

рактистик фрагментации кольца. Отличительная особенность предложенного метода состоит в том, что для расчетов не требуется проведения предварительных экспериментов по взрывному нагружению колец — достаточно данных о параметрах структуры и механических свойствах материала. Проведенные с помощью разработанных программ расчеты показали хорошее количественное совпадение результатов с известными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shockey D. A., Seaman L., Curran D. R. Nonlinear and Dynamic Fracture Mechanics, ADM, 1979, 35, 79.
2. Одинцов В. А., Чудов Л. А. // Проблемы динамики упругопластических сред. Механика, № 5.— М.: Мир, 1975.
3. Гурьев А. В., Кукса Л. В., Хесин Ю. Д. Изв. АН СССР. Металлы, 1967, 2, 122.
4. Де Вит Р. Континуальная теория дисклинаций.— М.: Мир, 1977.
5. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.— М.: Металлургия, 1986.
6. Механцева Д. М., Рыбалко Ф. П., Волков С. Д. ФММ, 1966, 22, 135.
7. Вайнштейн А. А., Алешин В. А. и др. ФММ, 1980, 50, 4, 876.
8. Хирт Дж., Лоте Н. Теория дисклинаций.— М.: Атомиздат, 1972.
9. Трефилов В. Н., Мильман Ю. В., Фирсов С. А. Физические основы тугоплавких металлов.— Киев.: Наук. думка, 1975.
10. Финкель В. М. Физика разрушения.— М.: Металлургия, 1970.
11. Рыбин В. В. Автореф. докт. дис.— Киев: ИМФ АН УССР, 1979.
12. Полухин П. Н., Горелик С. С., Воронцов В. К. Физические основы пластической деформации.— М.: Металлургия, 1982.
13. Волков С. Д. Статическая теория прочности.— М.: Физматгиз, 1960.
14. Hoggatt G. R., Recht R. F. J. Appl. Phys., 1968, 39, 3, 1856.
15. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
16. Кошелев Э. А., Кузнецов В. М. и др. ПМТФ, 1971, 2, 87.
17. Степанов Г. В., Бабуцкий А. И. // Проблемы прочности, 1984, 8, 108.

Поступила в редакцию 24/III 1988

УДК 539.89

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗАДАЧАХ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕТАЛЛОВ

И. И. Костенко, Л. И. Шахтмейстер

(Томск)

Задачами описания процессов с высокими температурами и давлениями занимаются уже более 30 лет. Но вопрос корректного расчета температуры в ударных волнах (УВ) и волнах разгрузки остается открытым.

Как правило, основным критерием качества построения уравнения состояния является хорошая согласованность результатов с данными экспериментальной ударной адиабаты в переменных p_H , ρ и D , u или изоэнтропой сжатия p_s , ρ , где p — давление; ρ — плотность; D — скорость ударной волны; u — массовая скорость; p_s — давление на изоэнтропе. Существуют различные уравнения состояния, удовлетворяющие экспериментальной ударной адиабате в переменных p_H , ρ в широком диапазоне изменения параметров с точностью до 5 %, но при этом тепловые составляющие давления, полученные из этих уравнений, отличаются друг от друга на 30—50 %. В то же время существуют процессы и соответствующие им модели сплошной среды, в которых температура является весьма существенным параметром. Например, задачи, в которых учитываются химические реакции, диффузия компонентов, фазовые переходы и так далее. Одному из способов расчета температуры посвящена данная работа.

В диапазоне давлений до 2 Мбар и температур ударного сжатия до 5000 К уравнение состояния металлов можно записать в приближении Ми — Грюнайзена без учета электронного члена, так как его вклад в давление и энергию не превышает 5—7 %:

$$p = p_x + p_T, \quad p_T = \Gamma \rho E_T, \quad E = E_x + E_T, \quad E_x = \int_{\rho_{00}}^{\rho} \frac{\rho_x}{\rho^2} d\rho, \quad (1)$$

где p_x — нулевая изотерма или холодная составляющая давления; p_T — тепловая составляющая давления; Γ — коэффициент Грюнайзена; E_T — удельная тепловая энергия. Учет электронного члена не представляется пока возможным ввиду отсутствия достоверных экспериментальных данных по электронным теплоемкости и коэффициенту Грюнайзена. В таких условиях учет этого члена носит пока только качественный характер. Для корректного построения уравнения состояния (1) необходимо независимо построить каждую составляющую давления.

Построение термодинамического потенциала холодного сжатия для металлов. Так как величина p_x определяется сжатием решетки, то за начальную точку отсчета принимается состояние нулевого равновесия при $p = 0$, $T = 0$. Таким образом, $p_x = f(\rho/\rho_{00}, \chi_i)$, где ρ_{00} — плотность материала при $p = 0$, $T = 0$, а χ_i ($i = 1, n$) — параметры среды. В данной работе рассматриваются только трехпараметрические потенциалы: $p_x = f(\rho/\rho_{00}, \chi_1, \chi_2, \chi_3)$, где $\chi_3 = \rho_{00}$, а χ_1, χ_2 — также константы материала.

Для привязки потенциала к экспериментальным данным воспользуемся тем, что адиабаты Гюгонио и Пуассона в начальной точке имеют касание второго порядка:

$$(p_H)_{\rho_0}' = (p_s)_{\rho_0}', \quad (p_H)_{\rho_0}'' = (p_s)_{\rho_0}''. \quad (2)$$

Здесь p_s — давление на изоэнтропе; p_H — давление на адиабате Гюгонио. За нормальное состояние среды принимается точка $p = 0$, $T = 300$ К; ρ_0 — плотность среды при нормальных условиях. Производные берутся по плотности.

При использовании (2) необходимо выписать уравнение изоэнтропы, получающееся из уравнения состояния Ми — Грюнайзена. Так как $TdS = pdV + dE$ и на изоэнтропе $dS = 0$, то, учитывая, что $dE = dE_x + dE_T$ и $dE_x = -p_x dV$, получим $dE_T = -p_T dV$. Поскольку $p_T = \Gamma \rho E_T$, то после интегрирования имеем

$$E_T = E_{T0} \exp \left(\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{\Gamma}{\rho} d\rho \right).$$

Это уравнение изоэнтропы, выходящей из точки ρ_0 в переменных E_T, ρ . В переменных p_s, ρ она имеет следующий вид:

$$p_s = p_x(\rho/\rho_{00}, \chi_1, \chi_2, \chi_3) + \Gamma \rho E_{T0} \exp \left(\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{\Gamma}{\rho} d\rho \right). \quad (3)$$

Для определения тепловой составляющей удельной внутренней энергии воспользуемся теорией Дебая, согласно которой

$$E_T = c_V^* \Theta D_E(x), \quad D_E(x) = \frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \quad x = \frac{\Theta}{T}$$

(c_V^* — максимальная теплоемкость по теории Дебая; Θ — температура Дебая), тогда

$$E_{T0} = c_V^* \Theta_0 D_E(\Theta_0/T_0).$$

Здесь T_0 , Θ_0 — температуры абсолютная и Дебая при нормальных условиях. Из (3) следует

$$(p_s)'_{\rho_0} = (p_x)'_{\rho_0} + E_{T_0} (\Gamma_0^2 + \Gamma_0 + \Gamma_0' \rho_0). \quad (4)$$

$$(p_s)''_{\rho_0} = (p_x)''_{\rho_0} + E_{T_0} \left(\frac{\Gamma_0^3}{\rho_0} + \frac{\Gamma_0^2}{\rho_0} + 3\Gamma_0 \Gamma_0' + 2\Gamma_0'' + \Gamma_0' \rho_0 \right). \quad (5)$$

Подставляя (4), (5) в (2) и учитывая, что при нормальных условиях $p = 0$, $\rho = \rho_0$, получим систему уравнений

$$(p_x)_{\rho_0} + \Gamma_0 \rho_0 E_{T_0} = 0, \quad (6)$$

$$(p_x)'_{\rho_0} + E_{T_0} (\Gamma_0' + \Gamma_0 + \Gamma_0' \rho_0) = (p_H)'_{\rho_0}, \quad (7)$$

$$(p_x)''_{\rho_0} + E_{T_0} \left(\frac{\Gamma_0^3}{\rho_0} + \frac{\Gamma_0^2}{\rho_0} + 3\Gamma_0 \Gamma_0' + 2\Gamma_0'' + \Gamma_0' \rho_0 \right) = (p_H)''_{\rho_0}, \quad (8)$$

где Γ_0 — коэффициент Грюнайзена при нормальных условиях; Γ_0' , Γ_0'' — первая и вторая производные коэффициента Грюнайзена по плотности при нормальных условиях; $(p_H)'_{\rho_0}$ и $(p_H)''_{\rho_0}$ — производные по плотности, найденные по экспериментальной ударной адиабате в начальной точке.

Следует заметить, что $(p_s)'_{\rho_0} = K_{s0}/\rho_0$, $(p_s)''_{\rho_0} = \frac{K_{s0}}{\rho_0} \left(\frac{dK_s}{dp} - 1 \right)$, где K_s — изоэнтропический модуль объемного сжатия. Поэтому если имеются экспериментальные значения K_{s0} и dK_s/dp , то для замыкания системы (6) — (8) экспериментальную ударную адиабату можно не использовать.

Для решения системы (6) — (8) необходимо задать константы материала ρ_0 , Γ_0 , Γ_0' , Γ_0'' , c_V^* , Θ_0 , $(p_H)'_{\rho_0}$, $(p_H)''_{\rho_0}$ и определить конкретный функциональный вид нулевой изотермы $p_x = f(\rho/\rho_0, \chi_1, \chi_2, \chi_3)$. Тогда из (6) — (8) можно найти значения ρ_0 , χ_1 , χ_2 , что полностью определит потенциал p_x . Величины ρ_0 , Γ_0 , c_V^* , Θ_0 имеются во многих источниках, $(p_H)'_{\rho_0}$, $(p_H)''_{\rho_0}$ для многих металлов находятся по ударной адиабате $D = a + bu$, $(p_H)'_{\rho_0} = a^2$, $(p_H)''_{\rho_0} = a^2 (4b - 2)/\rho_0$ с точностью не менее 2%. Наибольшие трудности связаны с нахождением Γ_0' и Γ_0'' . Их нельзя определить из формул вида [1]

$$\Gamma = - \frac{x}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (p_x/x^{2m/3}) \Big|_{\partial x} (p_x/x^{2m/3}) + \frac{m+2}{2}, \quad m = 0, 1, 2; \quad x = \frac{\rho_0}{\rho}$$

или [2]

$$\Gamma = \frac{2}{3} + \left(\Gamma - \frac{2}{3} \right) x^{-m}, \quad m = \Gamma_0' / \left(\Gamma_0 - \frac{2}{3} \right),$$

или [3] $\Gamma \rho = \Gamma_0 \rho_0$, так как они не дают точных числовых характеристик, потому что лишь качественно отражают поведение Γ .

Данные по Γ_0' имеются в [4, 5], по Γ_0'' в [5]. В последней экспериментальные данные в диапазоне давлений до 35 кбар аппроксимируются функцией

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^q \quad (9)$$

с точностью не менее 2%. Из (9) следует, что

$$\Gamma_0' = -q \frac{\Gamma_0}{\rho_0}, \quad \Gamma_0'' = q(q+1) \frac{\Gamma_0}{\rho_0^2}.$$

Исследовались материалы, параметры которых приведены в табл. 1.

Разными способами можно определить c_V^* , так как эту величину для твердых тел непосредственно экспериментально пока измерить

Таблица 1

Материал	ρ_0 , г/см ³ [2]	a , см/мкс [2]	b , [2]	θ_0 , К [1]	Γ_0 , [5]	q , [5]	$E_{\Gamma_0} \cdot 10^{-8}$, эрг/г	$c_V^* \cdot 10^{-6}$, эрг/(г·К)
Al	2,712	0,5327	1,357	390	2,14	1,0	16,80	9,41
Cu	8,930	0,3913	1,500	315	2,01	1,3	7,83	3,95
Pb	11,346	0,1976	1,568	88	2,63	1,2	3,26	1,215
In	7,278	0,2428	1,551	129	2,42	1,8	5,70	2,24

нельзя. Обычно берется в каком-либо виде зависимость $c_V(c_p)$, где c_V и c_p — функции температуры при постоянном объеме и давлении. В данной работе для расчета c_V используется формула [6]

$$c_V = c_p(1 + \Gamma\alpha T) \quad (10)$$

(α — коэффициент объемного расширения). Из (10) при известной правой части находится c_V , а затем по теории Дебая определяется c_V^*

$$c_V^* = c_V/D(x), \quad D(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x x^4 e^{-x}/(1 - e^{-x})^2 dx, \quad x = \frac{\Theta}{T}.$$

Численные результаты расчета приведены в табл. 2. В табл. 3 собраны данные, полученные по различным методикам. Так как уравнение $c_V^* = 3NK$ дает только нижнюю теоретическую оценку теплоемкости, при наличии экспериментальных данных более правильно применять для расчета выражение вида (10).

Таким образом, определены все константы материала, необходимые для решения системы (6) — (8). Для конкретизации вида потенциала p_x рассмотрены функции: Морзе

$$p_x = A\eta^{2/3} \{ \exp(2B(1 - \eta^{-1/3})) - \exp[B(1 - \eta^{-1/3})] \}, \quad (11)$$

$$A = 3\rho_{00}\chi_1^2, \quad B = 4\chi_2 - 2,$$

Борна — Майера

$$p_x = A \{ \eta^{2/3} \exp[B(1 - \eta^{-1/3})] - \eta^{4/3} \}, \quad (12)$$

$$A = 3\rho_{00}\chi_1^2, \quad B = \frac{3}{2} \left(4\chi_2 - 2 + \sqrt{(4\chi_2 - 2) + \frac{8}{3}(4\chi_2 - 3)} \right),$$

Таблица 2

Материал	Γ_0	$\alpha \cdot 10^{-5}$, 1/К	T , К	При $T=300$ К, $p=0$ Мбар			
				$c_p \cdot 10^{-6}$, эрг/(г·К)	Θ , К	$c_V \cdot 10^{-6}$, эрг/(г·К)	$c_V^* \cdot 10^{-6}$, эрг/(г·К)
Al	2,14	6,93 [7] 7,14 [10]	293	9,03 [8]	390	8,62	9,41
				8,96 [10]			
				9,027 [9]			
Cu	2,01	4,95 [12] 5,04 [10]	273	3,84 [8]	315	3,73	3,95
			293	3,837 [10]			
				3,852 [9]			
Pb	2,63	8,43 [12] 8,49 [10] 8,70 [7]	293	1,29 [10]	88	1,21	1,215
				1,276 [9]			
				1,276 [8]			
In	2,42	9,9 [10]	293	2,38 [8]	129	2,22	2,24
				2,38 [9]			
				2,32 [10]			

Т а б л и ц а 3

Материал	$c_V \cdot 10^6$, эрг/(г·К)			β_0 , эрг/(г·К ²)	χ_1 , см/мкс	χ_2	$\chi_3 = \rho_{00}$, г/см ³
	Расчет	$c_V = 3Nk$	$c_V = c_p$				
Al	9,41	9,245(1,76)	9,04(4,2)	500	0,5370	1,360	2,745
Cu	3,95	3,925(0,63)	3,86(2,27)	110	0,3958	1,502	9,019
Pb	1,215	1,204(0,9)	1,215(0,0)	144	0,2018	1,578	11,596
In	2,24	2,172(3,13)	2,365(5,6)	148	0,2552	1,564	7,450

Берча — Мурнагана

$$p_x = A(\eta^{7/3} - \eta^{5/3})(1 - B(\eta^{2/3} - 1)), \quad (13)$$

$$A = \frac{3}{2} \rho_{00} \chi_1^2, \quad B = \frac{3}{4} (5 - 4\chi_2).$$

Потенциалы выписаны таким образом, что константы имеют следующий смысл: ρ_{00} , χ_1 — плотность и изоэнтропическая скорость звука при $p = 0$, $T = 0$; $\chi_2 = dP/du$ или $\chi_2 = (dK_s/dp + 1)/4$ — в окрестности точки $p = 0$, $T = 0$.

При решении системы (6) — (8) с данными из табл. 1 и соответствующими функциями (11) — (13) получено, что константы χ_1 , χ_2 , χ_3 для потенциалов Морзе и Борн — Майера совпадают с точностью не менее 1 %, а для потенциала Берча — Мурнагана они существенно отличаются от соответствующих констант двух предыдущих потенциалов и от имеющихся экспериментальных данных исследуемых материалов при $p = 0$, $T = 0$. В табл. 3 приведены вычисленные константы χ_1 , χ_2 , χ_3 для потенциала Морзе. В табл. 4 найденные значения ρ_{00} сравниваются с экспериментальными данными, а также с рассчитанными теоретически различными способами. Сравнение проводится по величине $\eta_0 = \rho_0/\rho_{00}$, так как у разных исследователей разные значения ρ_0 , отличия между ними до 2—3 %, а ошибка в определении η_0 на порядок меньше ошибки при нахождении ρ_0 . В табл. 4 приводятся значения K_{s0} и K_{s00} — изоэнтропические модули объемного сжатия при нормальных и нулевых условиях. Заметим, что отличие расчетного K_{s00} от экспериментального не следует полностью относить к недостаткам описанного способа, так как малочисленность данных для K_{s00} подчеркивает сложность экспериментального определения этой величины, погрешность которой может превышать 10 %.

Таким образом, показано, что имеется хорошее согласование физических констант, полученных на основе потенциалов Морзе и Борна — Майера, с их экспериментальными значениями для Al, Cu, Pb, In.

Т а б л и ц а 4

Материал	ρ/ρ_{00}			K_{s0} , Мбар		K_{s00} , Мбар		Плавление в УВ и волне разгрузки*		
	Расчет	[2]	[11]	[12]	Расчет	[13]	Расчет	[13]	p , Мбар	T , К
Al	0,988	0,992	—	0,987	0,769	0,763	0,792	0,88	1,010(0,686)	3700(932)
Cu	0,990	0,990	0,990	0,989	1,367	1,375	1,41	1,42	2,100(1,410)	6100(1356)
Pb	0,978	0,978	0,977	0,978	0,444	0,447	0,472	0,469	0,480(0,260)	2530(600)
In	0,977	—	—	—	0,445	0,425	0,486	0,416	0,270(0,180)	1110(428)

* Данные без скобок — плавление в УВ, в скобках — в волне разгрузки.

Построение тепловой составляющей давления. Тепловая составляющая давления в приближении Ми — Грюнайзена имеет следующий вид:

$$p_T = \Gamma \rho E_T, \quad E_T = c_V^* \Theta D_E, \quad \Theta = \Theta_0 \exp\left(\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{\Gamma}{\rho} d\rho\right). \quad (14)$$

Из формул (14) видно, что основные трудности в определении p_T связаны с корректным построением функции Грюнайзена. Приведем основные свойства этой функции. В [7] показано, что, если $c_V = \text{const}$,

$$\Gamma = \Gamma(\rho), \quad \Gamma = \alpha / (\rho c_p X - T \alpha^2). \quad (15)$$

Из (1) и общих термодинамических соотношений следует, что при $c_V = f(\rho, T)$

$$\Gamma = \Gamma(\rho, T), \quad \Gamma = -\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial T}\right)_\rho \left(\frac{E_T}{c_V}\right) + \alpha / (\rho c_p X - T \alpha^2), \quad (16)$$

где X — изотермическая сжимаемость. В общем случае Γ — функция любых двух независимых термодинамических величин, а также констант материала. Ввиду однозначности термодинамических кривых на них Γ есть функция одной переменной: на ударной адиабате, изоэнтропе, изобаре и изотерме можно принять, что Γ зависит от плотности, на изохоре — от температуры. На адиабате Гюгонио

$$\Gamma_H = \frac{p_H - p_x}{\rho (E_H - E_x)}, \quad E_H = E_0 + \frac{p_H}{2} (1/\rho_0 - 1/\rho). \quad (17)$$

Если целью использования уравнения состояния (1) является не только построение хороших теоретических кривых (p_H, ρ) и (p_s, ρ) , но и получение достоверных температур (T_H, ρ) и (T_s, ρ) , то функции Грюнайзена из [1—3] использовать нецелесообразно. В данной работе функция Γ вычисляется из (17) для волн сжатия, где $p_H = \frac{\rho_0 a^2 \eta (\eta - 1)}{(b - (b - 1)\eta)^2}$; $D = a + b\eta$; p_x — находится из системы (6) — (8). В волнах разгрузки, когда $\rho < \rho_0$, использовалась формула (9). Такое построение обладает следующим свойством:

$$\Gamma_H(\rho_0) = \Gamma_0, \quad \Gamma'_H(\rho_0) = \Gamma'_0, \quad \Gamma''_H(\rho_0) = \Gamma''_0,$$

а теоретическая ударная адиабата совпадает с экспериментальной, если $\rho > \rho_0$.

Расчет температуры на ударной адиабате и изоэнтропе. Пусть известна экспериментальная ударная адиабата

$$p_H = p_H(\rho), \quad E_H = E_0 + \frac{p_H}{2} (1/\rho_0 - 1/\rho), \\ E_0 = E_x(\rho_0/\rho_{00}) + E_{T0}.$$

Тогда $E_T = E_H - E_x(\rho/\rho_{00})$ и с учетом электронного члена тепловая составляющая имеет вид

$$E_T = E_D + E_s,$$

где E_D — тепловая составляющая по теории Дебая; $E_s = \beta_0 (\rho/\rho_{00})^{\gamma_e} \frac{T^2}{2}$; $\gamma_e = 1/2$ — из [12]; β_0 взято из [18] и приведено в табл. 3.

Таким образом, имея значения E_T и используя (14), можно определить температуру на ударной адиабате. На изоэнтропе тепловая составляющая удельной энергии находится из выражения

$$E_T = E_T \exp\left(\int_{\rho^*}^{\rho} \frac{\Gamma}{\rho} d\rho\right),$$

Таблица 5

$\frac{\rho}{\rho_0}$	Параметры в ударной волне					T_s , К (на изоэнтропе при $p=0$)
	p_H , Мбар	p_x , Мбар	Γ	Θ , К	T_H , К	
<i>Свинец</i>						
1,00	0,000	-0,0097	2,63	88	300	300
1,10	0,055	0,042	2,33	111	398	306
1,20	0,135	0,115	2,10	135	630	388
1,30	0,251	0,212	1,96	159	1179(1122)	592
1,40	0,415	0,334	1,88	183	2318(2103)	913(881)
1,50	0,648	0,482	1,83	208	4465(3788)	1292(1237)
<i>Индий</i>						
1,00	0,000	-0,0106	2,42	129	300	300
1,10	0,055	0,042	2,04	159	386	303
1,20	0,135	0,116	1,80	188	570	363
1,30	0,249	0,214	1,72	216	997(969)	536
1,40	0,410	0,337	1,70	246	1876(1789)	809
1,50	0,636	0,487	1,70	276	3518(3235)	1107
<i>Алюминий</i>						
1,00	0,000	-9,0094	2,14	330	300	300
1,10	0,091	0,079	1,92	473	379	302
1,20	0,214	0,195	1,69	553	560	352
1,30	0,376	0,340	1,54	630	950(936)	493
1,40	0,586	0,515	1,45	704	1684(1632)	790
1,50	0,855	0,721	1,39	776	2921(2771)	1170
1,60	1,196	0,957	1,34	847	4870(4400)	1609
<i>Медь</i>						
1,00	0,000	-0,0137	2,01	315	300	300
1,10	0,167	0,149	1,79	377	382	303
1,20	0,405	0,372	1,71	439	615	403
1,30	0,738	0,660	1,71	503	1194(1178)	673
1,40	1,196	1,018	1,70	571	2389(2326)	1136
1,50	1,823	1,447	1,67	641	4588(4378)	1747

где E_t^*, ρ^* — точка на ударной адиабате, из которой выходит изоэнтропа. При использовании (14) определяется температура на изоэнтропе разгрузки. В табл. 5 приведены значения термодинамических величин на адиабатах Гюгонио и Пуассона для уравнения состояния Ми — Грюнайзена, где при определении p_x используется функция Морзе и данные табл. 1 и 3; Γ рассчитаны по (17), E_t — по теории Дебая. В скобках указана температура, рассчитанная с учетом электронной составляющей. Уравнение состояния разумно ограничить областью, в которой отсутствуют фазовые переходы, т. е. кривой плавления. Для построения кривой плавления используя критерий плавления Линденмана [1]

$$T_{пл}(\rho) = T_{пл}(\rho_0) (\Theta/\Theta_0)^2 (\rho_0/\rho)^{2/3}, \quad \Theta = \Theta_0 \exp\left(\int_{\rho_0}^{\rho} \frac{\Gamma}{\rho} d\rho\right).$$

В табл. 4 приведены вычисленные значения давлений и температур, при которых материалы плавятся в УВ и волне разгрузки. При сравнении с теми же величинами из [14] можно говорить об их хорошем численном согласовании. В жидкой фазе для материалов, в которых фазовый переход сопровождается существенным скачком параметров, необходимо заново производить привязку потенциала холодного сжатия. В случае отсутствия экспериментальных или теоретических данных поведения параметров при фазовом переходе некоторые авторы продолжают расчет по неподправленному уравнению состояния [11].

Таблица 3

$\frac{\rho}{\rho_0}$	Свинец			Алюминий			Медь			Индий		
	p_H , Мбар	T_H , К	T_s , К	p_H , Мбар	T_H , К	T_s , К	p_H , Мбар	T_H , К	T_s , К	p_H , Мбар	T_H , К	T_s , К
1,01	0,005	308	300	0,008	307	300	0,014	307	300	0,005	308	300
1,03	0,014	325	300	0,024	320	300	0,044	319	300	0,014	323	300
1,05	0,025	342	300	0,042	335	300	0,075	333	300	0,025	338	300
1,07	0,036	361	301	0,061	351	301	0,110	350	300	0,036	356	301
1,09	0,048	386	305	0,081	370	301	0,147	370	301	0,048	375	302
1,11	0,062	413	311	0,102	393	302	0,187	396	308	0,062	397	305
1,13	0,076	447	321	0,124	420	303	0,230	428	320	0,076	425	313
1,15	0,091	488	336	0,148	452	313	0,276	469	338	0,091	457	324
1,17	0,108	537	350	0,173	490	327	0,325	518	361	0,108	497	339
1,19	0,126	596	375	0,200	535	342	0,377	579	383	0,126	542	350
1,21	0,145	667	403	0,228	590	365	0,434	652	421	0,145	600	375
1,23	0,166	750	436	0,258	651	393	0,494	741	466	0,165	664	405
1,25	0,188	849	473	0,290	722	422	0,558	846	517	0,187	742	436
1,27	0,212	966	516	0,323	805	458	0,627	969	573	0,211	832	473
1,29	0,237	1102	562	0,358	900	496	0,700	1112	637	0,236	938	513
1,31	0,265	1261	616	0,395	1009	518	0,778	1279	712	0,263	1061	557
1,33	0,294	1444	675	0,434	1130	569	0,861	1474	791	0,292	1203	607
1,35	0,326	1655	738	0,475	1267	628	0,949	1693	880	0,323	1365	659
1,37	0,360	1894	805	0,518	1420	691	1,043	1944	975	0,356	1551	715
1,39	0,396	2169	873	0,563	1589	762	1,144	2231	1076	0,392	1761	775
1,41	0,435	2480	947	0,610	1782	827	1,251	2558	1185	0,430	1999	837
1,43	0,477	2835	1023	0,660	1991	898	1,364	2921	1302	0,470	2273	899
1,45	0,522	3234	1098	0,713	2228	973	1,485	3336	1427	0,514	2579	961
1,47	0,570	3685	1173	0,768	2485	1044	1,614	3795	1548	0,560	2921	1018
1,49	0,621	4188	1248	0,825	2770	1127	1,751	4310	1681	0,610	3307	1075

В табл. 6 приведены подробные расчетные данные по $p_H, T_H, T_s|_{p=0}$ для четырех металлов, позволяющие проводить сравнение результатов, полученных другими авторами, а также совершенствовать предложенный в работе подход.

Результаты расчетов, часть из которых приведена в табл. 5, 6, сравнивались с [17], где приведены значения на ударной адиабате тех же величин для Al, Cu, Pb в диапазоне $\eta = 1 \div 1,7$ для трехчленного уравнения состояния. Величины p_x на адиабате Гюгонио совпадают с рассчитанными в данной работе с точностью 2—5%. Значения T_H отличаются в верхнем диапазоне до 10%. Одна из причин такого расхождения состоит в том, что в [17] $c_V = \text{const}$ и использована другая теоретическая зависимость для Γ .

Проведено сравнение полученных значений температур с экспериментальными. В [15] УВ в Cu с интенсивностью $p_H = 110$ кбар дает прирост температуры за фронтом волны $\Delta T_{\text{экс}} = 51 \div 65$ К, эксперимент проведен с точностью измерения температуры 20%. Расчетное значение $\Delta T_{\text{теор}} = 50$ К, из [11] $\Delta T = 45$ К. В [16] экспериментально определены температуры в волнах разгрузки для Cu: $p_H = 860$ кбар, $T_s = 770$ К и $p_H = 1,26$ Мбар, $T_s = 1300$ К. Расчетные значения соответственно: $T_s = 790$ и 1200 К, из [11] $T_s = 810$ К и 1216 К. Таким образом, имеется хорошее согласование с результатами работы [16].

Основная цель этой работы состоит в корректном и по возможности точном построении уравнения состояния металлов для расчета физически реальных температур ударного сжатия и изоэнтроп разгрузки для областей, в которых отсутствуют фазовые переходы. Полученные результаты имеют хорошую (до 5—10%) точность расчета температуры в диапазоне давлений до 1—2 Мбар и температур 3000—5000 К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
2. Альтшулер Л. В., Брусникин С. Е., Кузьменков Е. А. ПМТФ, 1987, 1, 134.

3. Мак-Куин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. // Высокоскоростные ударные явления.— М.: Мир, 1972.
4. Паршуков А. В. ФТТ, 1985, 4, 1228.
5. Boehler B., Ramakrishnan J. J. Geophys. Res., 1980, 85, 18, 6996.
6. Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела.— М.: Мир, 1966.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных, гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
8. Рабинович В. А., Хавин З. Я. Краткий химический справочник.— Л.: Химия, 1977.
9. Наумов Г. В., Рыженко Б. Н., Ходаковский И. Л. Справочник термодинамических величин.— М.: Геология, 1971.
10. Славинский М. П. Физико-химические свойства.— М.: Наука, 1960.
11. McQueen R., Marsh S. J. Appl. Phys., 1960, 31, 7, 1253.
12. Кормер С. В., Урли В. Д. Докл. АН СССР, 1960, 131, 3, 542.
13. Францевич И. И., Воронов Ф. Ф. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов.— М.: Наука, 1982.
14. Жданов В. А., Жуков А. В. ПМТФ, 1978, 5, 139.
15. Ишуткин С. Н., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. ФГВ, 1986, 22, 5, 96.
16. Taylor J. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9, 2727.
17. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3, 790.
18. Gschneider K. Solid State Phys., 1964, 16, 275.

*Поступила в редакцию 11/1 1988,
после доработки — 13/XII 1988*

УДК 622 : 215

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ПЛОТНЫХ ВВ

*В. Ф. Куропатенко
(Челябинск)*

Поведение продуктов детонации (ПД) плотных взрывчатых веществ (ВВ) в ряде случаев удовлетворительно описывается уравнением состояния [1—3]

$$p = f(\rho)T + \varphi(\rho), \quad (1)$$

которое учитывает взаимодействие молекул в широком диапазоне изменения температуры T и плотности ρ . В ряде случаев функции $f(\rho)$ и $\varphi(\rho)$ выбираются в наиболее простой форме. Так, для описания свойств ПД в окрестности точки Жуге в [2] предлагается простая зависимость давления p от плотности

$$p = A\rho^n. \quad (2)$$

В [1] рассматривается уравнение состояния

$$p = B\rho T + A\rho^n \quad (3)$$

с тремя константами. Уравнения состояния (2), (3) имеют ограниченную область применимости. Если численные значения A , n , B подобрать так, чтобы погрешность была наименьшей в окрестности точки Жуге, то при удалении от нее вдоль изоэнтроп она заметно возрастает. При другом наборе констант лучше описываются метательные свойства ВВ и хуже параметры нормальной детонационной волны (ДВ). С целью повышения точности описания поведения ПД в окрестности точки Жуге при изотропическом расширении и при небольших сжатиях был создан ряд уравнений состояния [4—6] типа (1) с различными функциями $f(\rho)$ и $\varphi(\rho)$, содержащими около 10 констант. Повышение их точности достигается путем заметного усложнения. Для указанных уравнений состояния ПД характерно то, что численные значения большей части входящих в них параметров определяются индивидуально для каждого ВВ.