Предельный переход при $h \rightarrow 0$ обусловлен наличием энтропийного следа вблизи границы раздела сред, размер и время образования которого при $h \rightarrow 0$ также стремятся к нулю.

В случае стального экрана задача решалась для рассмотренных выше ударных волн в твердом дейтерии. По сравнению со случаем абсолютно твердой стенки давление в отраженной ударной волне p_{ss} уменьшается. Например, для ударной волны с давлением $p_s = 70$ ГПа в случае абсолютно твердой стенки $p_{ss} \approx 417$ ГПа, в случае стального экрана $p_{ss} \approx 304$ ГПа. Соответственно уменьшается температура в энтропийном следе, которая наряду с плотностью описывается изобарой $p(\rho, T) = p_{ss}$. Как и предполагалось, в этой задаче узкая область высокотемпературной плазмы дейтерия возникает вблизи подвижной границы со сталью (рис. 4). Эта область формируется одновременно с отраженной ударной волной и вместе с границей движется с постоянной скоростью, определяемой в задаче о распаде разрыва. На рис. 4 видно, что при $\tau \rightarrow \infty$ скорость границы раздела $u_b(\tau)$ и температура дейтерия на границе $T_b(\tau)$ монотонно стремятся к своим предельным значениям.

На рис. 5 приведены установившиеся по времени профили температуры для рассмотренных выше случаев ударной волны с давлением $p_s = 70$ ГПа и для случая ударной волны с давлением $p_s = 100$ ГПа и стального экрана. В последнем случае давление в отраженной волне $p_{ss} \approx 432$ ГПа, что лишь незначительно превышает значение p_{ss} для ударной волны с давлением $p_s = 70$ ГПа и абсолютно твердой стенки. Несмотря на близость значений p_{ss} , температура дейтерия на границе раздела сред для ударной волны с давлением $p_s = 100$ ГПа и стального экрана существенно превышает соответствующую температуру для ударной волны с давлением $p_s = 70$ ГПа и абсолютно твердой стенки, что обусловлено меньшей плотностью на границе в первом случае.

После завершения процесса формирования отраженной ударной волны температура дейтерия на границе с экраном, как и температура на абсолютно твердой стенке в задаче из п. 1, достигает максимального значения T_{\max} , а плотность — минимального значения ρ_{\min} . Эти значения, а также значения температуры при $\rho = \rho_c$ для двух ударных волн ($p_s = 100, 150$ ГПа) и двух задач приведены в таблице. Во всех случаях концентрация частиц на границе имеет порядок 10^{22} см $^{-3}$. При переходе от абсолютно твердой стенки к стальному экрану температура на границе уменьшается не настолько существенно, как температура при фиксированной плотности, линейно зависящая от давления в отраженной волне p_{ss} .

Безразмерное время установления высокотемпературной плазмы τ_0 определяется формулой

$$T_b(\tau_0) = 0,9T_{\max}, \quad (2)$$

время установления — формулой

$$\Delta t = \tau_0 h. \quad (3)$$

Пусть $\eta_b(\tau)$ — координата границы раздела. Введя переменную $\xi = \eta - \eta_b(\tau)$, рассмотрим установившийся по времени профиль температуры дейтерия как функцию $T(\xi)$, $\xi \geq 0$. Функция $T(\xi)$ монотонно убывает: $T(0) = T_{\max}$. Ширину области высокотемпературной плазмы ξ_0 можно определить двумя различными способами:

$$T(\xi_{01}) = 0,9T_{\max}, \quad T(\xi_{02}) = 10^6 \text{ К}. \quad (4)$$

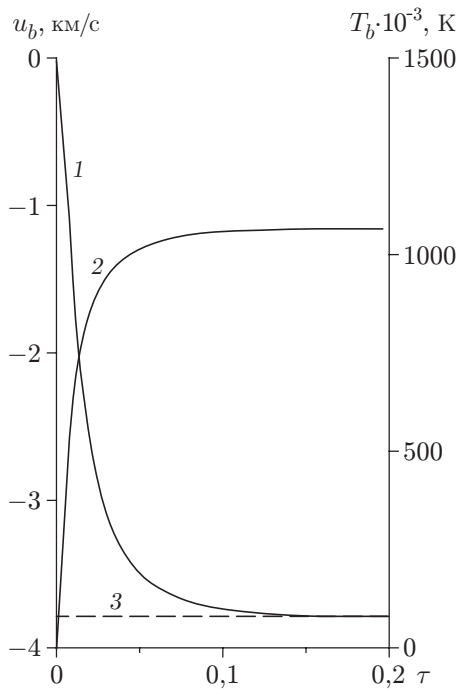


Рис. 4

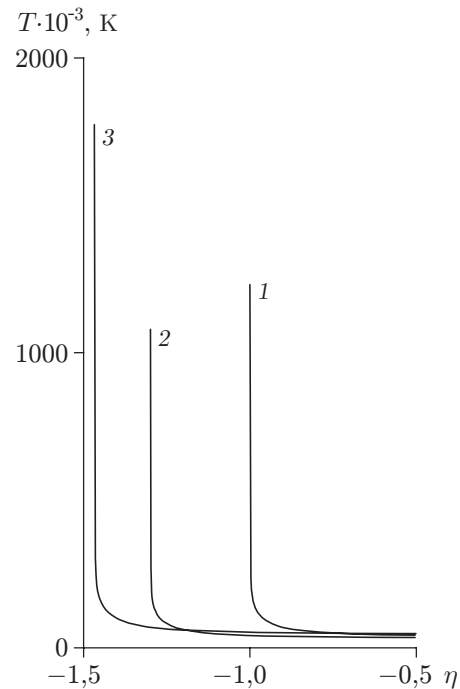


Рис. 5

Рис. 4. Зависимости скорости границы раздела дейтерия и стального экрана u_b (1), температуры дейтерия на границе T_b (2) при $p_s = 70$ ГПа и скорости u_b в задаче о распаде разрыва (3) от безразмерного времени τ

Рис. 5. Установившиеся профили температуры в энтропийном следе в случае абсолютно твердой стенки при $p_s = 70$ ГПа (1) и в случае стального экрана при $p_s = 70$ ГПа (2) и $p_s = 100$ ГПа (3)

Значения физических параметров в задачах с абсолютно твердой стенкой и стальным экраном

Тип преграды	p_s , ГПа	ρ_{\min} , г/см ³	$T_{\max} \cdot 10^{-6}$, К	$T_c \cdot 10^{-6}$, К	τ_0	ξ_{01}	ξ_{02}
Стенка	100	0,040	2,0	1,3	0,030	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
Экран	100	0,030	1,8	0,9	0,030	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
Стенка	150	0,030	3,7	1,9	0,025	$1,4 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}
Экран	150	0,025	3,2	1,3	0,020	$1,7 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}

Параметр ξ_{01} определяет область плазмы с температурой, отличающейся от максимальной не более чем на 10 %, параметр ξ_{02} — область плазмы с температурой $T \geq 10^6$ К. С использованием переменной x выражение для ширины области высокотемпературной плазмы запишем в виде

$$\Delta x = \xi_0 h. \quad (5)$$

Значения безразмерных параметров τ_0 , ξ_{01} , ξ_{02} , определенные формулами (2), (4) для двух ударных волн и двух типов стенки, также приведены в таблице. Безразмерное время установления τ_0 практически не зависит от типа стенки и незначительно уменьшается с увеличением p_s . Малость параметра ξ_{01} обусловлена резким понижением температуры вблизи ее максимума (см. рис. 1, в). Значение параметра ξ_{02} для ударной волны с давлением $p_s = 150$ ГПа на порядок превышает значение параметра ξ_{01} и, как и предполагалось,

существенно уменьшается с уменьшением p_s . Заметим, что параметры ξ_{01} , ξ_{02} практически не зависят от типа стенки.

Используя формулы (3), (5) и данные таблицы, вычислим параметры плазмы для $h = 1$ см, $p_s = 150$ ГПа в случае стального экрана: $\Delta t = 0,25$ мкс, размер области плазмы $\Delta x \approx 10$ мкм при $T \geq 10^6$ К, $\Delta x \approx 1,7$ мкм при $T \approx 3 \cdot 10^6$ К.

3. Усиление ударной волны в конической мишени. Поскольку при введении в твердый дейтерий сильной ударной волны возникают трудности, рассмотрим задачу, результаты решения которой свидетельствуют о возможности существенного усиления ударной волны в дейтерии с помощью конических мишеней. В стальной мишени имеется полость в виде усеченного конуса (радиус меньшего основания конуса r_0 , большего — $5r_0$, угол между основаниями и боковой поверхностью равен 60°), заполненная твердым дейтерием (рис. 6). Нижняя граница мишени и нижнее основание конуса являются свободными границами с давлением $p = 10^5$ Па. В мишени со стороны верхнего основания конуса инициируется ударная волна. Будем полагать, что рассматривается алюминиевый ударник (уравнение состояния которого приведено в [6]), сталкивающийся с мишенью со скоростью 10 км/с. Толщина ударника выбирается достаточно большой, с тем чтобы волна разгрузки от его тыльной границы не успела оказать влияние на течение в конусе. В результате расчета по уравнениям состояния получаем давление ударной волны в стали, приблизительно равное 250 ГПа, и давление волны, входящей в дейтерий, приблизительно равное 12 ГПа.

В цилиндрических координатах (r, z) вектор скорости в уравнениях (1) $\mathbf{u} = (u_r, u_z)$, а операторы дифференцирования принимают вид $d/dt = \partial/\partial t + u_r \partial/\partial r + u_z \partial/\partial z$, $\text{div } \mathbf{u} = r^{-1} \partial(r u_r)/\partial r + \partial u_z/\partial z$, $\nabla p = (\partial p/\partial r, \partial p/\partial z)$. Для численного решения задачи использовался тот же пакет программ, что и в расчетах [8].

На рис. 7 показана описанная в работах [9, 10] система ударных волн, возникающих при вхождении в конус плоской ударной волны и последующем нерегулярном отражении ударных волн от боковой границы и оси симметрии.

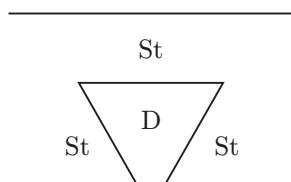


Рис. 6

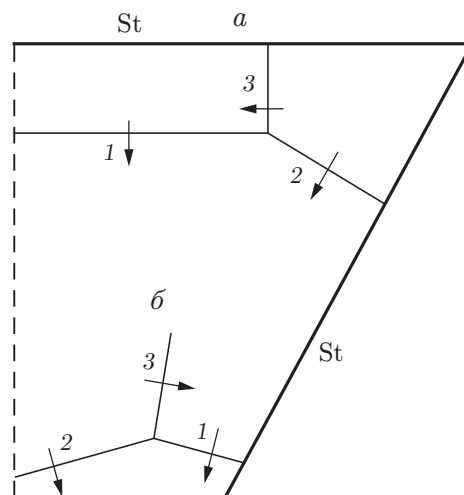


Рис. 7

Рис. 6. Схема стальной (St) мишени с полостью в виде усеченного конуса, заполненной дейтерием (D)

Рис. 7. Схема ударных волн в конусе до отражения (a) и после отражения (б) от оси симметрии (штриховая линия):

1 — падающая волна, 2 — волна Маха, 3 — отраженная волна; стрелки — направление скорости ударных волн

ражается от боковой границы в виде волны Маха и отраженной волны, которая вместе с точкой пересечения трех волн движется к оси симметрии (рис. 7,а). Когда точка пересечения достигает оси симметрии, начальная плоская ударная волна исчезает и начинается отражение первоначальной волны Маха в виде новой волны Маха и отраженной волны, движущейся от оси симметрии к боковой границе (рис. 7,б).

Результаты расчета задачи приведены на рис. 8, где показаны границы дейтериевого объема и соответствующие поля давления внутри него в различные моменты времени. Искривление верхней границы дейтериевого объема вблизи боковой границы обусловлено возникновением кумулятивной струи стали. Тем не менее поведение ударных волн в дейтерии соответствует классической схеме, представленной на рис. 7, так как скорости ударных волн значительно превышают скорость кумулятивной струи. Момент времени, показанный на рис. 8,б, соответствует схеме ударных волн на рис. 7,а (давление на фронте начальной плоской волны составляет 11,7 ГПа, давление за отраженной волной и волной Маха приближенно равно 30 ГПа).

На рис. 8,в показан момент времени, соответствующий началу выхода ударных волн в дейтерии на свободную границу, когда отражение первой волны Маха от оси симметрии уже произошло. Расположение волн и направление их движения соответствуют показанным на рис. 7,б. На фронте первой волны Маха, расположенной между точкой пересечения трех волн и боковой границей конуса, значение давления составляет примерно 50 ГПа. На фронте второй волны Маха, расположенной между точкой пересечения и осью симметрии, давление приближенно равно 80 ГПа, внутри мишени между осью симметрии и отраженной ударной волной — $90 \div 110$ ГПа.

На рис. 8,г представлена картина течения, соответствующая моменту времени после выхода волн Маха на свободную поверхность и образования волны разрежения. Отраженная ударная волна сместилась к боковой границе, оставив за собой поле давления, значение которого превышает 100 ГПа почти во всем дейтериевом объеме внутри мишени. В результате давление на внутренней границе волны разрежения приблизительно равно 110 ГПа (см. рис. 8,г).

Заключение. Ударные волны в твердом дейтерии с давлением $p_s = 70 \div 150$ ГПа после разгрузки и повторного сжатия на абсолютно твердой или стальной стенке позволяют получить в небольшой области вблизи стенки плазму (с плотностью частиц порядка 10^{22} см⁻³ и температурой $(1 \div 3) \cdot 10^6$ К), в которой возможна термоядерная реакция. В рассмотренной задаче при одной и той же интенсивности ударной волны температура значительно превышает температуру за фронтом присоединенной ударной волны при ударном сжатии дейтериевой пластины внутрь клина [11].

Размер области высокотемпературной плазмы и время ее установления пропорциональны расстоянию между свободной поверхностью и стенкой. Для ударной волны с давлением 150 ГПа и стальной стенки при $h = 1$ см время установления составляет примерно 0,25 мкс, а размер области плазмы с температурой $T > 10^6$ К приблизительно равен 10 мкм.

Высокотемпературная плазма возникает в энтропийном следе с постоянными давлением и скоростью. В пренебрежении возможным падением температуры за счет переноса тепла и конечными поперечными размерами зазора между дейтерием и стенкой время существования плазмы определяется разностью между моментом прихода на стенку волн разгрузки, движущихся по относительно холодному веществу от устройства, генерирующего ударную волну, или от свободной границы экрана, и моментом образования плазмы. В сделанных предположениях время существования высокотемпературной плазмы не зависит от скорости звука в ней, в отличие от других способов генерации плазмы, при которых высокая температура возникает в области с большим градиентом давления.

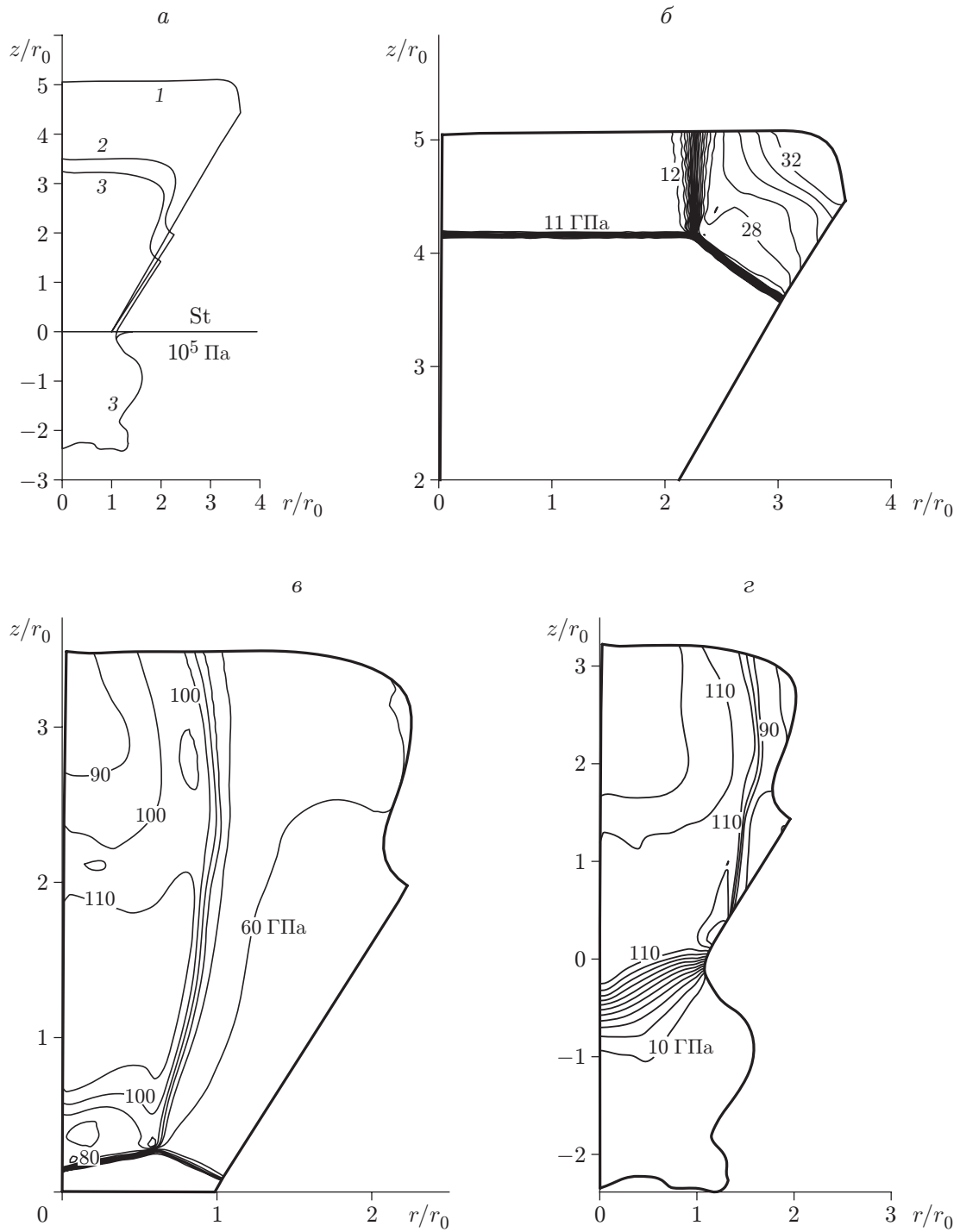


Рис. 8. Границы дейтериевой области (а) и изобары в дейтерии (б-г) в различные моменты времени:

б — $t = t_1$, в — $t = t_2$, г — $t = t_3$; 1 — $t = t_1$, 2 — $t = t_2$, 3 — $t = t_3$

Для получения высокого давления при ударном нагружении твердого дейтерия и, следовательно, высокой массовой скорости при его последующей разгрузке могут оказаться эффективными конические твердотельные мишени. В рассмотренном примере давление за фронтом ударной волны при выходе из такой мишени увеличивается в 10 раз по сравнению с интенсивностью входящей плоской ударной волны и достигает значения $p_s \approx 100$ ГПа.

На распределение температуры в энтропийном следе может оказывать влияние теплопроводность, которая в настоящей работе не учитывается. При увеличении расстояния h влияние теплопроводности уменьшается, что следует, в частности, из уравнения энергии в переменных (τ, η) , в которое соответствующее слагаемое входит с множителем h^{-1} .

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зельдович Я. Б.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. М.: Наука, 1966.
2. **Терновой В. Я.** Экспериментальное исследование термодинамических и электропроводящих свойств плотных сред при интенсивном ударно-волновом воздействии: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Черноголовка, 2004.
3. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Гостехтеоретиздат, 1955.
4. **Fortov V. E., Khishchenko K. V., Levashov P. R., Lomonosov I. V.** Wide-range multi-phase equations of state for metals // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1998. V. 415, N 3. P. 604–608.
5. **Knudson M. D., Hanson D. L., Bailey J. E., et al.** Principal Hugoniot, reverberating wave and mechanical reshock measurements of liquid deuterium to 400 GPa using plate impact techniques // Phys. Rev. B. 2004. V. 69, N 14. P. 144209-1–144209-20.
6. **Bushman A. V., Fortov V. E., Kanel G. I., Ni A. L.** Intense dynamic loading of condensed matter. Washington: Taylor and Francis, 1993.
7. **Алексеев Ю. Ф., Альтшулер Л. В., Крупникова В. П.** Ударное сжатие двухкомпонентных парафино-вольфрамовых смесей // ПМТФ. 1971. № 4. С. 152–155.
8. **Милявский В. В., Фортгов В. Е., Фролова А. А. и др.** Расчет ударного сжатия пористых сред в конических твердотельных мишенях с выходным отверстием // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2006. Т. 46, № 5. С. 913–931.
9. **Белоконь В. А., Петрухин А. И., Проскуряков В. А.** Вхождение сильной ударной волны в клиновидную полость // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1965. Т. 48, № 1. С. 50–60.
10. **Setchell R. E., Storm E., Sturtevant B.** An investigation of shock strengthening in a conical convergent channel // J. Fluid. Mech. 1972. V. 56, N 3. P. 505–522.
11. **Чарахчян А. А.** Ударное сжатие пластины на клине // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 1. С. 17–24.

*Поступила в редакцию 20/IX 2007 г.,
в окончательном варианте — 6/II 2008 г.*