

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

В. Е. Фортюв

(Москва)

Рассмотрен метод построения термодинамически полного уравнения состояния конденсированных сред, основанный на использовании экспериментальных данных по ударному сжатию и второго начала термодинамики. Определение точности полученного решения в зависимости от экспериментальных погрешностей динамических экспериментов и начальных условий производится способом статистических испытаний (Монте-Карло). Метод свободен от ограничивающих предположений о свойствах и характере исследуемой среды; в работе построены уравнения состояния W, Cu, LiF. Полученные результаты сопоставляются с результатами экспериментов и с модельными уравнениями состояния.

Теоретический расчет термодинамических свойств вещества в конденсированном состоянии встречает в настоящее время серьезные трудности, вызванные наличием сильного межчастичного взаимодействия в квантовомеханической задаче многих тел [1]. Это выдвигает на первый план экспериментальные, и в первую очередь, динамические методы исследования [2], основанные на получении необходимых состояний путем сжатия и необратимого разогрева вещества во фронте сильной ударной волны. Характерная особенность динамических экспериментов, связанных с регистрацией кинематических параметров распространения ударных волн, состоит в том, что эти эксперименты непосредственно дают информацию только о калорическом уравнении состояния  $E = E(P, V)$ , не содержащем весьма важный термодинамический параметр — температуру  $T$ , для расчета которой приходится использовать модельные представления о свойствах и характере исследуемого вещества.

Все разработанные в настоящее время полуэмпирические методы построения уравнения состояния по результатам динамических экспериментов основаны на разделении полного давления и внутренней энергии на «тепловые» и «холодные» составляющие с последующим введением основанных на моделях теоретических представлений о характере функциональных зависимостей тепловых факторов от удельного объема и температуры. Данные эксперимента при этом используются для подбора констант и функций, входящих в принятое уравнение состояния; для некоторых членов зачастую используются чисто теоретические выражения. Критерием качества построенного таким образом уравнения состояния является совпадение теоретически рассчитанных и измеренных адиабат Гюгонио исследуемого вещества. При этом возможна ситуация, когда, описывая достаточно хорошо исходный экспериментальный материал, разные уравнения состояния приводят к различным значениям коэффициента Грюнайзена и температуры ударно-сжатой среды [3]. Кроме того, в рамках модельных уравнений состояния достаточно трудно учесть полиморфные переходы, плавление [4], возможные неплавности кривых сжатия, вызванные особенностями заполнения электронных энергетических полос, и фазовые переходы электронного типа [5]. Учет экспериментальной информации, связанной с этими эффектами, требует введения новых членов и существенной модернизации известных моделей уравнения состояния.

Термодинамически полное уравнение состояния может быть построено, однако, только на основании экспериментальных данных без введения теоретических предположений о свойствах и характере исследуемой среды [6]. Термодинамическая универсальность рассматриваемого метода позволила построить уравнения состояния сред с весьма различными физическими свойствами: металлов переходной (W), основной (Cu) групп периодической системы и ионного кристалла (LiF).

### 1. Общие сведения о методе построения уравнения состояния.

Измерение двух из пяти параметров, характеризующих распространение по исследуемому веществу установившегося ударного разрыва позволяет, используя общие законы сохранения, определить в каждом отдельном эксперименте внутреннюю энергию  $E$  как функцию давления  $P$  и удельного объема  $V$  [2]. Проведя подобные измерения при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн можно определить калорическое уравнение состояния  $E = E(P, V)$  в области  $PV$ -плоскости, перекрытой адиабатами Гюгонио [2].

Изменение исходных состояний вещества можно осуществить, проводя ударно-волновые эксперименты при различных температурах  $T_0$  и плотностях, связанных с  $T_0$  законом теплового расширения [7,8]. Характерно, что здесь удается незначительно расширить доступную для эксперимента область параметров. Значительно более эффективным для этих целей является сжатие ударной волной вещества, находящегося в виде мелкодисперсного порошка, что позволяет резко увеличить приращение энтропии и значительно расширить экспериментально доступную область  $PV$ -плоскости [9]. Дополнительное расширение данной области может быть осуществлено как путем использования сталкивающихся и отраженных ударных волн, так и путем регистрации адиабат разгрузки ударно-сжатого вещества [2]. В последнем случае параметры среды (отмеченные штрихом) в центрированной волне разрежения связаны с параметрами за фронтом ударного разрыва интегралами Римана

$$V' - V = \int_{P'}^P \left( \frac{du}{dP} \right)^2 dP, \quad E' - E = \int_{P'}^P P \left( \frac{du}{dP} \right)^2 dP$$

которые вычисляются по экспериментально известной зависимости массовой скорости от давления  $u = u(P)$ .

Таким образом, динамический эксперимент дает возможность непосредственно определить уравнение состояния только в калорическом виде:  $E = E(P, V)$ . В такой форме уравнение состояния может быть использовано для гидродинамических расчетов адиабатических течений, так как в этом случае нет необходимости вводить температуру для замыкания (через уравнение состояния) системы гидродинамических уравнений.

Внутренняя энергия, однако, не является термодинамическим потенциалом по отношению к  $P - V$ -переменным и для построения полной термодинамики изучаемой системы необходима дополнительная зависимость  $T = T(P, V)$ . Измерение температуры совместно с другими параметрами ударного сжатия в подавляющем большинстве случаев не представляется возможным из-за малой длины пробега светового излучения в конденсированных средах, так что световое излучение ударно-сжатой среды поглощается перед фронтом ударной волны и недоступно для регистрации. Даже в оптически изотропных и прозрачных средах — ионных кристаллах — равновесная температура может быть измерена только в сравнительно узком диапазоне давлений (0.5 ÷ 1.0 Мбар), вне которого световое излучение носит существенно неравновесный характер [10].

Температура ударного сжатия  $T = T(P, V)$  может быть определена непосредственно по калорическому уравнению состояния  $E = E(P, V)$  без введения ограничивающих предположений о свойствах, характере и фазовом составе исследуемого вещества [9,6]. Исходя из второго начала термодинамики и считая известной из эксперимента зависимость  $E = E(P, V)$ , легко получить

$$\left[ P + \left( \frac{\partial E}{\partial V} \right)_P \right] \frac{\partial T}{\partial P} - \left( \frac{\partial E}{\partial P} \right)_V \frac{\partial T}{\partial V} = T \quad (1.1)$$

Решением этого линейного неоднородного дифференциального уравнения в частных производных с переменными (известными из эксперимента) коэффициентами является зависимость  $T = T(P, V)$ . Решение (1.1) строится из решения характеристической системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{dP}{dV} = - \frac{P + (\partial E / \partial V)_P}{(\partial E / \partial P)_V} \quad (1.2)$$

$$\frac{dT}{dV} = - \frac{T}{(\partial E / \partial P)_V} \quad (1.3)$$

Уравнения (1.1) или (1.2), (1.3) дополняются граничными условиями: температура должна быть задана в области, где возможен либо уверенный расчет уравнения состояния методами статической физики, либо температура известна из эксперимента. Для конденсированных сред последний случай является предпочтительным: в настоящих расчетах температура задавалась как функция удельного объема на изобаре атмосферного давления; при этом были использованы экспериментальные данные  $V_0' = V_0'(T_0')$  по тепловому расширению вещества.

Считая, что известно  $N$  экспериментальных точек  $\{E_i \pm \Delta E_i, P_i, V_i\}_{i=1}^N$ , хаотически расположенных в  $PV$  — плоскости, калорическое уравнение состояния строится в виде степенного полинома

$$E^q(P, V) = \sum_{k+l \leq q} e_{kl} V^k P^l \quad (1.4)$$

Коэффициенты  $e_{kl}$  (см. табл. 1, где  $P$  выражено в  $10^{10} \text{ дн/см}^2$ ,  $V$  в  $\text{см}^3/\text{г}$ ,  $E$  в  $10^{10} \text{ эрг/г}$ ) находятся из условия минимума  $\partial S / \partial e_{kl} = 0$  элемента наилучшего приближения  $S$

$$S = \sum_{i=1}^N \omega_i^2 [E_i - E^q(P_i, V_i)]^2 \quad (1.5)$$

что приводит к необходимости решения системы нормальных уравнений Гаусса. При этом известные из одномерного аналога задачи трудности, связанные с плохой обусловленностью матрицы системы нормальных уравнений, устраняются путем перехода к ортогональным полиномам Чебышева [6].

Степень полинома  $q$  в (1.4) выбирается из анализа экспериментальных данных с использованием статистического критерия значимости Фишера [11].

Уравнение состояния в форме (1.4) может быть непосредственно использовано для гидродинамических расчетов. Ударные адиабаты исследуемого вещества определяются путем численного решения уравнения Ренкина — Гюгоньо

$$E^q(P, V) - E_0(P, V) = \frac{1}{2} (P + P_0) (V_0 - V) \quad (1.6)$$

Таблица 1

Параметры уравнения состояния (1.4)

	W	Cu	LiF
$\epsilon_{00}$	-.297987230↑ 2	-.489321103↑ 1	.326508990↑ 3
$\epsilon_{10}$	.102046666↑ 4	-.131722742↑ 3	-.253883236↑ 4
$\epsilon_{20}$	-.102685511↑ 5	.282661005↑ 4	.645766095↑ 4
$\epsilon_{30}$	.325694626↑ 5	-.113090465↑ 5	-.536077139↑ 4
$\epsilon_{01}$	.223170240↑ 0	.156770568↑ 0	-.230157248↑ 1
$\epsilon_{11}$	-.656993225↑ 1	-.426786389↑ 1	.976449861↑ 1
$\epsilon_{21}$	.552261155↑ 2	.329967175↑ 2	-.802928927↑ 1
$\epsilon_{02}$	-.564755165↑ -3	-.220433040↑ -3	.725437439↑ 1
$\epsilon_{12}$	.954237483↑ -2	.431656107↑ -2	-.122096372↑ -1
$\epsilon_{03}$	.386205157↑ -6	-.560081364↑ -7	-.947216102↑ -5

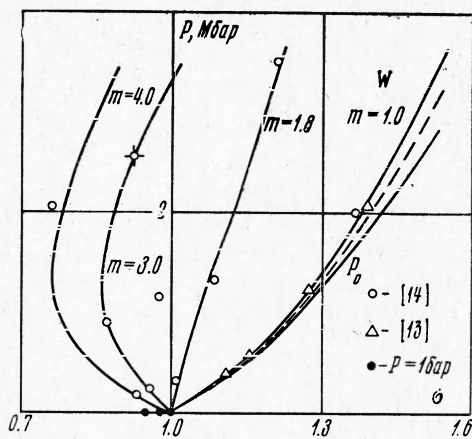
Примечание: -.2979837230↑ 2 = -.29.79837230

где индекс 0 соответствует состояниям перед фронтом разрыва,  $E^0(P, V)$  берется по (1.4). Характеристическое уравнение (1.2) определяет адиабатическую сжимаемость, и, следовательно, скорость звука  $C^2 = -V^2 (\partial P / \partial V)_s$  в ударно-сжатой среде. Численное интегрирование уравнения (1.2) позволяет найти кривые изэнтропической разгрузки. Используя (1.4), можно вычислить правые части системы (1.2), (1.3) и проинтегрировать ее в области определения соотношения (1.4).

Зависимость точности полученного решения от ошибок в исходных данных определяется методом Монте-Карло путем моделирования при помощи вычислительной машины вероятностной структуры процесса измерения [6]. При этом производится всесторонняя оценка точности решения для данной конфигурации расположения экспериментальных точек в  $PV$ -плоскости и конкретного уровня экспериментальных погрешностей.

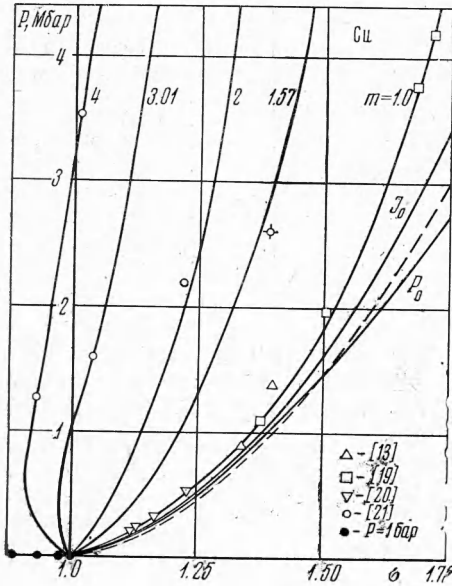
**2. Результаты построения уравнения состояния.** Ввиду термодинамической универсальности данный метод позволил по единой методике построить уравнения состояния сред, обладающих весьма различными физическими свойствами. Это простой (Cu) и переходной (W) металлы, ионный кристалл (LiF). Ранее в [12] был рассмотрен никель.

При построении уравнений состояния рассмотренных здесь веществ были использованы экспериментальные данные по ударному сжатию сплошных и пористых образцов (см. точки на фиг. 1, 2, 3). Кроме того, использовались точки на изобаре атмосферного давления, соответствующие твердой и жидкой фазам. При расчете параметров этих точек внутренняя энергия твердой и жидкой фаз, а также скрытая теплота плавления при  $P = 1 \text{ бар}$  задавались для вольфрама в соответствии с работами [15, 17, 34], для меди — [22-24], для LiF — [28]. При определении кривой объемного термического расширения (начальные данные для расчета температуры) использовались данные работ [15, 17] для W, [16, 24, 25] для Cu, [28] для LiF.

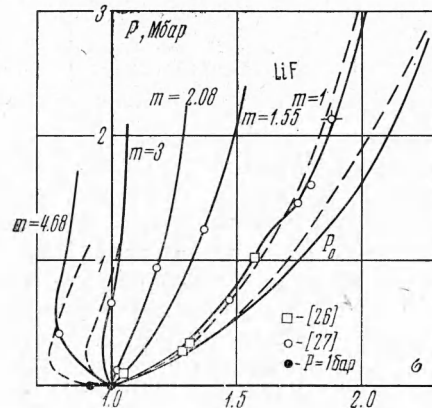


Фиг. 1

Ввиду полного отсутствия экспериментальных данных по жидкому вольфраму для расчета внутренней энергии единственной используемой здесь точки (ее вес при построении (1.5)  $\omega = 0.5$ ) в области жидкой фазы использовались данные теоретической работы [17]. Для скачка плотности при плавлении, учитывая наличие корреляции между этой величиной и типом кристаллической решетки [18], была принята величина  $\Delta\rho_m/\rho_m = 0.02$ . Параметры построенных калорических уравнения состояния (1.4) приведены в табл. 1.

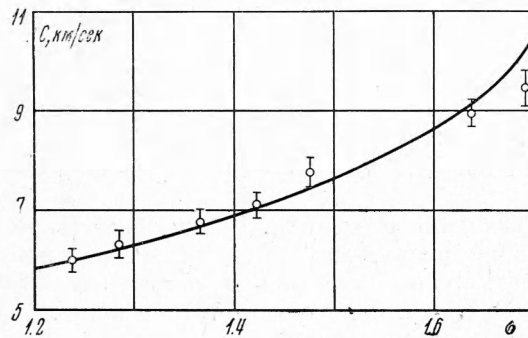


Фиг. 2



Фиг. 3

Статистический анализ показал, что для описания имеющегося экспериментального материала достаточно в (1.4) выбрать  $q = 3$  для W, Cu, LiF. Результаты расчета по уравнениям (1.4), (1.6) адиабат Гюгонио различной исходной пористости



Фиг. 4

$m = \rho_0^*/\rho_0$  ( $\rho_0^*$  — плотность сплошного вещества) приведены на фиг. 1—3. Построенные ударные адиабаты W, Cu, LiF имеют «аномальный» вид [2] со знакопеременной производной  $(dP/d\rho)_H$  вдоль адиабаты Гюгонио, что в рамках модельных уравнений состояния связывается с зависимостью коэффициента Грюнайзена  $\gamma$  от температуры [14].

Полученное уравнение состояния фтористого лития описывает (см. на фиг. 3 излом ударной адиабаты  $m=1$ ) полиморфный переход в более плотную кристаллическую модификацию (типа CsCl [27]); пунктиром на фиг. 3 отмечены ударные адиабаты из [27]. Качество построенных уравнений состояния определяется соответствием рассчитанных и экспериментально измеренных состояний ударного сжатия. Характер прохождения рассчитанных адиабат Гюгонио через экспериментальные точки, не используемые при построении (1.4), («контрольные» точки отмечены крестиком на фиг. 1, 3), определяет интерполяционные свойства полученных уравнений состоя-

ния. В обоих случаях отличия в степени сжатия (при заданном давлении) не превышали 1—2%, что, по-видимому, лежит в пределах экспериментальных погрешностей [2].

Измеренные скорости звука в ударно-сжатых вольфраме [14] и меди [29] дают дополнительную возможность сравнения этих величин с результатами вычисления по уравнению (1.2) изэнтропической сжимаемости. Результаты такого сравнения для Си приведены на фиг. 4 (сплошная кривая — расчет по (1.2), (1.4)), а для W — в табл. 2, где, кроме того, приводится сопоставление найденных в работе [14] производных внутренней энергии и коэффициента Грюнайзена  $\gamma$  с результатами расчета этих величин по уравнению состояния (1.4).

Таблица 2

$P \cdot 10^{-12},$ $\frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$	$\sigma$	$C \cdot 10^{-8},$ $\frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$\left(\frac{dP}{dV}\right)_s \cdot 10^{-12},$ $\frac{\text{с.м}^4 \cdot \text{сек}^2}{\text{с}^2}$	$\left(\frac{dE}{dV}\right)_P \cdot 10^{-10},$ $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}$	$\left(\frac{dE}{dP}\right)_V \cdot \frac{\text{см}^3}{\text{э}}$	$\gamma$
Данные из работы [14]						
1.31	1.065	5.61	1.039	264	0.025	1.64
0.31	1.017	4.79	0.84	210	0.027	1.87
2.62	0.928	—	—	—	—	1.13
0.91	0.871	—	—	—	—	1.26
Результаты расчета по уравнению состояния (1.4)						
1.31	1.065	5.75	1.465	257.3	0.0269	1.79
0.31	1.017	4.73	0.852	206.3	0.0279	1.83
2.62	0.928	—	—	—	—	0.814
0.91	0.871	—	—	—	—	1.576

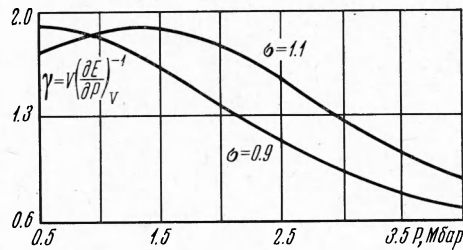
Важной характеристикой вещества, используемой во всех модельных уравнениях состояния, является кривая холодного сжатия  $P_0(V)$  — зависимость давления от удельного объема на изотерме  $T = 0^\circ \text{К}$ . Способ извлечения этой зависимости из результатов динамического эксперимента основан на численном решении относительно  $P_0$  дифференциального уравнения, которое выводится на основании модельных представлений о зависимости спектра частот гармонических колебаний от удельного объема. Другой способ определения  $P_0(V)$  состоит в задании этой кривой в виде полинома [3]

$$P_0(V) = \sum_{i=1}^7 a_i \left(\frac{V_{0k}}{V}\right)^{i/3+1} \quad (2.1)$$

где для нахождения коэффициентов  $a_i$  используются характеристики вещества при нормальных условиях, данные динамических экспериментов и теория Томаса — Ферми — Дирака. Учитывая, что изотерма  $T = 0^\circ \text{К}$  совпадает с изэнтропой, при рассматриваемом здесь подходе кривая холодного сжатия может быть получена интегрированием (1.2) для  $T_0 = 0^\circ \text{К}$ . Полученные таким образом  $P_0(V)$  приведены на фиг. 1, 2, 3 (пунктир), где они сопоставляются с кривыми холодного сжатия, построенными по (2.1); видно удовлетворительное согласие между этими кривыми. Существенно, что построенная нулевая изэнтропа меди (фиг. 2) не превышает верхнюю границу нулевых изэнтроп  $J_0$ , полученную на основании

измерений скорости звука [29]. Отметим, что рассмотренный способ построения кривой холодного сжатия предполагает экстраполяцию уравнения состояния (1.4) из области задания экспериментальной информации и поэтому в области высоких давлений является приближенным.

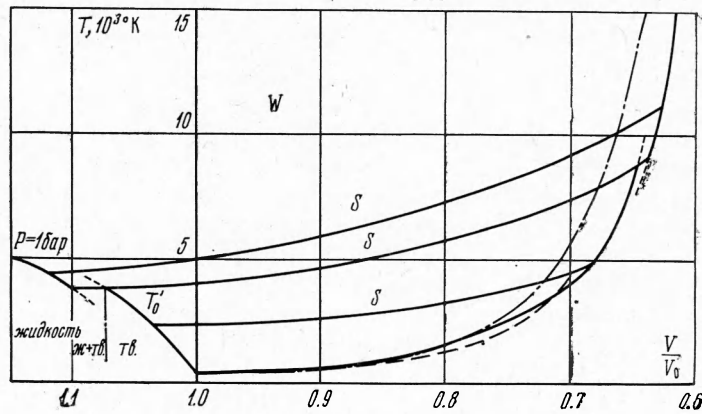
Основной предпосылкой уравнения состояния в форме Ми — Грюнайзена является предположение о независимости коэффициента Грюнайзена  $\gamma = V (\partial E / \partial P)_V^{-1}$  от температуры [2]. Это предположение нарушается в области высоких давлений и малых плотностей.



Фиг. 5

Для иллюстрации данного факта, используя построенное уравнение состояния  $W$ , были проведены расчеты  $\gamma$  при различных давлениях (температурах) на изохорах:  $\sigma = 1.1$  и  $\sigma = 0.9$  (фиг. 5). Видно, что в отличие от предположений теории Ми — Грюнайзена ( $\gamma = \text{const}$  при  $V = \text{const}$ ) коэффициент  $\gamma$  с ростом давления уменьшается, стремясь в пределе к характерной для идеального газа величине  $2/3$ . Незначительный рост  $\gamma$  на начальном участке изохоры  $\sigma = 1.1$  связан, по-видимому, с погрешностью эксперимента. Аналогичный рост  $\gamma$  отмечается в [14] на адиабате  $m = 1.8$ .

Расчет температуры осуществляется путем совместного интегрирования на ЭВМ уравнений (1.2), (1.3). При помощи введенной в вычислительную машину кривой термического расширения при  $P = 1 \text{ бар}$  (см. фиг. 6, 7, 8) для начального значения удельного объема  $V_0' > V_0^*$  на изобаре

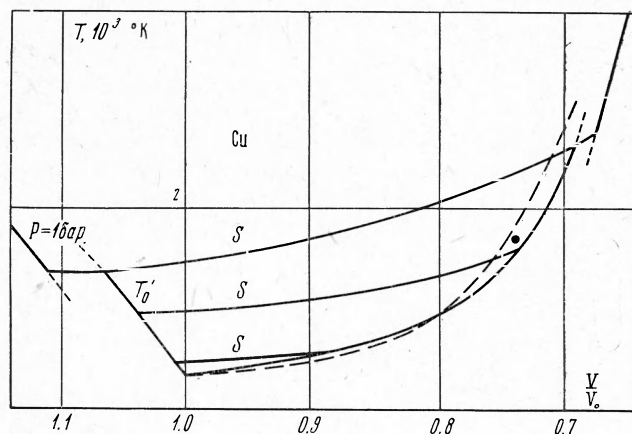


Фиг. 6

атмосферного давления определялась начальная температура  $T_0'$ . При этих начальных условиях характеристическая система (1.2), (1.3) интегрировалась по численной схеме Адамса до пересечения изэнтропы с ударной адиабатой сплошного вещества в  $PV$ -плоскости. На фиг. 6, 7, 8 изображено несколько изэнтроп в  $TV$ -плоскости, где они отмечены индексом  $s$ . На фиг. 6 рассчитанная температура на ударной адиабате вольфрама (сплошная кривая) сравнивается с расчетом по теории Ми — Грюнайзена [13] (пунктир) и расчетами из [30] (штрих-пунктир). На фиг. 7 полученная температура Си сопоставляется с теорией Ми — Грюнайзена [13] (пунктир) и теорией «свободного» объема [19] (точка); на фиг. 8 температура LiF сравнивается с результатами работ [10] (пунктир) и [26] (штрих-пунктир). Вид-

но, что при умеренных сжатиях наблюдается хорошее согласие вычисленной температуры с результатами расчетов по указанным теориям. Неплавности графика температуры LiF на фиг. 8 связаны с отмеченным выше полиморфным переходом.

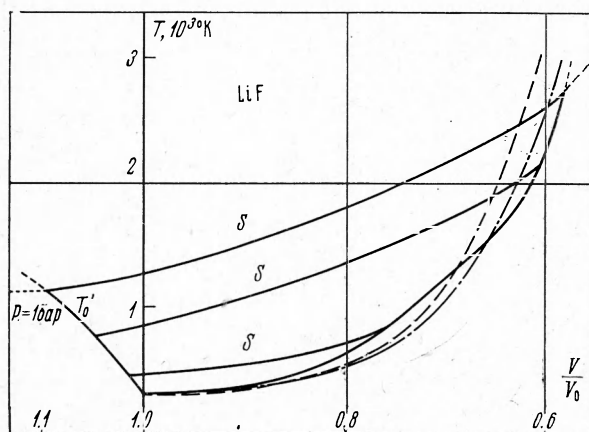
Характерная «ступенька» температуры на ударной адиабате  $m = 1$  (фиг. 6,7) вызвана плавлением вещества за фронтом ударной волны. Ве-



Фиг. 7

личина изменения удельного объема при плавлении на адиабате Гюгонио качественно соответствует экспериментальным результатам для ионных кристаллов [31].

Экспериментальное [31] и теоретическое [4] изучение вопроса о плавлении вещества при ударном сжатии показывает, что изменение энтропии



Фиг. 8

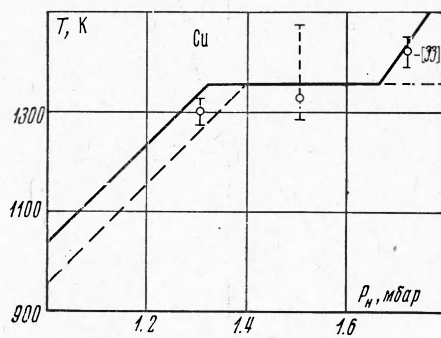
вдоль кривой плавления  $dS/dT > 0$ . Отсутствие подробных экспериментальных данных в районе кривой плавления приводит к тому, что при данных расчетах кривая плавления совпала с изэнтропой. Истинная ступенька температуры расположена поэтому несколько выше изображенных на фиг. 7,6<sup>1</sup>. При давлениях, превышающих по порядку величины значе-

<sup>1</sup> Характер излома изэнтропы при пересечении ими двухфазной области приводит к перемещению ступеньки на фиг. 7,6 в область более высоких температур [32].



ния, соответствующие пересечению в области фазовой диаграммы ударной адиабаты с кривой плавления Линдемана — Гильварри [10], данный расчет дает неискаженные эффектом плавления результаты ввиду того, что решение уравнения (1.1) строится методом характеристик и температура на изэнтропе не зависит от решения в соседней области, через которую данная изэнтропа не проходит.

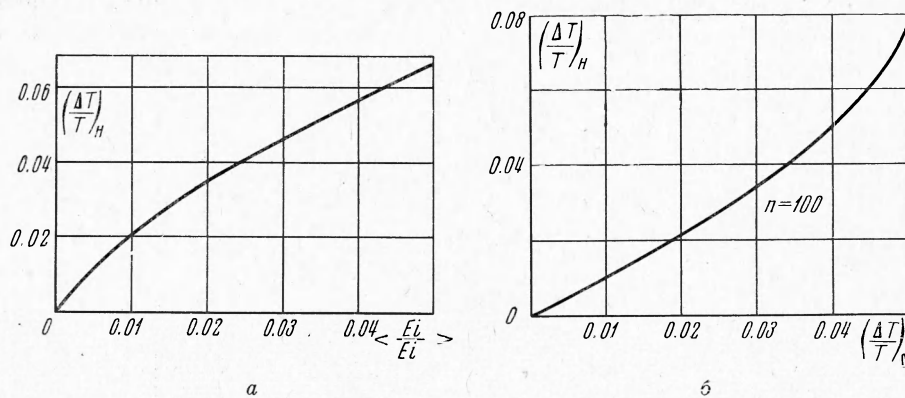
На фиг. 9 приведены температуры меди после изэнтропического расширения (разгрузки) ударно-сжатого вещества от состояний на адиабате Гюгоню с  $m = 1$  до состояний при атмосферном давлении в зависимости от давления за фронтом ударной волны.



Фиг. 9

Для построения изэнтроп было использовано соотношение (1.2). Зависимость плотности от температуры на изобаре  $P = 1 \text{ бар}$  бралась из экспериментов по тепловому расширению. На этом же графике представлены данные работы [13] (пунктир) и результаты экспериментов Тейлора [33], измерившего фотоэлектрическим способом температуру в волне разгрузки ударно-сжатой меди.

Соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами измерения температуры в волне разгрузки является косвенным подтверждением правильности принятого здесь метода расчета температуры оптически плотных сред. Эксперимент [33] и настоящие расчеты указывают,

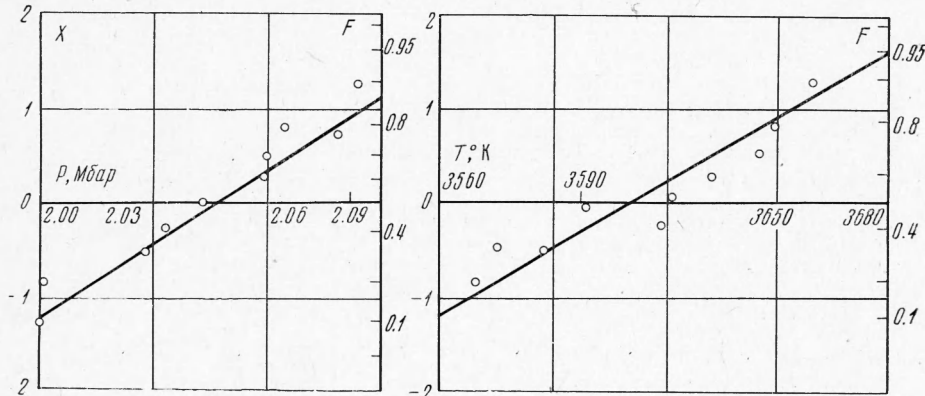


Фиг. 10

кроме того, на наличие термодинамического равновесия при расширении ударно-сжатой меди от состояний на адиабате Гюгоню до нормальных условий ( $P = 1 \text{ бар}$ ).

В качестве примера на фиг. 10 для W приведены результаты определения точности решения методом статистических испытаний (Монте-Карло). Динамическим экспериментам в предположении равноточных измерений последовательно присваивались различные значения относительных ошибок  $\langle \Delta E_i / E_i \rangle$ . В каждом случае величина используемой для расчета погрешности вычислений выборки  $n$  была равна 100. Зависимость погрешности определения температуры для некоторой характерной точки ударной адиабаты  $m = 1$  от средней погрешности динамических экспериментов  $\langle \Delta E_i / E_i \rangle$  изображена на фиг. 10, а. Для вычисления математичес-

кого ожидания и дисперсии случайных величин (температур) были использованы формулы распределения Гаусса. Нормальность закона распределения случайной величины проверялась по вероятностной бумаге [11] (фиг. 11). Зависимость ошибки в определении температуры  $(\Delta T/T)_H$  от ошибки в начальных данных при  $P = 1 \text{ бар}$  представлена на фиг. 10, б. Некоторое (весьма слабое) нарастание вдоль изэнтропы связано с рахождением веера характеристик в  $TV$ -плоскости. Аналогичный статистический анализ точности определения температуры был проделан и для  $\text{Cu}$ ,  $\text{LiF}$ . На



Фиг. 11

основании проделанных методом Монте-Карло оценок можно сделать вывод, что, учитывая точность и характер расположения экспериментальных данных в  $PV$ -плоскости, погрешность определения температуры конденсированных сред на адиабате с  $m = 1$  порядка  $5 \div 8\%$ . Независимым образом это подтверждается сравнением с расчетом температуры по модельным теориям.

Автор благодарен Л. В. Альтшулеру и В. М. Иевлеву за многочисленные обсуждения и критические замечания.

Поступила 3 XI 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B r u s h S. G. Theories of the equation of state of matter of high pressures and temperatures. Progr. High. Temperat. Phys. and Chem., vol. 1, London — New York, Pergamon Press., 1967.
2. А л ь т ш у л е р Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. н., 1965, т. 85, № 2.
3. К о р м е р Б. С., У р л и н В. Д., П о п о в а Л. Т. Интерполяционное уравнение состояния и его приложение к описанию экспериментальных данных по ударному сжатию. Физика твердого тела, 1961, т. 3, вып. 7.
4. У р л и н В. Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне. ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2 (8).
5. В о р о п и н о в А. И., Г а н д е л ь м а н Г. М., П о д в а л ь н ы й В. Г. Электронные энергетические спектры и уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. Усп. физ. н., 1970, т. 100, вып. 2.
6. Ф о р т о в В. Е., К р а с н и к о в Ю. Г. О построении термодинамически полного уравнения состояния неидеальной плазмы по динамическим экспериментам. ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 11.
7. J e n s o n P. C., S t e i n V. A., D a v i s R. S. Temperature dependence of shock induced phase transformation in iron. J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, No. 2.
8. C o u p e r t h w a i t e M., B l a c k b u r n J. H. Shock temperature calculation for silicone fluid. Proc. Symposium on the accurate characterisation of the high pressure environment. Gaithersburg, 1968, Washington, V. S. Governm. Print Office, 1971.

9. З е л ь д о в и ч Я. Б. Об исследовании уравнения состояния с помощью механических измерений. ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 6.
10. К о р м е р С. Б. Оптические исследования свойств ударно-сжатых конденсированных диэлектриков. Усп. физ. н., 1968, т. 94, вып. 4.
11. Х у д с о н Д. Статистика для физиков. М., «Мир», 1967.
12. Ф о р т о в В. Е. Построение уравнения состояния конденсированных сред по динамическим экспериментам. Горение и взрыв. Тр. III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву, М., «Наука», 1972.
13. M s Q u e e n R. G., M a g s h S. P. Equation of state for nineteen metallic elements from shock wave measurement to two megabars. J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, No. 7.
14. К р у п н и к о в К. К., Б р а ж н и к М. И., К р у п н и к о в а В. П. Ударное сжатие пористого вольфрама. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
15. Thermophysical properties of high. Temperature Solid Materials, vol. 1, Elements, N. Y., Makmillan, 1967.
16. S t u l l D. R., S i n k e G. C. Thermodynamical properties of the elements. Adv. in Chem., Ser. 18, Washington, 1956.
17. И в а н о в Б. Н. Теплофизические свойства жидких и твердых вольфрама, меди, алюминия, олова и свинца. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 5.
18. С т и ш о в С. М. Плавление при высоких давлениях. Усп. физ. н., 1968, т. 98, вып. 3.
19. А л ь т ш у л е р Л. В., Б а к а н о в а А. А., Т р у н и н Р. Ф. Ударные адиабаты и нулевые изотермы семи металлов при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 1.
20. R i c e M., M s Q u e e n R. G., W a l s h J. M. Compression of solids by strong shock waves. Solid State Physic, vol. 6, p. 1, New York — London, Acad. Press., 1958.
21. К о р м е р С. Б., Ф у н т и к о в А. И., У р л и н В. Д., К о л е с н и к о в а А. Н. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 2.
22. К р а ф т м а х е р А. Я. Образование вакансий в меди. Физика твердого тела, 1967, т. 9, вып. 6.
23. S a h i l l J. The density of liquid cooper from its melting point 1356° K to 2500° K and estimate of its critical constants J. Phys. Chem., 1962, vol. 66, No. 3, p. 1080.
24. В е р я т и н У. Д., М а ш и р е в В. П., Р я б ц е в Н. Г., Т а р а с о в В. И., Р о г о з и н Б. Д., К о р о б о в И. В. Термодинамические свойства неорганических веществ. М., Атомиздат, 1965.
25. L u c a s M. L.-D. Densité de l'argent du cuivre, du palladium du platine a l'etat. Compt. Rend. Acad. Sci., 1961, t. 253, No 27.
26. А л ь т ш у л е р Л. В., П а в л о в с к и й М. Н., К у л е ш о в а Л. В., С и м а к о в Г. В. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия. Физика твердого тела, 1963, т. 5, вып. 1.
27. К о р м е р С. Б., С и н и ц ы н М. В., Ф у н т и к о в а А. И., У р л и н В. Д., Б л и н о в А. В. Исследование сжимаемости пяти ионных соединений до давлений 5 *моар*. ЖЭТФ 1964, т. 47, вып. 4 (10).
28. Техническая энциклопедия. Справочник физических, химических и технологических величин. М., «Современная энциклопедия», 1927.
29. А л ь т ш у л е р Л. В., К о р м е р С. Б., Б а к а н о в а А. А., Т р у н и н Р. Ф. Уравнение состояния алюминия, меди, свинца, железа для области высоких давлений. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3.
30. Ж а р к о в В. Н., К а л и н и н В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
31. К о р м е р С. Б., С и н и ц ы н М. В., К и р и л л о в Г. А., У р л и н В. Д. Экспериментальное определение температур ударно-сжатых NaCl и KCl и их кривые плавления до давлений 700 *кбар*. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 4.
32. H o r i e Y. Melting and the hughoniot equation. J. Phys. and Chem. Solids, 1967, vol. 28, No. 8.
33. T u l o g J. W. Residual temperature of shocked cooper. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No. 9.
34. Л е б е д е в С. В., С а в в и т и м с к и й А. И., С м и р н о в Ю. Б. Измерение теплоты плавления тугоплавких металлов. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, вып. 3.