

Пренебрежение зависимостью $D(\Pi)$ эквивалентно условию несжимаемости жидкого окисла B_2O_3 . При давлениях $\Pi < 50$ растворимость кислорода в жидком окисле описывается законом Генри (линейная зависимость), при больших давлениях наблюдается отклонение от идеальности раствора.

В заключение остановимся на возможной причине распада жидких слоев B_2O_3 , приводящих к волновой форме поверхности окисленных образцов. Характерно, что это явление имеет место уже для сравнительно тонких слоев окисла (~ 10 мкм), когда влиянием силы тяжести на форму свободной поверхности жидкости можно пренебречь (капиллярная постоянная [12] больше характерного размера тела). В целом причина распада слоя не ясна, однако можно предположить, что это связано с наличием градиента сил поверхностного натяжения вследствие конечности длины нити (протяженности жидкого слоя). Неоднородности толщины слоя на различных участках образца накладывает ограничения на возможность проведения корректных кинетических измерений (особенно основанных на измерении толщины пленок), в соответствии с чем приводимые в [5] данные по константам скорости роста слоя B_2O_3 вызывают сомнение.

Таким образом, константа скорости тепловыделения (роста пленки) при взаимодействии бора с кислородом обладает низкой чувствительностью к изменению температуры ($E_{эф} = 8,3$ ккал/моль), что обусловлено слабой активацией процессов переноса в жидких средах.

Авторы признательны А. Г. Мержанову за обсуждение работы и ценные замечания.

Поступила в редакцию
30 / I 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Claude P. Tally. Aero — Space Eng., 1959, 18, 6.
2. В. Г. Шевчук, Д. И. Полищук, Я. И. Вовчук. Физика аэродисперсных систем. Вып. 10. Киев, Изд-во КГУ, 1974.
3. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев и др. ФГВ, 1975, 11, 4.
4. Ю. М. Григорьев. — В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова. Черноголовка, 1975.
5. Merrill K. King. Comb. Sci. and Techn., 1972, 5, 4.
6. Миз, Скифстед. РТК, 1974, 12, 1.
7. Л. А. Клячко, Д. И. Полищук и др. Тез. IV Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1974.
8. А. И. Григорьев, И. Д. Григорьева, В. И. Сигимов. ФГВ, 1976, 12, 1.
9. К. П. Талли. — В сб.: Исследование ракетных двигателей на твердом топливе. Под ред. Саммерфилда. М., ИЛ, 1963.
10. JANAF. Thermochemical Tables. The Dow Chemical Co., Midland, Michigan, 1965.
11. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. М., Изд-во АН СССР, 1945.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.—Л., Гостехиздат, 1944.

ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Г. П. Меньшиков

(Москва)

В ряде работ, подробная библиография которых приведена в [1—6], получены уравнения состояния твердых тел до давлений в несколько мегабар. Экспериментальные ударные адиабаты задаются либо табулярно, либо в аналитическом виде, изоэнтропы разгрузки — табулярно или

графически [3, 5, 6], что затрудняет практическое использование последних. В то же время при давлениях больше 500 кбар становится заметной разница между ударной адиабатой и изоэнтропой, поэтому целесообразно, хотя бы даже в ограниченном диапазоне давлений, получить аналитическую зависимость для изоэнтропы разгрузки.

При описании физического поведения твердых тел обычно принимается, что первое и второе реологические соотношения независимы. В частности, не учитывается повышение тепловой энергии решетки за счет необратимого тепловыделения при пластическом деформировании.

В данной работе в диапазоне давлений до 2 Мбар для ряда металлов и переходных элементов получены аналитические зависимости для адиабаты и изоэнтропы разгрузки, формулы для расчета относительного остаточного объема и остаточной температуры после ударного сжатия твердого тела и последующей его разгрузки. На примере сплава Д1 исследуется влияние энергии пластического деформирования на возрастание давления при адиабатической разгрузке и на увеличение остаточной температуры.

Изоэнтропа и адиабата

Для получения аналитических выражений, описывающих нагрузку и разгрузку твердых тел в ограниченном сверхмалом диапазоне давлений, используем двучленное уравнение состояния Ми — Грюнайзена

$$p = p_n(x) + \gamma(x)/v_0 x \cdot E_T(T). \quad (1)$$

Здесь v_0 — значение удельного объема v в нормальных условиях; $x = v/v_0$ — относительный удельный объем; $p_n(x)$ — потенциальное давление кристаллической решетки; $E_T(T)$ — тепловая энергия решетки; T — температура; $\gamma(x)$ — функция Грюнайзена; p — давление. Третий член уравнения состояния, обусловленный тепловым возбуждением электронов, может быть представлен в виде [7]. Воспользовавшись некоторыми количественными характеристиками, приведенными в [7], нетрудно считать, что на верхней границе рассматриваемой области давлений электронная компонента давления для алюминия составляет всего лишь 0,017 от фронтального давления p_f . В то же время тепловая и потенциальная составляющие давления, по данным [7], принимают соответственно значения 0,270 и 0,733 p_f . При давлениях до 2 Мбар для всех рассматриваемых в работе материалов, так же как и для алюминия, третьим членом уравнения состояния можно пренебречь.

Используя потенциал Борна — Майера [8]

$$E_n = 2av_0/b \cdot \exp[b(1 - x^{1/3})] - 3kv_0x^{-1/3}, \quad (2)$$

получим выражение для потенциального давления

$$p_n = ax^{-2/3} \exp[b(1 - x^{1/3})] - kx^{-4/3}. \quad (3)$$

Коэффициенты уравнений (2), (3) a , b и k из работы [2] приведены в таблице.

Представим уравнение состояния (1) в калорическом виде

$$p = p_n + \gamma/v_0 x \cdot (E_0 - E_n) + \gamma/v_0 x \cdot E, \quad (4)$$

где

$$E = E_n + E_T - E_0 \quad (5)$$

— полная внутренняя энергия. Нормировочный член E_0 выбирается так, чтобы энергия E обращалась в нуль при $x = 1$ и $p = 0$. При этом

$$E_0 = v_0 \left(\frac{k-a}{\gamma_0} + 3 \frac{a-b\gamma_0}{b} \right). \quad (6)$$

Элемент	a , Мбар	b	k , Мбар	c	d
Cu	0,55819	9,5021	0,58026	1,225	0,905
Ag	0,31495	11,918	0,33299	1,325	1,145
Au	0,59159	10,8552	0,61372	1,300	1,750
Be	1,41815	4,5451	1,44458	0,600	0,570
Mg	0,21448	6,9851	0,22254	0,900	0,560
Cd	0,21554	13,0634	0,13840	1,625	0,645
Al	0,31010	9,14160	0,32757	1,225	0,905
In	0,49311	5,39580	0,50357	0,725	1,515
Ti	0,50990	7,58470	0,51869	1,000	0,180
Zr	1,84181	3,55020	1,85083	0,522	0,249
V	0,92284	7,12270	0,93461	0,925	0,365
Nb	1,27746	6,05940	2,65693	0,780	0,900
Ta	0,95038	7,59790	0,96194	0,975	0,715
Mo	1,58570	7,09140	1,59899	0,950	0,630
W	1,73243	7,32340	1,74481	1,025	0,525
Co	0,80012	9,16032	0,82520	1,102	0,891
Ni	0,81740	8,99051	0,84016	1,100	0,812
Pt	1,36590	8,33480	1,38758	1,112	1,520
Th	0,26096	8,12741	0,26512	1,024	0,096
U	0,44319	10,2740	0,45397	1,275	0,554

Для описания ударного нагружения первоначально разгруженного вещества можно воспользоваться известными представлениями ударных адиабат, полученных обработкой экспериментальных данных по ударному сжатию твердых тел [3—6, 9]. Уравнение ударной адиабаты

$$p_r = \frac{p_n + \gamma(E_0 - E_n)/v_0 x}{1 - \gamma(1 - x)/2x} \quad (7)$$

получается также исключением внутренней энергии из зависимости (4) с помощью выражения для E на фронте ударной волны.

Получим зависимость для описания адиабатической разгрузки первоначально сжатого вещества. Основное термодинамическое тождество для адиабатического движения прочной невязкой среды записывается в следующем виде:

$$dE + v_0(pdx - x dW) = 0. \quad (8)$$

Здесь dW — приращение энергии формоизменения. Используя (5) и зависимость между потенциальным давлением p_n и потенциальной энергией E_n , преобразуем (8) к следующему виду:

$$dE_r + v_0(p_r dx - x dW) = 0. \quad (9)$$

Рассматривая (9) совместно с выражением для теплового давления $p_r = \gamma(x) \cdot E_r/v_0 x$, приходим к дифференциальному уравнению адиабаты, общий интеграл которого представляется выражением

$$p = p_n + Q(x)^{-1} [\int \gamma W' Q(x) dx + C],$$

где

$$Q(x) = \frac{x}{\gamma} \exp \left(\int \frac{\gamma}{x} dx \right). \quad (10)$$

Здесь W' — производная функции $W(x)$ по x . Постоянная интегрирования C может быть определена по известным значениям переменных

в состоянии, соответствующем началу процесса разгрузки. Значения величин в этой точке будем обозначать знаком *.

В гидродинамическом приближении ($W' = 0$) процесс разгрузки изотропичен, а уравнение изотропы (10) записывается в следующем виде:

$$p = p_{\Pi} + (p_{\Gamma}^* - p_{\Pi}^*) \frac{\gamma}{\gamma_*} \frac{x_*}{x} \exp \left[\int_{x_*}^{x_*} \frac{\gamma}{x} dx \right]. \quad (11)$$

Значения величин p_{Γ}^* и p_{Π}^* определяются соответственно по формулам (7) и (3) при $x = x_*$.

Разлагая в (11) подынтегральную функцию в ряд по степеням $x - x_*$, получим выражение для изотропы разгрузки в следующем виде:

$$p_s = p_{\Pi} + (p_{\Gamma}^* - p_{\Pi}^*) \frac{\gamma}{\gamma_*} \frac{x_*}{x} \exp \left[- \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x - x_*)^{n+1}}{n+1} \sum_{m=0}^n (-1)^m \frac{\gamma_*^{(n-m)}}{(n-m)! x_*^{m+1}} \right].$$

Здесь $\gamma_*^{(n)}$ — значение n -й производной $\gamma(x)$ при $x = x_*$.

Выражение для функции Грюнайзена $\gamma(x)$ может быть получено из $p_{\Pi}(x)$ по одной из известных теоретических формул [1, 2]. Так, например, записывая выражение для γ в форме Дугдала — Макдональда, с учетом (3) получаем

$$\gamma = [bx^{1/3} \cdot S(x) - kx^{-2/3}] / [6S(x) - 2kx^{-2/3}], \quad (12)$$

$$S(x) = ab/6 \cdot x^{1/3} \exp [b(1 - x^{1/3})].$$

В работе [5] $\gamma(x)$ аппроксимируется степенным многочленом. Для большинства металлов зависимость $\gamma(x)$ (12) в диапазоне давлений от 0 до 2 Мбар близка к линейной [2] и может быть аппроксимирована выражением

$$\gamma = cx + d. \quad (13)$$

Коэффициенты c и d , определенные для рассматриваемых в работе материалов методом наименьших квадратов для давлений до 2 Мбар, приведены в таблице. Максимальная ошибка аппроксимации не превышала 1,8%.

При использовании (13) выражение для изотропы существенно упрощается

$$p_s = p_{\Pi} + (p_{\Gamma}^* - p_{\Pi}^*) \frac{cx + d}{cx_* + d} \left(\frac{x_*}{x} \right)^{d+1} \exp [c(x_* - x)]. \quad (14)$$

Для оценки точности аналитического выражения изотропы (14) проводилось его сопоставление со значениями функции $p_s(x)$, полученными точным численным интегрированием дифференциального уравнения изотропы в работе [5]. На рис. 1 приведены ударные адиабаты и изотропы меди и алюминия. Для всех материалов, данные по изотропам разгрузки которых приведены в работе [5], а коэффициенты уравнения состояния сведены в таблицу, наблюдается хорошее соответствие между кривыми.

При постоянном значении γ выражение (11) приводится к виду

$$p_s = p_{\Pi} + (p_{\Gamma}^* - p_{\Pi}^*) (x_*/x)^{\gamma+1}. \quad (15)$$

Для тел, способных сопротивляться внешним воздействиям, изменяющим их форму, W' отлично от нуля. Величина $W'(x)$ зависит от траектории деформирования твердого тела и диаграммы материала $\sigma_i = f(\epsilon_i, \dot{\epsilon}_i, \sigma, \dots)$, поэтому аналитическое выражение адиабаты разгрузки может быть получено только для частных случаев деформирования.

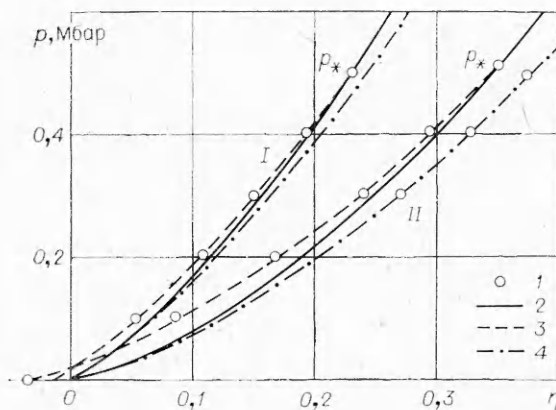


Рис. 1. Сравнение точных и приближенных выражений для изэнтропы нагружения и разгрузки меди (I) и алюминия (II).

1 — точные численные значения из [5]; 2 — ударные адиабаты; 3 — изэнтропы нагружения; 4 — «нулевые» изэнтропы, построенные по приближенным зависимостям.

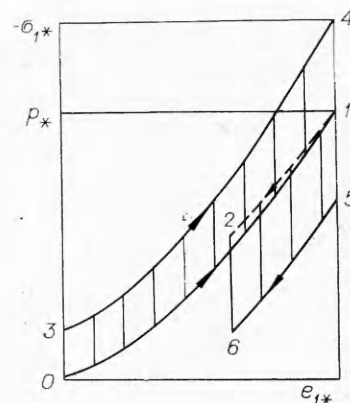


Рис. 2. Зависимость давления p и фронтального напряжения σ_1 от относительного объемного сжатия при ударном нагружении.

0—3—4—5—6 — изменение σ_1 при нагружении и разгрузке, 0—1—2 — изменение p при нагружении и разгрузке.

Примем γ постоянным. Пренебрегая зависимостью σ_i от скорости формоизменения $\dot{e}_i$ и давления $p = -\sigma$, а также считая, что упругие составляющие деформаций сдвига достаточно малы, для жесткопластического материала с линейным упрочнением и «нулевым» эффектом Баушингера диаграмму $\sigma_i - e_i$ запишем в следующем виде:

$$\sigma_i = \sigma_0 + 3G^0 e_i. \quad (16)$$

Здесь σ_i и e_i — соответственно интенсивность напряжений и деформаций; σ_0 — предел текучести; G^0 — модуль упрочнения материала.

Определим W' в процессе нагружения материала плоской ударной волной с последующей разгрузкой. При этом реализуются одноосное деформированное и объемное напряженное состояния. На рис. 2 для рассматриваемого случая показаны зависимости давления p (или среднего напряжения σ) и фронтального напряжения σ_1 (кривые 3—4 и 5—6) при нагружении до состояния со знаком * и последующей разгрузке. Стрелками указаны направления нагружения и разгрузки. Величина отрезка 0—3 равна $2/3 \cdot \sigma_0$. Термин «разгрузка» относится только к изменению объема; приращение работы пластического деформирования dW при изменении относительного объема на dx всегда положительно. Полная величина энергии пластического деформирования $W = \int (\sigma_1 - \sigma) de_i$ в состоянии разгрузки (точка 6) определяется величиной заштрихованной площади 0—3—4—5—6.

Из уравнения неразрывности, записанного для материальной частицы

$$\partial x / \partial t = x \cdot \partial u / \partial z,$$

и кинематического соотношения

$$\partial e_i / \partial t = \partial u / \partial z,$$

где z — пространственная координата; u — массовая скорость, следует выражение

$$e_i = \ln x. \quad (17)$$

Дифференцируя W по x , получим

$$W' = (\sigma_1 - \sigma) / x. \quad (18)$$

Подставляя в (18) условие текучести

$$\sigma_1 - \sigma = \mp \frac{2}{3} \sigma_i \quad (19)$$

и значения

$$e_i = \begin{cases} -\frac{2}{3} e_1, \\ -\frac{4}{3} e_{1*} + \frac{2}{3} e_1 \end{cases} \quad (20)$$

при нагружении и при разгрузке соответственно и используя также выражения (16) и (17), получим $W'(x)$ для этапов нагружения

$$W' = -2/3 \cdot (\sigma_0 - 2G^0 \ln x)/x \quad (21)$$

и разгрузки

$$W' = 2/3 \cdot [\sigma_0 + 2G^0 (\ln x - 2 \ln x_*)]/x. \quad (22)$$

Считая для простоты γ постоянным и подставляя (22) в решение дифференциального уравнения (10), после интегрирования получаем аналитическое выражение адиабаты разгрузки из состояния (*):

$$p = p_{\pi} + (p_{\Gamma}^* - p_{\pi}^*) \left(\frac{x_*}{x} \right)^{\gamma+1} + \frac{\gamma}{\gamma+1} \left[F(x) - F(x_*) \left(\frac{x_*}{x} \right)^{\gamma+1} \right], \quad (23)$$

$$F(x) = W'(x) x - \frac{4}{3} \cdot \frac{G^0}{\gamma+1},$$

$$F(x_*) = W'(x_*) x_* - \frac{4}{3} \cdot \frac{G^0}{\gamma+1}.$$

При этом $W'(x)$ определяется по формуле (22).

Процесс неударного адиабатического нагружения материала из состояния (*) также описывается адиабатой (23), но при этом $W'(x)$ определяется зависимостью (21). Адиабатическое неударное нагружение от исходного состояния $x_* = 1$ и $p_{\Gamma}^* = 0$ будет описываться при этом выражением

$$p = p_{\pi}(x) + \frac{k-a}{x^{\gamma+1}} + \frac{2}{3} \frac{\gamma}{\gamma+1} \left[\left(\sigma_0 + \frac{2G^0}{\gamma+1} \right) \left(\frac{1}{x^{\gamma+1}} - 1 \right) + 2G^0 \ln x \right]. \quad (24)$$

В гидродинамическом приближении изоэнтропа нагружения имеет вид

$$p_{s0} = p_{\pi}(x) + (k-a)/x^{\gamma+1}. \quad (25)$$

Влияние прочности материала

Зная выражения для адиабат и изоэнтроп нагрузки и разгрузки, нетрудно оценить влияние прочности материала на повышение давления за счет необратимого тепловыделения при пластическом деформировании. Для простоты оценку проведем для случая неударного нагружения при $G^0 = 0$. Вычитая (25) из (24), получим выражение для величины прироста давления при пластическом деформировании

$$\Delta p = 2/3 \cdot \gamma/(\gamma+1) \cdot \sigma_0 (1/x^{\gamma+1} - 1). \quad (26)$$

Для алюминия при увеличении p до 2 Мбар выражение (26) принимает значения от нуля до 1,416 σ_0 . Величина σ_0 зависит от амплитуды импульсного давления [10—12]. Так, по данным работы [12] σ_0 непрерывно увеличивается с ростом давления и при $p = 1$ Мбар равно ~ 33 кбар. При этих значениях p и σ_0 относительное увеличение давления за счет пластического деформирования при нагружении составляет 3,8% при разнице по давлению между ударной адиабатой и изоэнтропой в 19%. Полученные зависимости позволяют также оценить вклад энергии пласти-

ческого деформирования в общие потери при ударном сжатии и адиабатической разгрузке.

Приведенные в работе [12] экспериментальные данные по зависимости предела текучести сплава Д1 от давления позволяют получить выражение

$$\sigma_i = 1,08 + 64(1/x - 1). \quad (27)$$

Величина удельной работы пластического деформирования ΔW при нагружении до давления p_{Γ}^* и разгрузке до начального давления p_0 определяется по формуле

$$\Delta W = \frac{2}{3} v_0^2 (2I_1 + I_2), \quad (28)$$

где $I_1 = \int_{x_*}^1 x \sigma_i(x) dx$; $I_2 = \int_1^{x_h} x \sigma_i(x) dx$; x_h — относительный объем, соответствующий полной разгрузке материала до исходного давления. При вычислении I_1 использовалось выражение (27), полученное при $x < 1$. Так как $x_h > 1$, то при расчете I_2 использовалось постоянное значение $\sigma_i = 1,08$ кбар. С учетом сказанного (28) для сплава Д1 приобретает вид

$$\Delta W = \frac{2}{3} v_0^2 (64,54 - 128x_* + 62,92x_*^2 + 0,54x_h^2). \quad (29)$$

Потери энергии на фронте ударной волны без учета потерь на пластическое деформирование рассчитываются по известной формуле

$$\Delta \Omega = v_c \left[\frac{p_{\Gamma}^* + p_0}{2} (1 - x_*) - \int_{x_*}^{x_h} p_s dx \right]. \quad (30)$$

Подставляя в (30) под знак интеграла зависимость $p_s(x)$ (15) и пренебрегая величиной p_0 по сравнению с p_{Γ}^* , получим

$$\Delta \Omega = v_c \left\{ \frac{p_{\Gamma}^* (1 - x_*)}{2} + \frac{p_{\Gamma}^* - p_{\Pi}^*}{\gamma} x_* \left[\left(\frac{x_*}{x_h} \right)^{\gamma} - 1 \right] \right\} + E_{\Pi}(x_h) - E_{\Pi}(x_*).$$

Здесь $E_{\Pi}(x_h)$ и $E_{\Pi}(x_*)$ — значения потенциальной энергии (2) при $x = x_h$ и $x = x_*$ соответственно.

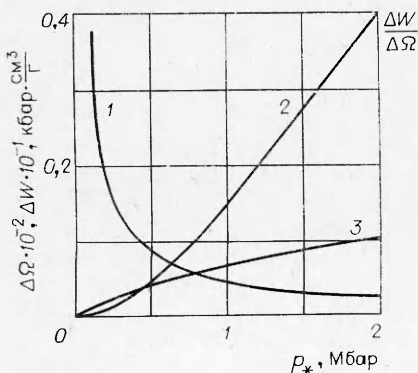


Рис. 3. Потери энергии при ударном нагружении до давления p_{Γ}^* и полной разгрузке.

1 — $\Delta W/\Delta \Omega$; 2 — $\Delta \Omega$; 3 — $\Delta W \cdot 10^{-1}$.

Зависимости величин $\Delta \Omega$, ΔW и $\Delta W/\Delta \Omega$ от давления ударного сжатия p_{Γ}^* для алюминиевого сплава Д1 приведены на рис. 3. Видно, что при увеличении обеих величин $\Delta \Omega$ и ΔW скорость возрастания ΔW меньше, поэтому $\Delta W/\Delta \Omega$ убывает с увеличением p_{Γ}^* . Значимый вклад энергии пластического деформирования в общие потери энергии $\Delta W + \Delta \Omega$ при однократном импульсном нагружении имеет место до давлений порядка 400 кбар.

Следует, однако, заметить, что в большинстве процессов взрывного метания и соударения тела нагружаются рядом последовательных импульсов давления, возникающих при отражении волн от свободных и контактных гра-

ниц. При этом вклад энергии пластического деформирования в потери энергии при импульсном нагружении непрерывно возрастает как функция времени нагружения [13]. При давлениях ударного сжатия до 400 кбар потери энергии на пластическое деформирование приводят к заметному повышению остаточной температуры T_k .

Конечный объем и остаточная температура

Полученные в работе аналитические выражения позволяют рассчитать относительный остаточный объем x_k , соответствующий полной разгрузке материала из состояния $p_\Gamma^* - x_*$, достигнутого при ударном сжатии, и остаточную температуру T_k , соответствующую состоянию $p = 0$ и $x = x_k$. Значение x_k можно определить, например, из уравнения (14) при $p_s = 0$. При использовании упрощенной изоэнтропы (15) получаем невязное уравнение для определения x_k

$$x_k^{\gamma+1} p_\Pi(x_k) = (p_\Pi^* - p_\Gamma^*) x_*^{\gamma+1}. \quad (31)$$

Разлагая его левую часть по степеням $x_k - 1$ (так как при $P < 2$ Мбар $x_k - 1 \ll 1$) и удерживая члены разложения до второго порядка, получаем квадратное уравнение для определения x_k

$$(x-1)\varphi'(1) + \frac{(x-1)^2}{2}\varphi''(1) + \dots = (p_\Pi^* - p_\Gamma^*) x_*^{\gamma+1} + k - a, \\ \varphi'(1) = \gamma(a-k) + \frac{a(1-b)+k}{3}, \quad (32) \\ \varphi''(1) = \gamma^2(a-k) + \gamma \frac{5k-a(1+2b)}{3} + \frac{a(b^2-2)-4k}{9}.$$

Для алюминия при разгрузке от давления $p_\Gamma^* = 2$ Мбар отношение остаточного члена разложения к значению функции в левой части уравнения (31) не превышает 0,003. При расчете x_k с использованием только линейного члена разложения это отношение составляет 0,24. Зависимость x_k от p_Γ^* для алюминия приведена на рис. 4, 4.

Остаточная температура T_k , до которой нагревается материал после ударного сжатия и разгрузки до начального давления, может быть получена из термодинамических соотношений для изоэнтропического процесса при известной температуре ударного сжатия T_* . При постоянном значении γ справедливо выражение [1, 3]

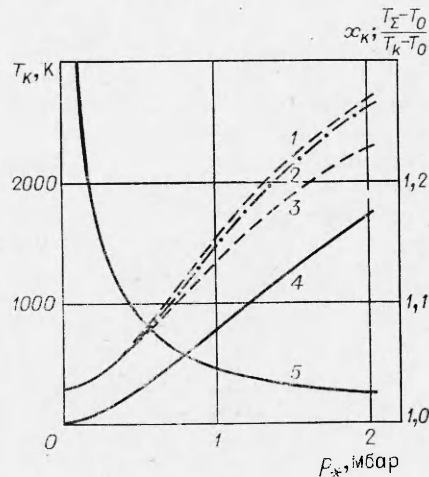
$$T_k = T_* (x_*/x_k)^{\gamma_0}. \quad (33)$$

Используя линейную зависимость $\gamma(x)$ (13), можно получить более точную формулу для расчета T_k

$$T_k = T_* (x_*/x_k)^d \exp [c(1 - x_k/x_*)]. \quad (34)$$

Рис. 4. Зависимость остаточного объема и остаточной температуры от амплитуды ударной волны p_Γ^* .

1 — T_k , рассчитанная при постоянном γ , среднем в интервале давлений $0 - p_\Gamma^*$; 2 — T_k , рассчитанная по формуле (34); 3 — T_k , рассчитанная по формуле (33) при $\gamma = \gamma_0$; 4 — x_k ; 5 — $(T_\Sigma - T_0)/(T_k - T_0)$.



На рис. 4 приведены графики зависимости $T_k(p_r^*)$ для алюминия. При построении кривой 3 использовалось постоянное значение коэффициента Грюнайзена для нормальных условий $\gamma_0 = c + d$. При построении кривой 1 использовалось то же выражение (33), но значение γ для каждого p_r^* рассчитывалось по формуле

$$\gamma = c \cdot (x_* + x_k)/2 + d,$$

т. е. бралось средним для интервала давления от 0 до p_r^* . При этом зависимость $p_r(x)$ определялась по ударной адиабате (7). Температура ударного сжатия T_* определялась по зависимостям, полученным в [2] с использованием приближения Дебая. Из рис. 4 видно, что учет переменности γ при расчете по формуле (34) вносит существенную поправку на величину остаточной температуры (для алюминия $\Delta T \approx 10 \div 15\%$) по сравнению с расчетом по зависимости (33) с постоянным значением $\gamma = \gamma_0$. Близкие значения остаточной температуры могут быть получены и при использовании (33), но при этом γ нужно принимать не равным γ_0 , а средним в интервале изменения давления. При давлениях, меньших 0,5 Мбар, целесообразно учитывать поправку на величину температуры, обусловленную выделением энергии при пластическом деформировании.

По известному значению T_k величина остаточной температуры тела с учетом выделения энергии при пластическом деформировании T_z определяется из условия постоянства теплоемкости при дополнительном притоке тепловой энергии ΔW . При этом предполагается, что энергия пластического деформирования полностью превращается в тепло (более 95% [14]):

$$(T_z - T_0)/(T_k - T_0) = 1 + \Delta W/\Delta Q, \quad (35)$$

T_0 — абсолютная температура тела в исходном состоянии.

На рис. 4, 5 для сплава Д1 показана зависимость от давления ударного сжатия отношения $(T_z - T_0)/(T_k - T_0)$, рассчитанного по формуле (35). Здесь $T_0 = 293$ К, T_k определяется выражением (34) без учета энергии пластического деформирования (кривая 1). Видно, что при изменении давления ударного сжатия от 200 до 500 кбар относительное возрастание прироста остаточной температуры за счет выделения энергии при пластическом деформировании меняется от 18,2 до 8,5%. При более высоких давлениях ударного сжатия относительная поправка на увеличение остаточной температуры убывает.

Таким образом, полученные в работе аналитические выражения энтропии разгрузки близки к соответствующим кривым, рассчитанным численно. Полученные выражения позволяют оценить степень влияния ударных и прочностных эффектов на возрастание давления, энергии и остаточной температуры. Показано, в частности, что возрастание давления в дюралюминии, обусловленное нагревом при пластическом деформировании, значительно меньше прироста давления, вызванного необратимым характером нагружения. При прохождении по материалу одиночного ударного импульса вклад деформационного нагрева в общие энергопотери и его влияние на величину остаточной температуры существенны только при давлениях ниже 400—500 кбар и возрастают при уменьшении давления.

Поступила в редакцию
29 / XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
2. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., Наука, 1968.

3. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
4. Р. Мак-Куин, С. Марш и др.— В кн.: Высокоскоростные ударные явления. М., Мир, 1973.
5. М. Райс, Р. Мак-Куин, Дж. Уолш.— В кн.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., Мир, 1965.
6. Р. Мак-Куин, С. Марш.— В кн.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., Мир, 1965.
7. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3.
8. M. Born, Y. Maue. Z. Phys., 1932, 75, 1.
9. Л. П. Орленко. Поведение материалов при интенсивных динамических нагрузках. М., Машиностроение, 1964.
10. D. R. Cragg. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9.
11. J. O. Erkmann, A. B. Christensen. J. Appl. Phys., 1967, 38, 13.
12. С. А. Новиков, Л. М. Синицына. ПМТФ, 1970, 6.
13. Г. П. Меньшиков, В. А. Одинцов, Л. А. Чудов. Изв. АН СССР, МТТ, 1976, 1.
14. Д. Гилман. Механика. Сб. переводов, № 2, 1970.

РЕАКЦИЯ ТОНКОСТЕННЫХ ТРУБ НА ВНУТРЕННЕЕ ВЗРЫВНОЕ ЛОКАЛЬНОЕ НАГРУЖЕНИЕ (сообщение I)

*В. А. Могилев, А. Г. Иванов, Ю. А. Фатеев,
А. Т. Шитов, В. А. Рыжанский
(Москва)*

В последние годы проявляется интерес к исследованию поведения тонкостенных труб при взрыве в них сферических и цилиндрических зарядов ВВ [1—6]. В то же время сравнительно мало изучено (см., например, [7]) действие на оболочку трубы продуктов взрыва (ПВ) зарядов ВВ в форме цилиндров малой высоты (или плоских зарядов ВВ), практическое применение которых в ударных трубах взрывного действия описано в [8—10]. В [8, 10] приведены результаты опытов, в которых плоские заряды детонировали в поперечном сечении стальных труб, а в [8, 9] — на дне колодцев, облицованных стальными трубами. При этом характер деформирования либо разрушения конструкций не исследовался. Настоящая работа посвящена изучению обусловленных локальностью нагружения особенностей деформирования тонкостенных труб при взрыве в них плоских зарядов ВВ.

Проведенные ранее эксперименты показали, что при взрыве в трубе соосного с ней заряда ВВ в форме диска, инициируемого в центре, ее оболочка испытывает локальную деформацию радиального расширения [7]. Представляется, что это обусловлено своеобразием разлета ПВ, образующихся при детонации плоского заряда. В этом случае основная масса ПВ летит практически вдоль нормали к плоским поверхностям диска, слабо воздействуя на оболочку трубы, а нагружает ее в основном та малая часть ПВ, которая разлетается в радиальном направлении с цилиндрического края заряда.

Используя схему, предложенную в [11], оценим массу радиально летящих ПВ (m_R). При этом рассмотрим два случая:

а) заряд ВВ детонирует в свободном пространстве (рис. 1, а). Масса m_R содержится в кольце треугольного сечения (рис. 1, а, треугольник ОАВ), который формируется при взаимодействии волн разрежения, распространяющихся от свободных поверхностей диска

$$m_R = \pi \rho r h^2 (1 - 1/3 \cdot h/r), \quad (1)$$