

КАЛОРИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ОКСИ КРЕМНИЯ И СИЛИКОНОВОЙ ЖИДКОСТИ

В. Е. Фортон

(Москва)

Известно, что динамические эксперименты, основанные на регистрации механических параметров ударного сжатия, дают информацию об уравнении состояния исследуемой среды в калорическом виде $E(p, V)$, которое может быть использовано для гидродинамических расчетов адиабатических течений [1]. В работе [2] был предложен метод построения такого уравнения состояния по результатам ударно-волновых экспериментов; при этом не вводилось ограничивающих предположений о свойствах и фазовом составе исследуемой среды. Термодинамическая универсальность метода позволила наряду с уравнением состояния неидеальной плазмы [2, 3] определить уравнение состояния конденсированных сред [4] по результатам динамического сжатия сплошных и пористых образцов. В настоящем сообщении приведены результаты построения уравнения состояния жидкости (силиконовое масло) и окиси кремния SiO_2 — вещества, испытывающего при ударном сжатии полиморфные фазовые превращения.

Окись кремния. Ударно-волновое сжатие SiO_2 сопровождается ярко выраженными полиморфными переходами между различными кристаллическими модификациями этого соединения [5—7]. Теоретический расчет уравнения состояния конденсированных сред методами статистической физики встречает в настоящее время серьезные трудности [8]; в частности, не представляется возможным учесть в этих расчетах конкретные особенности симметрии кристаллической решетки [9]. Построение полуэмпирических уравнений состояния сред, испытывающих фазовые переходы с заметным изменением объема и немалой теплотой перехода, требует введения нескольких коэффициентов Грюнайзена [10] и, вообще говоря, негладкой кривой холодного сжатия, что существенно усложняет задачу.

Для построения калорического уравнения состояния SiO_2 использовались данные динамических экспериментов по ударному сжатию сплошных [11] и пористых [7] образцов этого соединения. Представление экспериментальных результатов в координатах давление p — удельный объем V (см. рис. 3 в [7]) приводит к семейству пересекающихся ударных адиабат. Такая неоднозначность описания термодинамических состояний в pV -плоскости противоречит второму началу термодинамики¹ и объясняется наличием метастабильных состояний за фронтом ударной волны и аномальными явлениями при ударном сжатии [7, 13]. В любом случае такие ($p \leq 200$ кбар) экспериментальные точки должны исключаться из рассмотрения при построении уравнения состояния [11]. Поэтому полученное уравнение состояния в области низких давлений является интерполяционным.

¹ Неоднозначность представления термодинамических состояний pV -плоскости возможна без нарушения второго начала термодинамики при условии, что $(\partial V/\partial T)$ меняет знак в рассматриваемой области параметров [12].

Параметры уравнения состояния (1)

Коэффициенты	Окись кремния		Силиконовое масло	
e_{00}	-0.426056150	↑ -3	-0.300094446	↑ +2
e_{10}	+0.436808137	↑ +4	+0.509123075	↑ +2
e_{20}	-0.146772557	↑ +5	-0.21132361	↑ +2
e_{30}	+0.161612823	↑ +5	—	
e_{01}	+0.668617487	↑ +1	-0.137663053	↑ +1
e_{11}	-0.433266249	↑ +1	+0.374481591	↑ +1
e_{21}	+0.987998415	↑ +1	—	
e_{02}	-0.277060985	↑ -3	+0.789671783	↑ -2
e_{12}	+0.127531638	↑ -2	—	
e_{03}	+0.319381880	↑ -7	—	

Примечание. -0.426056150 ↑ -3 = -0.426056150 · 10⁻³.

По экспериментальным результатам динамического сжатия $\{E_i, p_i, V_i\}_{i=1}^N$ calorическое уравнение состояния строилось в виде [2]

$$E^q(p, V) = \sum_{k+l \leq q} \sum e_{kl} V^k p^l, \quad (1)$$

где коэффициенты e_{kl} рассчитывались на ЭВМ методом ортогональных полиномов Чебышева. Статистический анализ показал, что для описания имеющегося экспериментального материала достаточно выбрать в (1) $q=3$. Параметры уравнения состояния e_{kl} приведены в таблице.

Используя построенное уравнение состояния, адибаты Гюгонио различной исходной пористости $m = \frac{\rho_0^*}{\rho_0}$ (ρ_0 — начальная плотность среды, $\rho_0^* = 2,65 \text{ г/см}^3$ — кристаллографическая плотность кварца) рассчитывались путем численного решения уравнения

$$E^q(p, V) - E^q(p_0, V_0) = \frac{1}{2} (p + p_0) (V_0 - V). \quad (2)$$

Полученные ударные адибаты в области высоких давлений изображены на рис. 1, а низких — на рис. 2. Неучет экспериментальной информации с $p \leq 200 \text{ кбар}$ привел к тому, что рассчитанный по (1) и (2) веер ударных адибат исходит из одной точки $p=0$; $\sigma=1$.

Ударные адибаты с исходной пористостью $m=1$; 1,51; 1,75 в области ударных давлений $p \geq 200 \text{ кбар}$ соответствуют сжатию степоверита [14]; экстраполяция этих диабат (пунктир на рис. 2) из области высоких давлений к пределу $p \rightarrow 0$ дает исходную до сжатия плотность, близкую к степоверитной $\rho_{oc} = 4,2 \text{ г/см}^3$. Ударные адибаты с начальной пористостью $m=1,96$; 2,3 в верхней своей части соответствуют, вероятно, ударному сжатию коэсита $\rho_{ок} = 3,01 \text{ г/см}^3$.

Силиконовая жидкость. Наряду с ударно-волновым сжатием вещества в виде мелкодисперсного порошка расширение доступной для динамического эксперимента области pV -плоскости может быть осуществлено путем ударного сжатия среды с различной исходной температурой [15]. По сравнению с ударно-волновым сжатием пористых сред данный способ изучения термодинамических свойств вещества менее эффективен, так как перекрытая адиабатами Гюгонио область pV -плос-

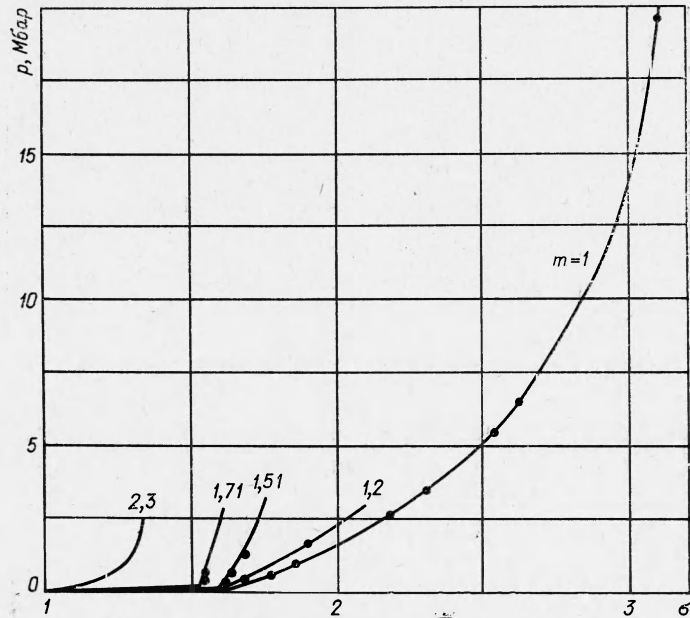


Рис. 1. Ударные адиабаты кварца различной исходной пористости в области высоких давлений.

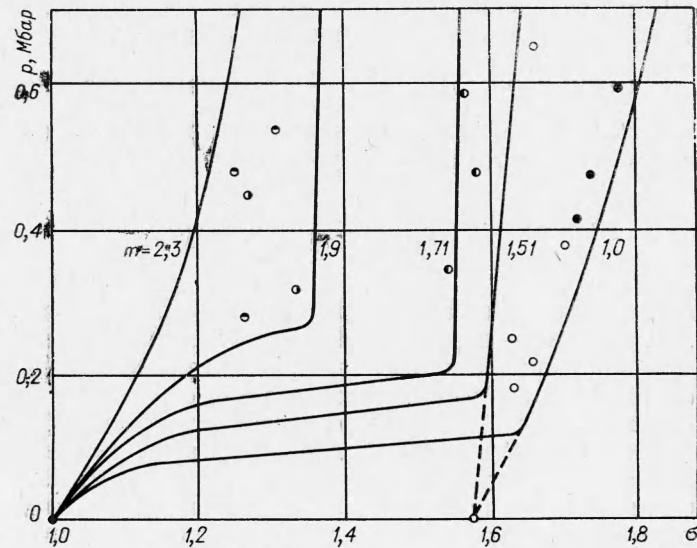
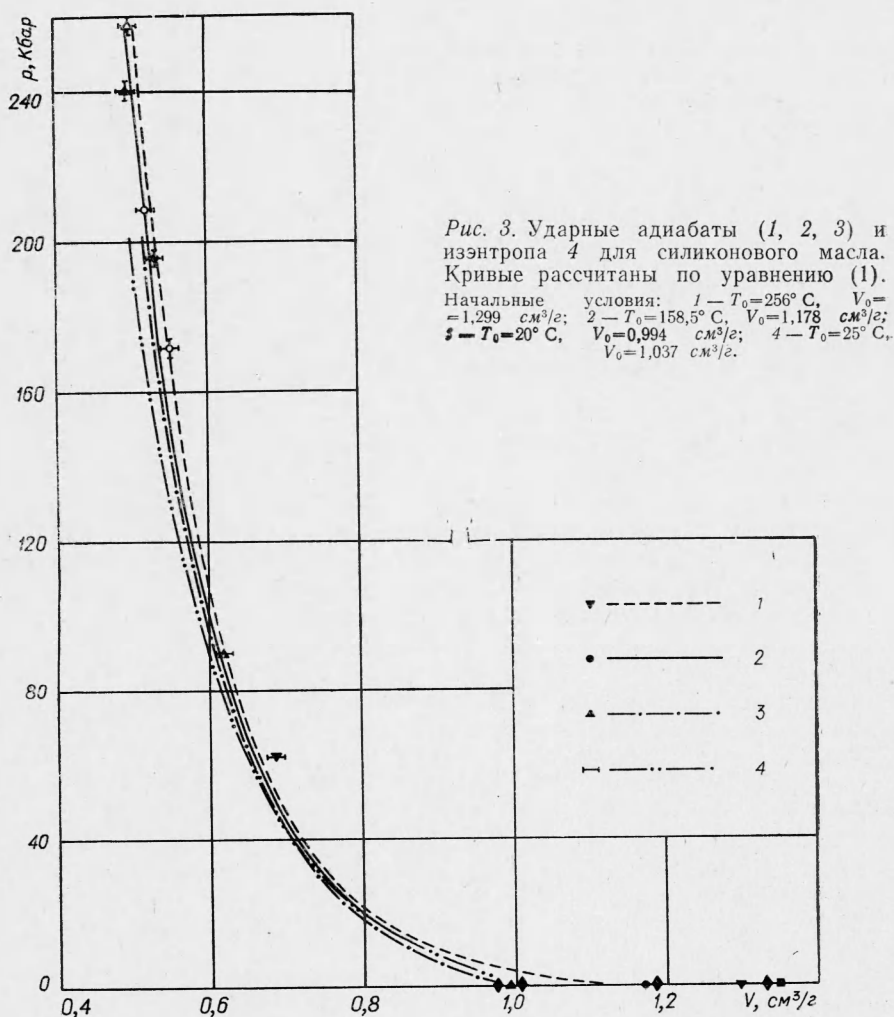


Рис. 2. Ударные адиабаты кварца различной исходной пористости в областях полиморфных переходов.

кости оказывается незначительной ввиду малой величины коэффициента термического расширения конденсированных сред. Для веществ, находящихся при нормальных условиях в жидком состоянии, данный способ, по-видимому, является единственно возможным.

Для определения адиабат Гюгонию жидкостей с различными исходными температурами в [16] было использовано силиконовое масло ввиду его хорошей термической стабильности и значительного коэффициента термического расширения. При построении уравнения состояния (1) для силиконового масла были использованы данные динамических экспериментов и результаты измерения при $p=1$ ат из работы [16]. Точки с давлениями 152, 184 и 216 кбар из рассмотрения исключались, так как они соответствуют пересекающимся в pV -плоскости ударным адиабатам. Параметры построенного уравнения состояния силиконового масла (1) приведены в таблице; степень полинома в соответствии со статистическим критерием Фишера была выбрана равной двум. Рассчитанные по (1) и (2) адиабаты Гюгонию представлены на рис. 3, 4, где, кроме того, изображены экспериментальные точки с указанием величины погрешности измерений. Видно, что различие между экспериментально зареги-



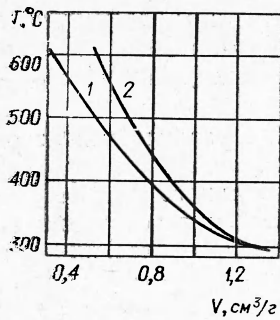


Рис. 4. Температура на изэнтропе с исходной температурой $T_0=296^\circ\text{K}$
1 — по формулам (1), (3), (4), 2 — по [16].

стрированными и теоретически рассчитанными состояниями ударного сжатия не превышает погрешности измерений. На рис. 5 приведены изэнтропы, полученные путем численного интегрирования дифференциального уравнения [2]:

$$\frac{dp}{dV} = - \frac{p + \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p}{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_v} = f_1(p, V). \quad (3)$$

Расчет температуры на изэнтропе с начальной температурой $T_0=569^\circ\text{K}$ осуществлялся численным интегрированием уравнения [2]

$$\frac{dT}{dV} = - \frac{T}{\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_v} = f_2(p, V). \quad (4)$$

При вычислении правых частей $f_1(p, V)$, $f_2(p, V)$ дифференциальных уравнений (3), (4) использовалось построенное калорическое уравнение состояния (1). Результаты расчета температуры на изэнтропе приведены на рис. 4, где они сопоставляются с данными работы [16]. Значительное расхождение между температурами на рис. 4 является, как нам кажется, следствием несовершенства предложенного в [16] уравнения состояния.

При расчете температуры силиконового масла в [16] было принято калорическое уравнение состояния в виде

$$E(p, V) = p f(V) + g(V), \quad (5)$$

что является моделью¹, справедливость которой трудно установить. При

¹ В этой модели на изэнтропе $C_v = \text{const}$. Заметим, что уравнение состояния Ми-Грюнайзена соответствует $C_v = f(V)$, а $C_v = \psi(T)$ — уравнению состояния Вандер-Ваальса. Температуры в металлах были рассчитаны в предположении $C_v = \text{const}$, $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \text{const}$ [17], воды [18] — в предположении $C_p = \text{const}$; кварца — $C_v = \text{const}$, $\left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_v = \text{const}$ [5].

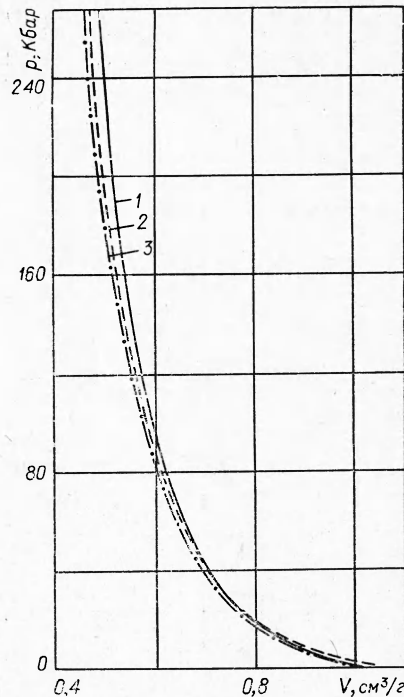


Рис. 5. Ударная адиабата (1) и изэнтропы (2, 3) для силиконового масла. Начальные условия: 1 — $T_0=158,5^\circ\text{C}$, $V_0=1,178 \text{ см}^3/\text{г}$; 2 — $T_0=296^\circ\text{C}$, $V_0=1,35 \text{ см}^3/\text{г}$; 3 — $T_0=25^\circ\text{C}$, $V_0=1,37 \text{ см}^3/\text{г}$.

давлениях от 58 до 225 кбар температуры были рассчитаны при весьма сильном приближении $C_p = \text{const}$. Для нахождения функции $f(V)$ в (5) использовались результаты экстраполяции экспериментальных данных к пределу $p \rightarrow 0$. Для функций f, g был принят различный вид функциональной зависимости для различных диапазонов изменения удельного объема, что привело к изломам рассчитанных в [16] ударных адиабат и изэнтроп.

В заключение автор приносит благодарность профессору Л. В. Альтшулеру за помощь в работе и критические замечания.

Поступила в редакцию
29/II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 197.
2. В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников. ЖЭТФ, 1970, 59, 1645.
3. Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников. Третья Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. М., Изд. МГУ, 1971.
4. В. Е. Фортов. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тез. докл. Черноголовка, 1971.
5. J. Wackertle. I. Appl. Phys., 1962, 33, 922.
6. Л. В. Альтшулер, Р. Ф. Трунин, Г. В. Симаков. Изв. АН СССР, Физика Земли, 1965, 10.
7. Р. Ф. Трунин, Г. В. Симаков, М. А. Подурец. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, 2, 33.
8. S. P. Brush. Progr. High. Temper. Phys. and Chem, 1, Pergamon Press, 1967.
9. V. I. Alder. Proc of Symp on High Pressure, Plenum Press, 1964.
10. Л. В. Альтшулер, И. И. Шарипджанов. Изв. АН СССР, Физика Земли, 1971, 3, 11.
11. Р. Ф. Трунин, Г. В. Симаков и др. Изв. АН СССР, Физика Земли, 1971, 1, 13.
12. S. M. Cuggu, G. R. Henry. Am I. Phys., 1968, 36, 838.
13. А. М. Подурец, Р. Ф. Трунин. Докл. АН СССР, 1971, 195, 811.
14. R. Mc. Queen, Z. Frits, C. Marsh. I. Geophys. Res., 1963, 68, 2319.
15. P. S. Ienson, B. A. Stein, R. S. Davis. J. Appl. Phys., 1962, 33, 557.
16. M. Cowperthwaite, I. N. Blackburn. Symp on the Accurate Char. of the High Pressure Environment Cambridge October, 1968.
17. I. M. Walsh, R. H. Christian. Phys. Rev., 1955, 97, 1544.
18. M. H. Rice, I. M. Walsh. J. Chem. Phys., 1957, 26, 824.

УДК 532.593

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ПОДВОДНЫХ ВЗРЫВАХ

Л. С. Козаченко, Б. Д. Христофоров
(Москва)

Приведены результаты экспериментальных исследований начальной скорости подъема купола (султана), изменения его высоты со временем и параметров поверхностных волн при подводных взрывах сферических зарядов литого тротила весом 100 кг на различных глубинах в водоемах глубиной до 12 радиусов заряда $R_0 \approx 0,25$ м.

Методика. Опыты проводились в бассейне длиной 87 м, шириной в ровной части по дну 20 м с песчаным дном. При проведении опытов уровень воды над дном изменялся от 0,25 до 3 м. Развитие султана фотографировалось с четырех вышек высотой 9,5; 12,5; 12,5 и 23,3 м, расположенных на расстояниях 355; 100; 100 и 112 м от центра взрыва соответственно. Фотографирование проводилось кинокамерами СКС,