ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 2001, том 39, № 5, с. 728–742

УДК 536.20

МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ

© 2001 г. С. И. Ткаченко, К. В. Хищенко, В. С. Воробьев, П. Р. Левашов, И. В. Ломоносов, В. Е. Фортов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Поступила в редакцию 05.12.2000 г.

Проведено моделирование начальной стадии взрыва вольфрамовой проволочки под действием мощного импульса тока наносекундной длительности. В расчетах использовано полуэмпирическое уравнение состояния вольфрама, которое учитывает эффекты плавления и испарения при высоких температурах. На границе раздела жидкость–пар записаны законы сохранения, учитывающие наличие магнитного поля и относительного движения сред. Показано, что адекватное имеющейся экспериментальной информации описание динамики электровзрыва получается, если принять во внимание возможность реализации метастабильных состояний жидкого металла в процессе эволюции системы.

ВВЕДЕНИЕ

Электрический взрыв проводников мощным импульсом тока является удобным объектом для фундаментального исследования различных физических явлений при высоких концентрациях энергии [1–10]. Вместе с тем электрический взрыв проводников имеет много технологических приложений: при получении искусственных алмазов [8, 11, 12] и ультрадисперсных металлических порошков [13], в электровзрывных размыкателях [14] и т.д. В связи с этим большой интерес представляет теоретическое исследование данного явления, включая его начальную стадию, на которой формируется плотный холодный керн, существующий в течение всего процесса вплоть до развитой стадии взрыва металла [15, 16].

Предлагаемая работа посвящена изучению динамики наносекундного электрического взрыва проводника на его начальном этапе. Для рассматриваемых режимов в процессе эволюции характерно наличие чередующихся волн сжатия и разрежения. При этом состояние металла в определенный момент достигает параметров, соответствующих его бинодали жидкость–пар. Оценки показывают, что периода времени, в течение которого происходит рассматриваемая стадия процесса, недостаточно для разделения вещества на фазы в соответствии с условиями равновесия [17, 18]. В силу этого расплав проводника может находиться в метастабильном состоянии. Как показали расчеты, выполненные в настоящей работе, возможность реализации состояний жидкой фазы металла в метастабильной области приводит к результатам, хорошо согласующимся с опытными данными [15, 16], тогда как исключение такой возможности вызывает расхождения с экспериментом. Отметим, что в рассматриваемой задаче магнитное давление падает от центра к периферии проводника, поэтому волна плавления металла распространяется от поверхности к оси и, следовательно, перегрев твердой фазы становится невозможным [19, 20].

Адекватность описания термодинамических свойств среды имеет важное значение при численном моделировании нестационарных гидродинамических процессов. Уравнение состояния вещества в существенной степени определяет достоверность результатов вычислений. В нашей работе использовано полуэмпирическое уравнение состояния вольфрама, которое получено на основе модели [21], учитывающей эффекты высокотемпературного плавления и испарения. Приводится сопоставление расчетных характеристик с имеющимися экспериментальными данными при высоких концентрациях энергии.

Обычно при гидродинамическом описании на границе раздела фаз используются условия сосуществования, полученные для случая полного термодинамического равновесия при отсутствии внешних сил. Однако, согласно методам неравновесной термодинамики, при воздействии внешних полей на вещество, которое находится в состоянии локального термодинамического равновесия, условия сосуществования фаз должны вытекать из законов сохранения. В настоящей работе обсуждаются условия равновесия на фазовой границе жидкость–пар.

Уравнения динамики. Моделирование начальной стадии электрического взрыва проводника цилиндрической формы мощным импульсом тока производится в предположении малости пространственных возмущений формы и равенства элек-

тронных и ионных температур. В данной постановке аналогично тому, как сделано в работе [22], можно выписать следующую систему магнитогидродинамических (МГД) уравнений:

$$dm/dt = 0, \tag{1}$$

$$\rho d\upsilon/dt = -\partial P/\partial r - (2\mu r^2)^{-1}\partial(r^2 B_\varphi^2)/\partial r, \tag{2}$$

$$\begin{aligned}\rho d\varepsilon/dt = &-P\partial(r\upsilon)/\partial r + \\ &+ r^{-1}\partial(\kappa r\partial T/\partial r)/\partial r + j^2/\sigma_w + k(r)E_w,\end{aligned} \tag{3}$$

$$d(\mu B_\varphi)/dt = \partial[(\sigma_w r)^{-1}\partial(rB_\varphi)/\partial r]/\partial r, \tag{4}$$

где m – масса; ρ – плотность вещества; $\varepsilon(\rho, T)$ – удельная внутренняя энергия; $P(\rho, T)$ – давление; υ – скорость; T – температура; $\sigma_w(\rho, T)$ – электропроводность; $\kappa(\rho, T)$ – теплопроводность; B_φ – индукция магнитного поля; $j = (\mu r)^{-1}\partial(rB_\varphi)/\partial r$ – плотность тока; μ – магнитная проницаемость. Последнее слагаемое в уравнении (3) моделирует излучение с поверхности металла, $k(a) = 1$, $k(r) = 0$ при $r \neq a$, a – радиус проволочки.

Так как время развития МГД-неустойчивости, согласно [23], составляет $\tau_m \sim 2(\rho/\mu)^{1/2}/j_{\max} \sim 0.2$ мкс, одномерная постановка представляется разумной для характерных времен $\tau_h < \tau_m$, т.е. при длительности рассматриваемой стадии процесса $\tau_h \sim 10$ нс. Время релаксации электронной температуры в жидком металле при плотностях тока $j \sim 1$ ТА/м^2 составляет $\tau_1 \sim 10$ пс [24], поэтому в наносекундном диапазоне времен использование однотемпературного приближения является оправданным.

Начальные и граничные условия для данной системы можно записать в виде

$$\begin{gathered}\rho(r, t_0) = \rho_0, \quad T(r, t_0) = T_0, \quad \upsilon(r, t_0) = 0, \\ B_\varphi(r, t_0) = 0, \quad \upsilon(a, t) = da/dt, \quad \upsilon(0, t) = 0, \\ B_\varphi(a, t) = \mu I(t)/2\pi a, \quad B_\varphi(0, t) = 0, \\ (\partial T/\partial r)|_{r=0} = 0.\end{gathered} \tag{5}$$

Толщина кнудсеновского слоя предполагается пренебрежимо малой. Тогда, чтобы учесть испарение вещества с поверхности проволочки, можно записать

$$\kappa(\partial T/\partial r)|_{r=a} = \rho\upsilon_b(\Lambda - a_k R T_a). \tag{6}$$

Здесь υ_b – скорость волны испарения; Λ – удельная теплота парообразования; R – удельная газовая постоянная; T_a – температура поверхности. Постоянная a_k зависит от противодавления среды, окружающей проводник. При испарении в вакуум $a_k \simeq 0.77$, при большом противодавлении $a_k = 0.5$ [25].

Значение полного тока $I = I(t)$, протекающего по проводнику, определяется уравнением цепи

$$d^2(LI)/dt^2 + d(R_l I)/dt + I/C = 0, \tag{7}$$

в котором L – индуктивность; C – емкость батареи конденсаторов;

$$R_l(t) = \frac{l}{2\pi}\left[\int_0^a \sigma_w r dr\right]^{-1}$$

– сопротивление проволочки; l – длина проволочки. Начальные условия для уравнения (7) задаются в момент времени $t_0 = 0$

$$I(0) = 0, \quad (dI/dt)|_{t=0} = U_0/L,$$

где U_0 – исходное напряжение на батарее конденсаторов.

Давление пара и условие фазового равновесия на границе проводника. Обычно при моделировании на границе раздела проводник–пар используется условие $P_a = P_s$, где P_s – равновесное давление пара при температуре, равной температуре поверхности T_a. Причем предполагается, что на границе раздела фаз выполняется условие равенства химических потенциалов жидкости и пара: $\mu_a(P_a) = \mu_s(P_s)$. Это соответствует приближению изотермической среды при условии малости внешних воздействий и перемещения среды. Однако в расширяющемся жидком проводнике не всегда можно пренебречь движением среды, а истекающие пары могут перемещаться при определенных условиях с околозвуковой скоростью. Кроме того, на вещество действует сила Ампера, вызванная протекающим по проводнику током. Таким образом, на движущейся границе раздела фаз должны выполняться законы сохранения массы, импульса и энергии с учетом выделения тепла при фазовом переходе.

В первом приближении можно полагать, что температура на границе раздела жидкий проводник–пар не изменяется (влияние возможного скачка температуры, вызванного наличием кнудсеновского слоя, обсудим ниже). Закон сохранения массы определяет хорошо известное условие $\upsilon_b/V_a = \upsilon_g/V_g$, где υ_g – скорость паров относительно движущейся фазовой границы; V_a и V_g – удельные объемы жидкости и пара при $T = T_a$. Интегрирование уравнения (2) по тонкому слою возле границы раздела дает

$$P_a + \upsilon_b^2/V_a = P_g + \upsilon_g^2/V_g.$$

Далее, интегрируя по r от нуля до a уравнение (2), деленное на плотность, и используя термодинамическое соотношение $d\mu = VdP$, справедливое при

изотермическом течении, а также выполняя аналогичную процедуру по газовому слою, получим

$$\mu_a(P_a) + \int_0^a VjBdr + \frac{\upsilon_b^2}{2} = \mu_g(P_g) + \frac{\upsilon_g^2}{2} = \mu_0(P_0), \quad (8)$$

где P_0 – давление на оси проводника; μ_a, μ_g, μ_0 – химические потенциалы жидкости на границе раздела фаз, пара и жидкости на оси жидкого проводника.

Система (8) обобщает условия фазового равновесия на случай движущихся сред, одна из которых подвержена действию объемной силы, вызванной магнитным полем протекающего тока. В случае отсутствия движения и поля эта система уравнений эквивалентна условию, в соответствии с которым на границе раздела фаз давление равно давлению насыщенных паров.

Если заменить в соотношениях (8) химический потенциал на тепловую функцию и пренебречь вкладом от магнитного поля, то получится система уравнений, описывающая ударную адиабату. Исключая из первого уравнения (8) скорости, получим связь между термодинамическими величинами по обе стороны фазовой границы

$$\mu_a(P_a) + \int_0^a VjBdr - \mu_g(P_g) + \frac{1}{2}(V_a + V_g)(P_g - P_a) = 0. \quad (9)$$

Видно, что возникает сдвиг параметров фазового равновесия, связанный с магнитным полем и движением среды. Влияние магнитного поля исследовано в работе [26]. Легко показать, что должны выполняться неравенства $P_a > P_s$ и $P_g < P_s$. Степень отклонения от равновесия в отсутствие движения зависит от скорости истечения паров. При истечении в среду с большим противодавлением P_e, когда $P_s \ll P_e$, скорость движения паров существенно меньше скорости звука C_S, а давления P_a и P_g мало отличаются от P_s. Наиболее существенных отклонений следует ожидать в ситуации, близкой к испарению в вакуум, когда $P_s \gg P_e$ и значение скорости истечения становится равным C_S. Как для случая испарения в вакуум, так и при испарении в среду с большим противодавления имеет место неравенство

$$\upsilon_g = V_g\sqrt{\frac{P_a - P_g}{V_g - V_a}} \leqslant yC_S, \quad (10)$$

где y – функция, связанная с наличием кнудсеновского слоя [25, 27] и зависящая от числа Маха M для пара, $y \simeq 0.669$ при M = 1, с уменьшением числа Маха $y \longrightarrow 1$.

Из неравенства (10) следует ограничение на перепад давлений между жидкостью и паром на границе раздела фаз. При понижении температуры уменьшается скорость звука и влияние движения на фазовое равновесие становится слабее. С другой стороны, при приближении температуры к критическому значению влияние движения также не существенно, поскольку выравниваются плотности жидкой и паровой фаз, а следовательно, и соответствующие скорости. Наибольшее влияние на фазовое равновесие движение может оказывать в области температур ниже критической, где различие плотностей фаз еще значительно. Тогда давление P_a может оказаться больше P_s, если доминируют магнитные силы, или меньше P_s, если более существенными оказываются члены, связанные с движением жидкости и пара.

Для того, чтобы решить систему уравнений (1)–(4) с начальными и граничными условиями (5)–(8), необходимо выбрать уравнение состояния и коэффициенты переноса (электро- и теплопроводности) среды.

Модель уравнения состояния. Для описания термодинамических свойств вольфрама в широком диапазоне плотностей и температур использована полуэмпирическая модель уравнения состояния металлов [21], учитывающая эффекты плавления и испарения.

Свободная энергия F, выбранная в качестве термодинамического потенциала твердой и флюидной (жидкой и газовой) фаз, состоит из трех слагаемых

$$F(V, T) = F_c(V) + F_a(V, T) + F_e(V, T), \quad (11)$$

определяющих упругую часть взаимодействия при $T = 0$ K (F_c), тепловой вклад атомов (F_a) и электронов (F_e), причем первая и последняя компоненты (11) имеют одинаковый вид для обеих фаз, а вторая – различный.

Объемная зависимость энергии упругого взаимодействия при сжатии $\sigma_c \geqslant 1$ (где $\sigma_c = V_{0c}/V$, V_{0c} – удельный объем при $P = 0$ и $T = 0$ K) имеет традиционный вид [28] разложения по степеням обратного межатомного расстояния $r_c^{-1} \sim \sigma_c^{1/3}$

$$F_c(V) = 3V_{0c}\sum_{i=1}^{5}\frac{a_i}{i}(\sigma_c^{i/3} - 1), \quad (12)$$

обеспечивающий нормировку

$$F_c(V_{0c}) = 0. \quad (13)$$

Кроме того, требуется выполнение дополнительных условий для давления, модуля объемного сжатия и его производной по давлению при $\sigma_c = 1$ соответственно

$$P_c(V_{0c}) = -dF_c/dV = 0, \quad (14)$$

$$B_c(V_{0c}) = -VdP_c/dV = B_{0c}, \quad (15)$$

$$B_c'(V_{0c}) = dB_c/dP_c = B_{0c}'. \quad (16)$$

К условиям (14)–(16) добавляется требование минимума среднеквадратичного относительного отклонения давления в интервале $\sigma_c = 30$–5000 от значений P_c^{TFC}, рассчитанных по модели Томаса–Ферми с поправками [29]. Это приводит к задаче о нахождении условного экстремума функционала [30, 31]

$$S(a_i, \lambda, \mu, \eta) = \sum_{n=1}^{N} g_n[1 - P_c(a_i, V_n)/P_c^{TFC}(V_n)]^2 +$$

$$+ \lambda P_c(a_i) + \mu[B_c(a_i) - B_{0c}] + \eta[B'_c(a_i) - B'_{0c}],$$

решение которой позволяет найти значения искомых коэффициентов a_i кривой упругого сжатия. При этом параметры V_{0c}, B_{0c} и B'_{0c} подбираются итерациями так, чтобы при нормальных условиях

$$P = -(\partial F/\partial V)_S = 1 \text{ бар}, \quad T = 293 \text{ K}$$

удовлетворялись табличная величина удельного объема $V = V_0$ и определенные по данным динамических измерений значения изоэнтропического модуля сжатия и его производной по давлению

$$B_S = -V(\partial P/\partial V)_S = B_{S0},$$

$$B'_S = (\partial B_S/\partial P)_S = B'_{S0}.$$

Энергия на холодной кривой в области разрежения $\sigma_c < 1$ задается многочленом

$$F_c(V) = V_{0c}[A(\sigma_c^m/m - \sigma_c^n/n) + B(\sigma_c^l/l - \sigma_c^n/n)] + E_{sub}, \quad (17)$$

позволяющим обеспечить табличное значение [32] энергии сублимации

$$F_c(V \longrightarrow \infty) = E_{sub}$$

и равенство (14). Выполнение условий (13), (15) и (16) оставляет в (17) два свободных параметра n и l.

Вклад тепловых возбуждений кристаллической решетки в свободную энергию записывается в квазигармоническом приближении

$$F_a^{(s)}(V, T) = 3RT\ln\frac{\theta_c^{(s)}(V)}{T}, \quad (18)$$

где R – газовая постоянная. Характеристическая температура $\theta_c^{(s)}$ определяется аппроксимационной зависимостью

$$\theta_c^{(s)}(V) = \theta_{0s}\sigma^{2/3} \times \exp\left\{(\gamma_{0s} - 2/3)\frac{B_s^2 + D_s^2}{B_s}\operatorname{arctg}\left[\frac{xB_s}{B_s^2 + D_s(x + D_s)}\right]\right\}, \quad (19)$$

в которой $x = \ln\sigma$, $\sigma = V_0/V$. Константы B_s и D_s находятся по экспериментальной зависимости коэффициента Грюнайзена $\gamma_c^{(s)} = d\ln\theta_c^{(s)}/d\ln\sigma$ от степени сжатия σ, получаемой из данных ударно-волновых измерений. Величина γ_{0s} соответствует табличному значению коэффициента Грюнайзена при нормальных условиях. Отметим, что в пределе больших сжатий вещества уравнение (19) обеспечивает необходимую идеально газовую асимптотическую зависимость $\theta \sim \sigma^{2/3}$. Параметр θ_{0s} находится из требования равенства нулю энтропии в нормальном состоянии $S = -(\partial F/\partial T)_V = 0$.

Плавление сопровождается переходом от упорядоченной структуры решетки к неупорядоченному состоянию атомов жидкости. Это приводит к изменению как спектра колебаний, так и значений теплоемкости при плавлении и дальнейшем нагревании, причем явления ангармонизма различным образом влияют на эти характеристики. Если спектр колебаний может при плавлении (фазовый переход первого рода) резко измениться, то скачок теплоемкости оказывается не столь заметным за счет сохранения в жидкости ближнего порядка.

Для учета плавления тепловой вклад атомов решетки в термодинамический потенциал флюидной фазы выбирается в виде суммы двух слагаемых

$$F_a^{(l)}(V, T) = F_t(V, T) + F_m(V, T). \quad (20)$$

Первое учитывает эффекты ангармонизма и определяет спектр колебаний и значение теплоемкости при высоких температурах, а второе обеспечивает экспериментальные значения скачков плотности и энтальпии при плавлении, ход кривой плавления и описание термодинамики области жидкого состояния, близкой к кривой плавления.

Ответственная за ангармонизм часть свободной энергии F_t задается аппроксимационной зависимостью, аналогичной (18), но с переменными по плотности и температуре аналогом теплоемкости C_t и характеристической температурой $\theta^{(l)}$

$$F_t^{(l)}(V, T) = C_t(V, T)T\ln\frac{\theta^{(l)}(V, T)}{T}. \quad (21)$$

Выражение

$$C_t(V, T) = \frac{3R}{2}\left[1 + \frac{\sigma T_t}{(\sigma + \sigma_t)(T + T_t)}\right] \quad (22)$$

описывает плавное изменение теплоемкости жидкости от величины порядка $3R$, близкой к теплоемкости решетки, до теплоемкости идеального газа атомов $3R/2$. Коэффициенты σ_t и T_t определяют характерные плотность и температуру этого перехода. Частотный спектр $\theta^{(l)}(V, T)$ отражает

постепенное изменение значений коэффициента Грюнайзена жидкой фазы от присущих конденсированному состоянию величин $\gamma^{(l)} \simeq \gamma^{(s)}$ до его идеально газового значения, равного 2/3, в предельном случае высоких температур или больших удельных объемов. С учетом данных обстоятельств для характеристической температуры выбрана аппроксимационная формула

$$\theta^{(l)}(V, T) = T_{sa}\frac{\theta_c^{(l)}(V) + T}{T_{ca} + T}\sigma_c^{2/3}, \qquad (23)$$

в которой

$$\theta_c^{(l)}(V) = \theta_{0l}\exp\left\{(\gamma_{0l} - 2/3)\frac{B_l^2 + D_l^2}{B_l}\operatorname{arctg}\left[\frac{xB_l}{B_l^2 + D_l(x + D_l)}\right]\right\},$$

параметры T_{sa}, T_{ca}, B_l и D_l определяются на основе данных по ударной сжимаемости сплошных и пористых образцов, а константа θ_{0l} – из условия $\theta_c^{(l)}(V \longrightarrow \infty) = T_{ca}$.

Слагаемое F_m потенциала (20) должно обеспечивать известные из экспериментов значения скачков энтропии $\Delta S = \Delta S_{m0}$ и объема $\Delta V = \Delta V_{m0}$ в точке плавления при нормальном давлении и резко уменьшаться с ростом удельного объема в газовой фазе. С увеличением степени сжатия относительный вклад F_m медленно убывает, что соответствует стиранию различий свойств твердой и жидкой фаз при уменьшении удельного объема. С учетом выполнения этих требований

$$F_m(V, T) = 3R\left\{\frac{2\sigma_m^2 T_{m0}}{1 + \sigma_m^3}\left[C_m + \frac{2A_m}{5}(\sigma_m^{5/3} - 1)\right] + (B_m - C_m)T\right\}, \qquad (24)$$

где $\sigma_m = \sigma/\sigma_{m0}$ – относительная плотность жидкой фазы на кривой плавления. Константы A_m, B_m и C_m однозначно определяются из условий равновесия фаз при $P = 1$ бар и $T = T_{m0}$.

Вклад термически возбужденной электронной компоненты в свободную энергию задается выражением

$$F_e(V, T) = -C_e(V, T)T\ln\left\{1 + \frac{B_e(T)T}{2C_{ei}}\sigma^{-\gamma_e(V,T)}\right\}, \qquad (25)$$

где

$$B_e(T) = \frac{2}{T^2}\int_0^T\int\beta(\tau)d\tau dT, \quad C_{ei} = \frac{3RZ}{2}, \qquad (26)$$

Z – атомный номер элемента. Формулы (25) и (26) содержат обобщенные аналоги теплоемкости электронного газа

$$C_e(V, T) = \frac{3R}{2}\zeta(V, T)\left[Z + \frac{\sigma_z T_z^2(1 - Z)}{(\sigma + \sigma_z)(T^2 + T_z^2)}\right], \qquad (27)$$

$$\zeta(V, T) = \exp(-\tau_i(V)/T), \quad \tau_i(V) = T_i\exp(-\sigma_i/\sigma), \qquad (28)$$

коэффициента электронной теплоемкости

$$\beta(T) = \beta_i + (\beta_0 - \beta_i + \beta_m T/T_b)\exp(-T/T_b) \qquad (29)$$

и коэффициента Грюнайзена электронов

$$\gamma_e(V, T) = \gamma_{ei} + (\gamma_{e0} - \gamma_{ei} + \gamma_m T/T_g)\times \times \exp(-T/T_g - (\sigma - \sigma_e)^2/\sigma_d). \qquad (30)$$

Эти аппроксимационные зависимости выбраны таким образом, чтобы в первую очередь удовлетворить предельным соотношениям для свободного вырожденного электронного газа при невысоких температурах ($T \ll T_{\text{Fermi}}$) и для идеального газа электронов в пределе $T \longrightarrow \infty$.

Аналог электронной теплоемкости (27) при высоких температурах стремится к предельному значению $3RZ/2$, характеризующему идеальный электронный газ при полной ионизации атомов. В плазменной области теплоемкость передает эффекты первой ионизации и поведение ионизованного металла, причем зависимость (28) учитывает снижение потенциала ионизации с ростом плотности плазмы. Температура T_i имеет характерное для первой ионизации значение, а параметр σ_i соответствует плотности перехода металл–диэлектрик. Коэффициенты T_z и σ_z определяют соответственно температурную зависимость перехода от однократно ионизованного газа к полностью ионизованной плазме с зарядом иона Z и характерную плотность перехода вещества из металлического состояния в плазменное.

Зависимость (29) отображает характерные особенности коэффициента электронной теплоемкости: существование экстремума и предельных значений при низких (β_0) и высоких (β_i) температурах. Аналог коэффициента Грюнайзена электронов (30) выбран с учетом асимптотик $\gamma_e = \gamma_{e0}$ при $T = 0$ K и $\gamma_e = 2/3$ при $\sigma \longrightarrow 0$, $\sigma \longrightarrow \infty$ и $T \longrightarrow \infty$. Слагаемое с γ_m дает возможность учесть аномалию температурной зависимости $\gamma_e(V \simeq V_0, T)$, детали которой описываются коэффициентами σ_e и σ_d. Свободные константы T_b и T_g задают температурные зависимости $\beta(T)$ и $\gamma_e(V, T)$.

Формулы (11)–(30) полностью определяют функциональную зависимость потенциала свободной энергии металла в широком диапазоне плотностей и температур. Далее приводятся результа-

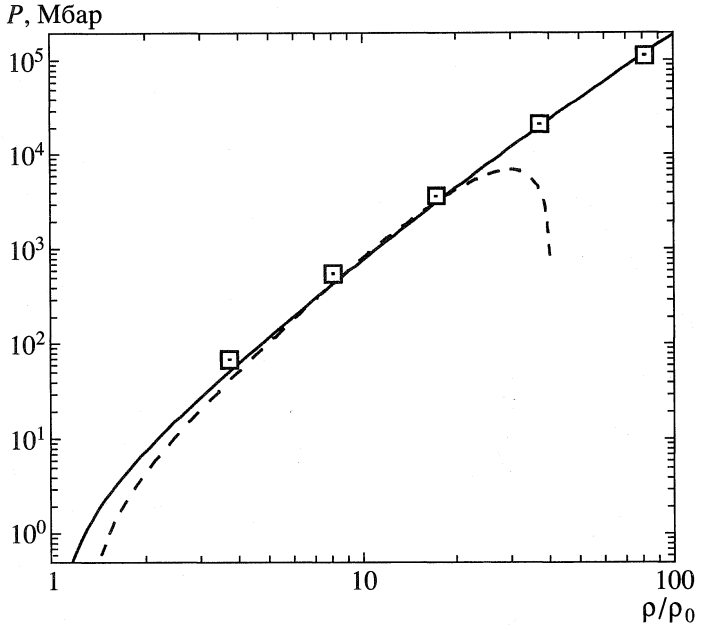

Рис. 1. Давление в вольфраме при $T = 0$ K. Сплошная линия – настоящая работа и [30], штриховая – аппроксимационная кривая [36], точки – расчет по модели Томаса–Ферми с поправками [29].

ты расчетов по уравнению состояния вольфрама, полученному в рамках этой модели в сопоставлении с имеющимися экспериментальными данными при высоких концентрациях энергии.

Термодинамические свойства вольфрама. Как известно, вольфрам в нормальных условиях находится в объемно-центрированной кубической (ОЦК) фазе [33, 34]. Изотермическое сжатие в алмазных наковальнях при $T = 293$ K показывает отсутствие фазовых превращений этого металла до $P \simeq 4.5$ Мбар [35]. На рис. 1 представлена расчетная изотерма $T = 0$ K вольфрама. Как видно, холодная кривая по предложенной в работе [30] методике при невысоких степенях сжатия до $\sigma = \rho/\rho_0 \simeq 10$ (где ρ_0 – плотность вещества при нормальных условиях) хорошо согласуется с полуэмпирической зависимостью [36], а при экстремально высоких давлениях и сжатиях до $\sigma \simeq 100$ – с расчетами по модели Томаса–Ферми с поправками [29]. Расчет сжимаемости вольфрама при $T = 293$ K также адекватно описывает результаты статических экспериментов с алмазными наковальнями до $P \simeq 100$ кбар [37] (рис. 2).

В известных данных по величине наклона кривой плавления вольфрама имеется существенное расхождение: в справочнике [33] рекомендуется значение $dT/dP = 7.8$ K/кбар, а в экспериментах по быстрому изобарическому нагреву проводников [38] получено – 4.4 K/кбар. В настоящей работе принято промежуточное значение $dT/dP = 6$ K/кбар; по-видимому, более определенные выводы о положении кривой плавления вольфрама можно будет сделать лишь на основании дополнительных экспериментов либо теоретических расчетов.

Термодинамические свойства вольфрама в твердой и жидкой фазах при высоких концентрациях энергии достаточно подробно исследованы в ударных волнах. В мегабарном диапазоне давлений динамическая сжимаемость этого металла

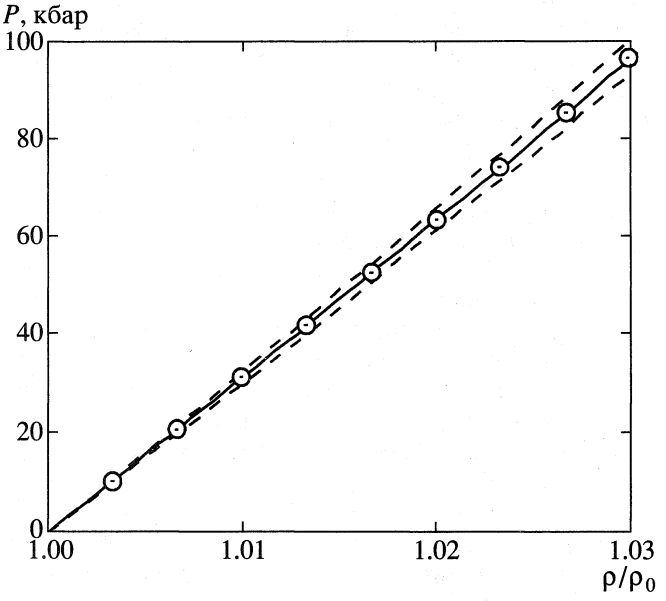

Рис. 2. Давление в вольфраме при $T = 293$ K. Точки – эксперимент [37], штриховые линии – диапазон экспериментальной погрешности.

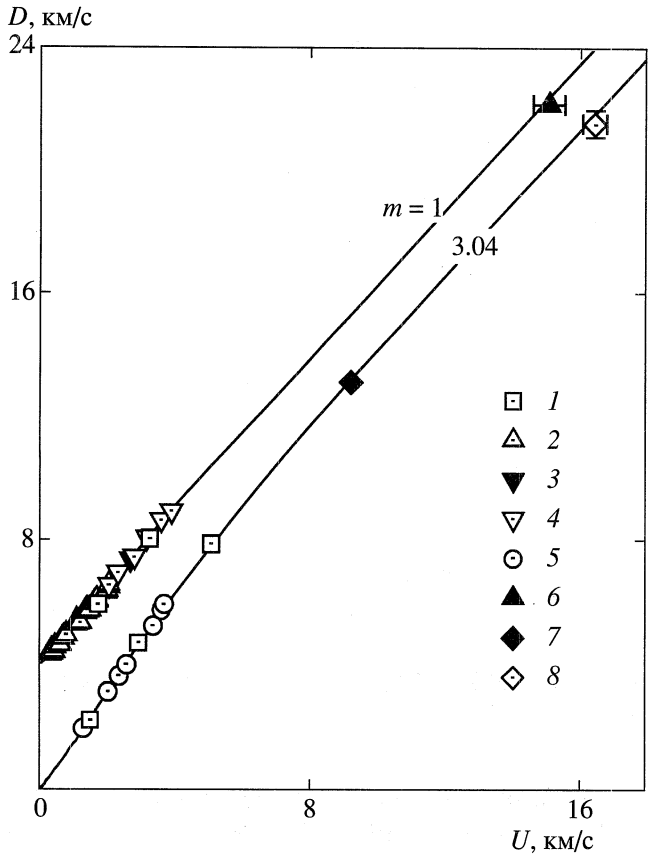

Рис. 3. Ударные адиабаты сплошных и пористых образцов вольфрама; m – исходная пористость образцов. Эксперимент: *1* – [40], *2* – [42], *3* – [43], *4* – [44], *5* – [45], *6* – [49], *7* – [50], *8* – [51]

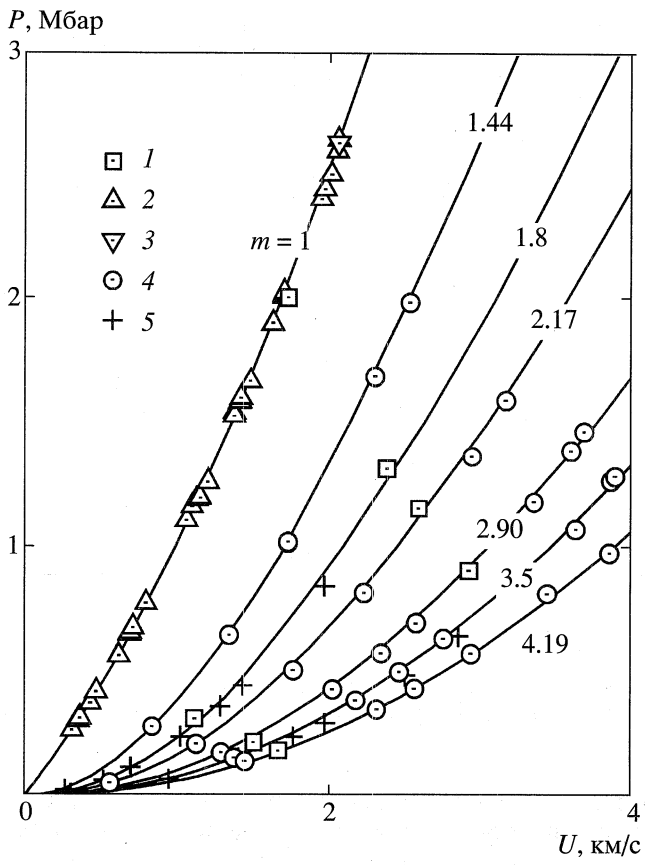

Рис. 4. Ударные адиабаты образцов вольфрама различной начальной пористости m. Эксперимент: *1* – [40], *2* – [42], *3* – [44], *4* – [45], *5* – [46].

изучена с помощью традиционных взрывных метательных устройств [39–42] и двухступенчатой легкогазовой пушки [43, 44]. Эксперименты по ударному нагружению пористых образцов, выполненные с применением как плоских, так и сферических кумулятивных систем до давлений $P \simeq 3$ Мбар [40, 45–48], существенно расширяют изученную область фазовой диаграммы металла в сторону более высоких тепловых энергий по сравнению с состояниями сплошных образцов на ударной адиабате. Данные по сравнительной сжимаемости вольфрама при давлениях $P \simeq 60$ Мбар, которые были достигнуты в условиях подземного ядерного взрыва, приведены в работе [49]. Особый интерес представляют полученные также при проведении подземных взрывов результаты измерений сжимаемости пористого вольфрама при $m = \rho_0/\rho_{00} = 3.07$ (где ρ_{00} – начальная плотность образцов) [50, 51], которые соответствуют состояниям слабовырожденного электронного газа с чрезвычайно высокой концентрацией энергии $\rho E \simeq 2$ МДж/см^3 при плотностях порядка нормальной и давлениях $P \simeq 10$–20 Мбар. На рис. 3 и 4 приведены расчетные ударные адиабаты сплошных и пористых образцов вольфрама в сопоставлении с экспериментальными данными в кинематических и динамических переменных (D и U – волновая и массовая скорости, P – давление). Фазовая диаграмма металла во всем диапазоне плотностей и давлений, изученном при ударно-волновом нагружении, показана на рис. 5. Анализ представленных рисунков свидетельствует о высокой точности описания совокупности результатов динамических экспериментов в рамках полученного уравнения состояния вольфрама.

Важное значение для проверки адекватности термодинамической модели имеют данные по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых образцов вольфрама с исходной пористостью $m = 2.17$ [52]. Как показывают вычисления, в условиях экспериментов [52] при нагружении металла за фронтом ударных волн были реализованы состояния жидкой фазы с энтропией, достаточной для испарения в волнах разгрузки. Зависимости скорости течения вещества при адиабатическом расширении, рассчитанные с помощью представленного в настоящей работе уравнения состояния, согласуются с данными [52] в пределах точности эксперимента (рис. 6), что подтверждает надеж-

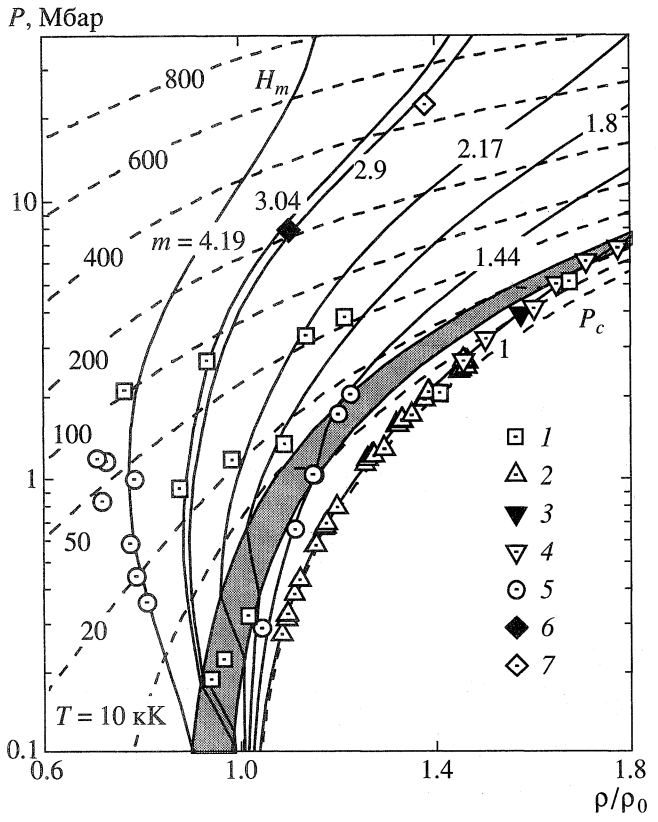

Рис. 5. Фазовая диаграмма вольфрама при высоких давлениях. P_c – кривая холодного сжатия при $T = 0$ K, M – область плавления, штриховые линии T – изотермы, сплошные линии H_m – ударные адиабаты образцов различной начальной пористости m. Эксперимент: *1* – [40], *2* – [42], *3* – [43], *4* – [44], *5* – [45], *6* – [50], *7* – [51].

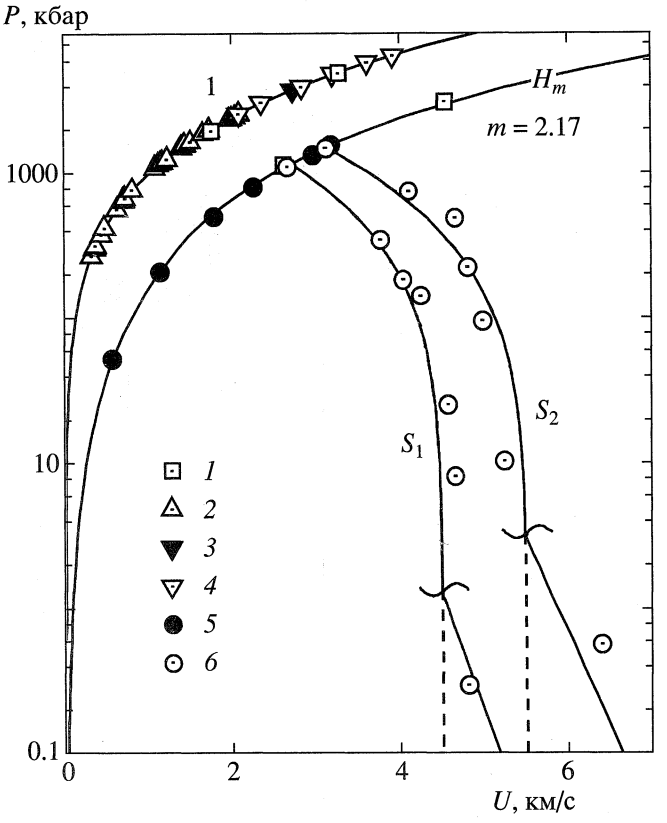

Рис. 6. Ударные адиабаты H_m и изоэнтропы разгрузки S вольфрама. m – исходная пористость образцов, сплошные линии – равновесные кривые, штриховые – метастабильные изоэнтропы, волнистые линии указывают точки пересечения изоэнтроп с границей двухфазной области жидкость–пар. Эксперимент: *1* – [40], *2* – [42], *3* – [43], *4* – [44], *5* – [45], *6* – [52].

ность вычисления термодинамических характеристик жидкого вольфрама, а также положения линии равновесия жидкость–пар при высоких давлениях и температурах.

В области плотностей, пониженных относительно нормальной, теплофизические свойства рассматриваемого металла исследованы в экспериментах по быстрому нагреву мощным импульсом тока в атмосфере инертного газа аргона при $P = 1$–3 кбар [3, 53, 54] и в воде при $P = 1$ бар [7]. В работе [3] также измерялась скорость звука в жидкой фазе. Сопоставление результатов расчетов, выполненных по разработанному уравнению состояния, с экспериментальными данными [3, 7, 53, 54] представлено на рис. 7. На этой диаграмме также приведены зависимости для линий равновесия жидкость–пар [55], полученные на основе полуэмпирической модели [56], в которой аппроксимировались результаты моделирования методом Монте-Карло [57] системы частиц с потенциалом взаимодействия мягких сфер. Расчеты [55] выполнены в двух вариантах (B1 и B2) с использованием в качестве реперных точек данных [3] (B1) и [7] (B2) с различным наклоном экспериментальных изобар $(\partial\rho/\partial T)_P$. Для обоих вариантов результаты вычислений в пределах погрешности опытов согласуются с данными по скорости звука [3] и давлению насыщенных паров [58, 59]. Однако вариант B1 дает заниженные на два порядка значения давления входа изоэнтроп разгрузки внутрь двухфазной области жидкость–пар по сравнению с величинами, оцениваемыми как по уравнениям варианта B2, так и по развитому в настоящей работе широкодиапазонному уравнению состояния с использованием данных [52] (см. рис. 7). Следует отметить, что рассчитанная по B1 величина критического объема намного превышает известные оценки [60–66], тогда как критические параметры в варианте B2 занимают промежуточное положение относительно других оценок и близки к результатам данной работы: $P_{cr} = 11.8$ кбар, $T_{cr} = 15750$ K, $V_{cr} = 0.206$ см^3/г, $S_{cr} = 0.837$ Дж/(г K). Расчетное значение температуры испарения вольфрама при атмосферном давлении $T_{v0} = 5766$ K близко к величине 5643 K, приведенной в справочнике [59].

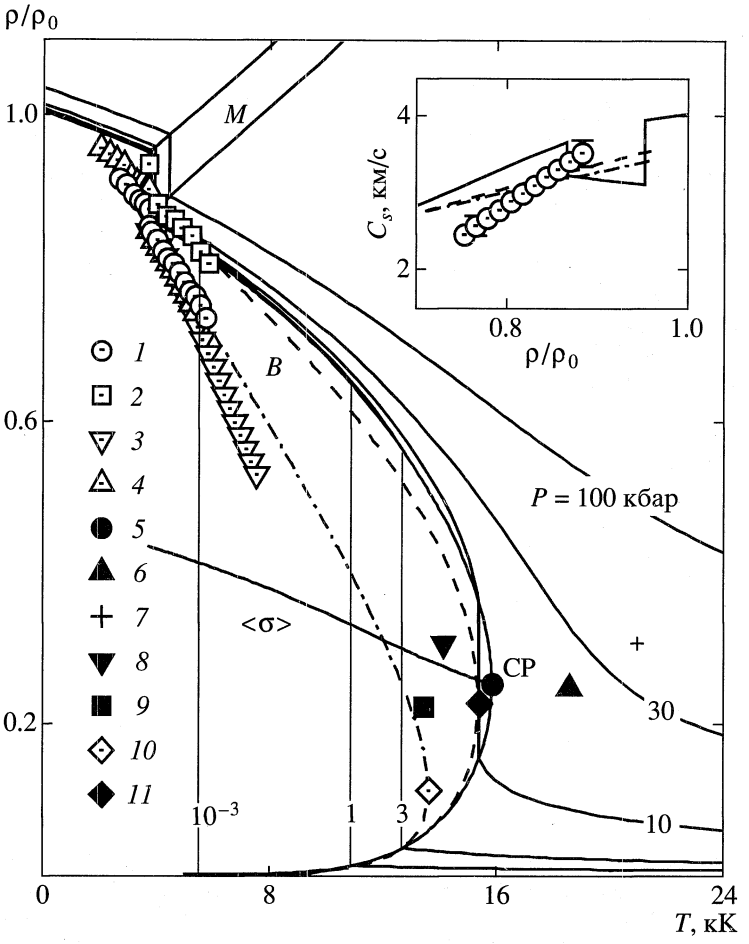

Рис. 7. Фазовая диаграмма вольфрама при плотностях ниже нормальной. *M* – область плавления, *B* – кривые равновесия жидкость–пар (сплошная линия – настоящая работа, штрихпунктирная – B1 [55], штриховая – B2 [55]), ⟨σ⟩ – полусумма степеней сжатия жидкой и газовой фаз на кривой испарения, сплошные линии *P* – изобары. Эксперимент: *1* – *P* = 3 кбар [3], *2* – *P* = 1 бар [7], *3* – *P* = 1 кбар [53], *4* – *P* = 2 кбар [54]. Оценки параметров критической точки (*CP*): *5* – настоящая работа, *6* – [60], *7* – [61], *8* – [62], *9* – [63], *10* – B1 [55], *11* – B2 [55]. На вставке – адиабатическая скорость звука в вольфраме при *P* = 3 кбар, точки – эксперимент [3].

Табличная форма уравнения состояния. Непосредственное применение многофазного уравнения состояния в исходной аналитической форме затруднительно в гидродинамических расчетах из-за больших затрат машинного времени для нахождения параметров течения в каждой пространственно-временной точке. Поэтому в данной работе при моделировании уравнение состояния вольфрама использовалось в виде таблиц, которые заполнялись следующим образом.

Плоскость переменных (V, T) покрывается прямоугольной сеткой с узлами (V_i, T_j), $i = 1, \ldots, N_V$, $j = 1, \ldots, N_T$, которая охватывает интересующий диапазон параметров. В интервале температур $T_{m0} \leqslant T \leqslant T_{cr}$ размеры шагов сетки выбираются таким образом, чтобы границы фазового перехода жидкость–пар не пересекали стороны ячеек, а проходили только через их вершины. При таком способе построения сетки любому стабильному состоянию жидкости, газа или двухфазной смеси жидкость–пар соответствует точка (V, T), лежащая либо внутри, либо на границе треугольной или четырехугольной ячейки, все вершины которой принадлежат области стабильности одного и того же фазового состояния. В каждом узле сетки задается значение функции $f_{i,j} = f(V_i, T_j)$, где f – одна из термодинамических величин, используемых в процессе расчета: внутренняя энергия $E = F + TS$, потенциал Гиббса $G = F + PV$, энтропия S, давление P или адиабатическая скорость звука C_S. Тогда значение f в произвольной точке (V, T) находится билинейной интерполяцией по вершинам ячейки, в которую она попадает.

Например, для случая ячейки, образованной четырьмя узлами (V_i, T_j), (V_{i+1}, T_j), (V_{i+1}, T_{j+1}), (V_i, T_{j+1}), можно записать

$$f(V,T) = (1-t)(1-u)f_{i,j} + t(1-u)f_{i+1,j} + tuf_{i+1,j+1} + (1-t)uf_{i,j+1},$$

где

$$t = \frac{V - V_i}{V_{i+1} - V_i}, \quad u = \frac{T - T_j}{T_{j+1} - T_j}.$$

Для описания свойств перегретой жидкости и переохлажденного пара с помощью аналитических зависимостей представленного в данной работе уравнения состояния вольфрама формировались дополнительные таблицы термодинамических характеристик метастабильных фаз в двух областях на плоскости (V, T). Первая – между кривой равновесного испарения жидкости и жидкостной спинодалью, вторая – между кривой равновесной конденсации пара и паровой спинодалью. Эти две области существования метастабильных состояний разбиваются на прямоугольные ячейки в пространстве переменных (X, T), где

$$X(V, T) = \frac{V - V_b(T)}{V_{sp}(T) - V_b(T)},$$

V_b и V_{sp} – удельные объемы рассматриваемой фазы на бинодали и спинодали при заданной температуре (ниже критической). Величина $f(V, T)$ определяется путем билинейной интерполяции по соответствующим значениям функции f в узлах, образующих ячейку, в которую точка (V, T) попадает на координатной плоскости (X, T). Как особый случай, рассматриваются треугольные ячейки, для которых одной из вершин служит узел (V_{cr}, T_{cr}). Непрерывность табличного уравнения состояния жидкой и газовой фаз при переходе из области стабильности фазы к метастабильным состояниям достигается выбором одного и того же ряда изотерм $T = T_j$ для сетки с той и с другой стороны от линии фазового равновесия жидкость–пар.

На рис. 8 показан ход объемных зависимостей давления на изотермах флюидной фазы вольфрама с участками стабильных, метастабильных и нестабильных состояний. Видно, что при переходе от переменных (V, T) в плоскость координат (V, P) исходная прямоугольная сетка искривляется, однако ячейки остаются регулярными. Аналогичное утверждение справедливо и для плоскости (V, E). Это обстоятельство позволяет для любой пары переменных (V, P) или (V, E), для которой выполняется условие $P \geqslant P_c(V)$ или $E \geqslant E_c(V)$, находить сначала соответствующее значение температуры T, а затем и величину $f(V, T)$ с помощью табличного уравнения состояния.

Транспортные свойства вольфрама. В настоящей работе электропроводность вольфрама описывается полуэмпирическим уравнением [67]

$$\sigma_w(V, T) = \sigma_{w0} \frac{\sigma^{\delta}}{1 + \beta(T - T_0)},$$

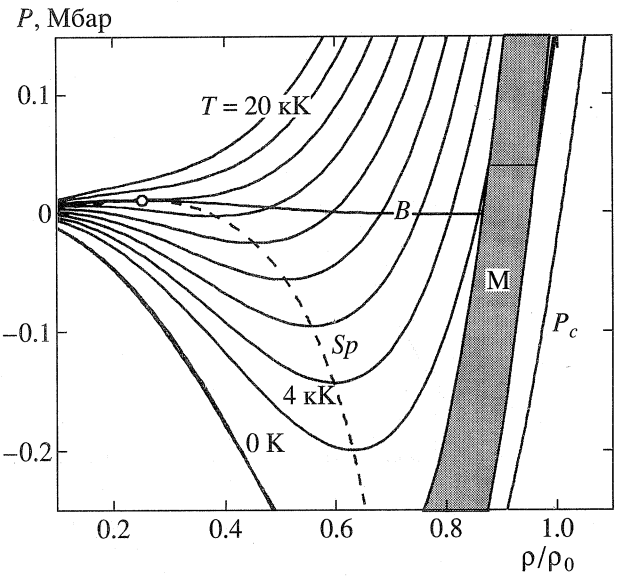

Рис. 8. Диаграмма состояний флюидной фазы вольфрама. M – область возможного сосуществования стабильных и метастабильных твердой и жидкой фаз, B – кривая равновесия жидкость–пар с критической точкой (кружочек), штриховая линия Sp – спинодаль жидкости и газа, сплошные кривые T – изотермы флюидной фазы T = 20, 18, 16, 14, 12, 10, 8, 6, 4 и 0 кК сверху вниз соответственно, P_c – холодная кривая кристалла при T = 0 K.

где $\sigma = V_0/V$; σ_{w0} и T_0 – соответствующие коэффициенты для каждого фазового состояния вещества; β и δ – тепловой коэффициент электропроводности и показатель степени, которые также зависят от фазового состояния вещества. При плавлении эффективная электропроводность вычисляется в соответствии с объемным содержанием фазы $\sigma_{ef} = \nu\sigma_s + (1 - \nu)\sigma_l$ (здесь σ_s и σ_l – электропроводность твердой и жидкой фаз соответственно; ν – объемное содержание твердой фазы). После чего теплопроводность рассчитывается в соответствии с законом Видемана–Франца $\kappa = k_{wf} T \sigma_w$.

Результаты численного моделирования. В настоящей работе проводилось численное моделирование начальной стадии электрического взрыва вольфрамового проводника цилиндрической формы (радиус r = 7.5 мкм, длина l = 1 см [16]). На рис. 9 в зависимости от времени показаны расчетные значения тока, проходящего через исследуемый образец, сопротивления вольфрамового проводника, падения напряжения на проволочке, ее радиуса, температуры и плотности. В момент времени $t \simeq 23$ нс плавление образца завершается, после чего его сопротивление слабо меняется. Аналогичный характер зависимости сопротивления вольфрамового проводника наблюдается также при микросекундных режимах энерговклада [22]. Ток к моменту завершения плавления достигает своего максимального значения, затем он

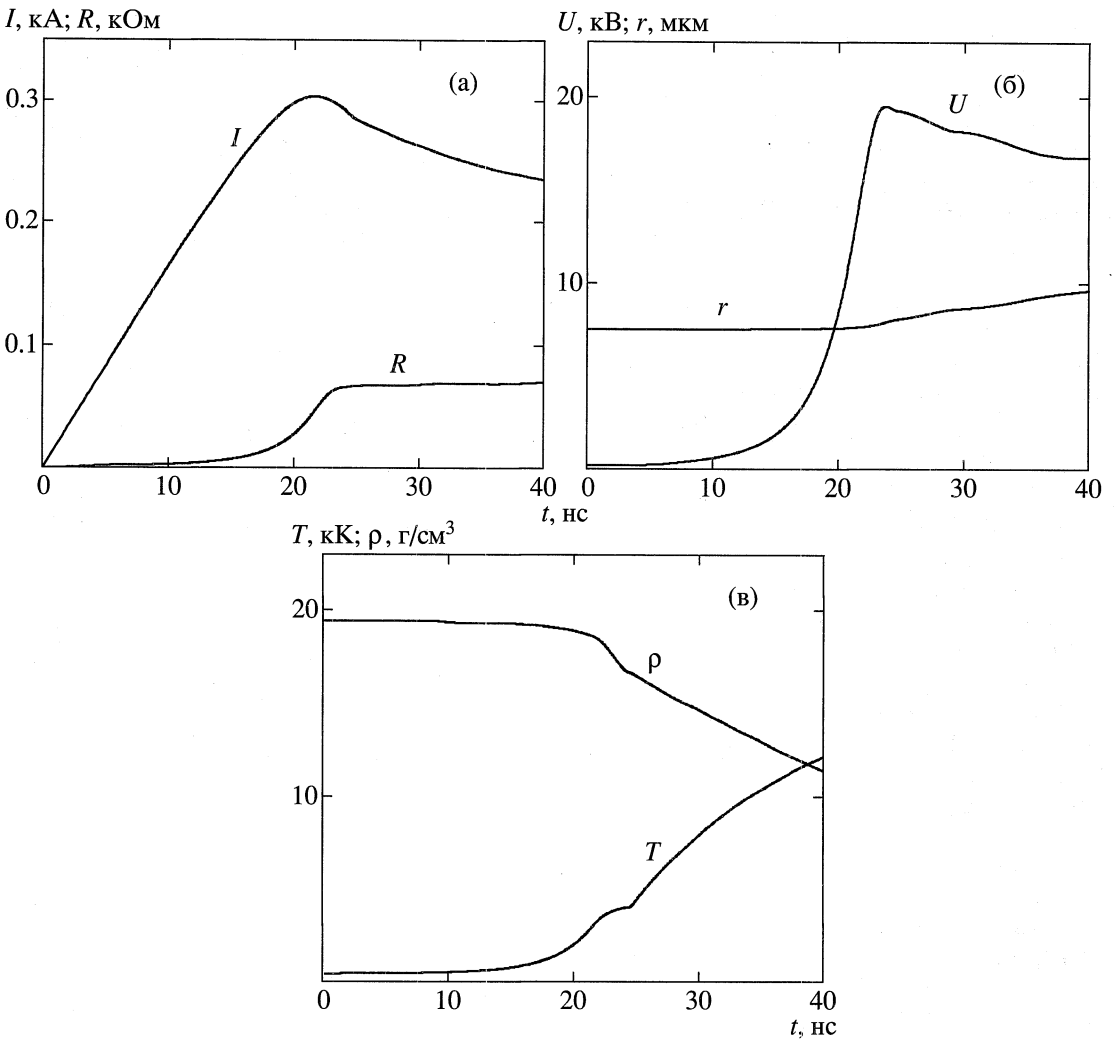

Рис. 9. Ток I и сопротивление проволочки R – а, напряжение на проводнике U и радиус r – б, температура T и плотность ρ – в исследуемого образца в зависимости от времени.

немного уменьшается, как и в опытах [16]. Отметим, что на поздних стадиях эксперимента [16] происходило значительное возрастание величины тока, которое было вызвано увеличением вследствие пробоя проводимости металлического пара, окружающего плотный холодный керн.

Как видно из рис. 9, после плавления образец продолжает разогреваться и вскоре достигаются параметры, соответствующие кривой равновесия жидкость–пар. В соответствии с теорией гомогенного зародышеобразования [17, 18] при темпе роста температуры более 1 МК/с время формирования стационарного распределения концентрации центров кипения флуктуационной природы составляет $\tau_n \sim 10$ нс. Поскольку для рассматриваемого в настоящей работе режима энерговклада характерной является скорость нагрева около 1 ТК/с, то в течение $\Delta t \simeq \tau_n$ после достижения параметров на бинодали жидкая фаза проводника может оставаться в метастабильном состоянии. Кроме того, как указывалось ранее [10, 18], в процессе электрического взрыва металла мощным импульсом тока магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на перегретую жидкость, так как в этих условиях зародыши паровой фазы должны выполнять, кроме работы по образованию поверхности, еще и работу по искривлению силовых линий магнитного поля. Таким образом, при анализе динамики электровзрыва необходимо учитывать возможность реализации метастабильных состояний жидкой фазы на начальной стадии процесса (для моделируемого режима воздействия длительность этой стадии составляет $\tau_h \sim 10$ нс).

На фазовой плоскости давление–температура (рис. 10) показаны траектории центрального и внешнего слоев проволочки. Как видно, проводник успевает нагреться до температур $T \simeq 14$ кК (к этому моменту времени с поверхности испаряется около 5% общей массы проволочки), не до-

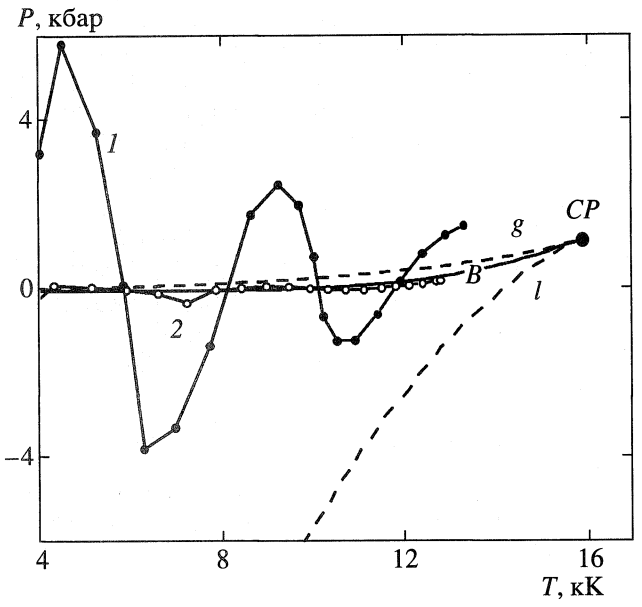

Рис. 10. Траектория осевого *1* и внешнего *2* слоев проводника на *P–T*-плоскости. *B* – кривая равновесия жидкость–пар с критической точкой (*CP*), *g* и *l* – газовая и жидкостная спинодали.

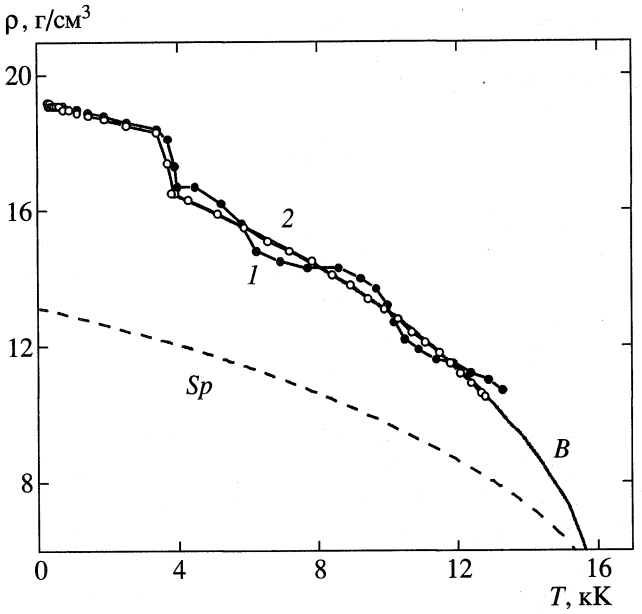

Рис. 11. Траектория осевого *1* и внешнего *2* слоя на ρ–*T*-плоскости. *B* – кривая равновесия жидкость–пар, *Sp* – жидкостная спинодаль.

стигая параметров, соответствующих жидкостной спинодали. На рис. 11 представлены траектории тех же слоев проволочки на фазовой плоскости плотность–температура. Совместный анализ рис. 10 и 11 свидетельствует о том, что значительные изменения давления в волнах сжатия и разгрузки, распространяющихся между внешней поверхностью и осью симметрии проводника, сопровождаются небольшим колебанием плотности конденсированной фазы. Такое поведение вещества возможно только лишь с возникновением метастабильных состояний жидкости (при давлениях ниже, чем на бинодали, в том числе отрицательных), свойства которой существенно отличаются от характерных для равновесной двухфазной смеси жидкость–пар при тех же температурах (см. рис. 8).

На рис. 12 приведены расчетные распределения плотности по радиусу проволочки в разные моменты времени. Вычисления выполнены в двух вариантах: с учетом метастабильных состояний и с требованием безынерционного равновесного фазового перехода жидкость–пар. Результаты моделирования показывают, что если не учитывать возможность перегрева, то получаются сильно неоднородные распределения параметров вещества и поля по радиусу проводника. Однако, согласно данным экспериментов [16], в режимах электровзрывов с характеристиками, которые были заданы в расчете, конденсированная фаза образца (керн) остается однородной по радиусу вплоть до поздних стадий процесса.

Как видно из рис. 12, распределения плотности металла, полученные с учетом метастабильных состояний, с высокой точностью можно считать однородными по сечению. Аналогичное заключение справедливо также для расчетных распределений температуры и плотности тока в конденсированной фазе.

Параметры пара. Уравнение (8) позволяет найти давление, удельный объем и массовую скорость

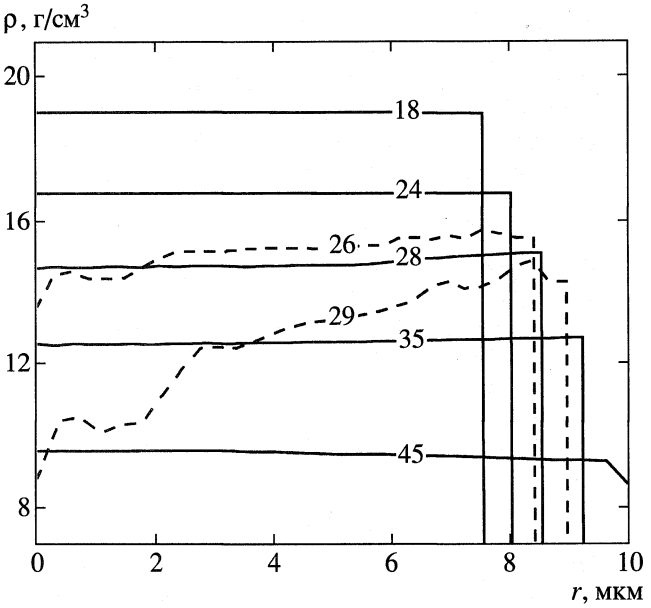

Рис. 12. Радиальные распределения плотности ρ конденсированной фазы образца в разные моменты времени. Сплошные линии – расчет с учетом метастабильных состояний, штриховые – без учета, цифры у кривых – время в наносекундах.

металлического пара, окружающего жидкий проводник, и в соответствии с этими данными оценить степень ионизации [4]

$$n_e^2 = 2(g_1/g_0)n_0\left(\frac{2\pi k m_e T}{h}\right)^{3/2}\exp\frac{-I}{kT}$$

и электропроводность [68]

$$\sigma_v = \frac{32 n_e e^2 \tau_e}{3\pi m_e},$$

где n_0 и n_e – концентрации атомов и электронов; m_e – масса электрона; I – потенциал ионизации вещества; g_1 и g_0 – статистические веса иона и атома; $\tau_e \sim 0.1$ пс – время релаксации электрона. При этом следует учесть, что испарение жидкости в газовой среде с малым противодавлением сопровождается образованием на контактной границе жидкая фаза–пар неравновесного кнудсеновского слоя [25, 27], в котором происходит установление максвелловского распределения по скоростям. При числе Маха M = 1 скачок температуры в кнудсеновском слое можно оценить $\Delta T \simeq 0.33 T_a$ [25].

Электропроводность жидкого металла при нагреве меняется незначительно и составляет $\sigma_{ax} \simeq$ $\simeq 5$ мОм$^{-1}$ см$^{-1}$ при $T \simeq 10$ кК. В то же время проводимость пара существенно зависит от температуры, достигаемой в различные моменты развития процесса. Так, при температуре жидкости $T \simeq 10$ кК получим $\sigma_v \simeq 0.05\sigma_{ax}$, при $T \simeq 12$ кК – $\sigma_v \simeq 0.6\sigma_{ax}$, при $T \simeq 14$ кК – $\sigma_v \simeq 2\sigma_{ax}$. Таким образом, когда система разогревается до $T \simeq 1$ эВ, проводимости жидкостного столба и окружающего его пара становятся сопоставимыми по величине, и при дальнейшем энерговкладе ток из центральной конденсированной части образца будет перераспределяться на периферию. При этом экспериментально регистрируется резкий рост тока, а также интенсивное излучение, сопровождающее пробой металлических паров [16]. Представленная в настоящей работе модель не описывает эффекты, которые следуют после этого момента времени. На последующих стадиях процесса необходимо рассматривать многократную ионизацию вещества, учитывать кинетику релаксации температуры электронной подсистемы, а также возможные нарушения пространственной однородности цилиндрического проводника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, возможность реализации метастабильных состояний жидкости оказывает существенное влияние на динамику начальной стадии наносекундных электрических взрывов проводников при воздействии мощного импульса тока. Эффекты, влияющие на фазовую устойчивость проводника и обусловленные наличием объемной силы, а также массового перемещения, оказываются незначительными при параметрах, заданных в расчете. Следует ожидать, что влияние этих эффектов будет заметным при существенно бóльших длительностях процессов. Перераспределение тока во внешнюю паровую оболочку возможно при разогреве проводника до температур $T \simeq 1$ эВ, и только после этого следует ожидать разделения вещества на фазы в остающемся холодным керне.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 00-15-96529, 99-02-16596, 99-02-19916).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лебедев С.В., Савватимский А.И.* Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // УФН. 1984. Т. 144. № 2. С. 215.
2. *Gathers G.R.* Dynamic Methods for Investigating Thermophysical Properties of Matter at Very High Temperatures and Pressures // Rep. Progr. Phys. 1986. V. 49. P. 341.
3. *Hixson R.S., Winkler M.A.* Thermophysical Properties of Solid and Liquid Tungsten // Int. J. Thermophys. 1990. V. 11. № 4. P. 709.
4. *Фортов В.Е., Якубов И.Т.* Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994.
5. *Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Брюнеткин Б.А. и др.* Исследование радиационных свойств плазменных объектов методами рентгеновской изображающей спектроскопии // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 4. С. 1263.
6. *Savvatimskii A.I.* Experiments on Expanded Liquid Metals at High Temperatures // Int. J. Thermophys. 1996. V. 17. № 2. P. 495.
7. *Коваль С.В., Кускова Н.И., Ткаченко С.И.* Исследование механизма электровзрыва проводников и теплофизических характеристик жидких металлов // ТВТ. 1997. Т. 35. № 6. С. 876.
8. *Savvatimskii A.I., Fortov V.E., Cheret R.* Thermophysical Properties of Liquid Metals and Graphite, and Diamond Production under Fast Heating // High Temp.–High Press. 1998. V. 30. № 1. P. 1.
9. *Sanford T.W.L., Mock R.C., Spielman R.B. et al.* Increased x-Ray Power Generated from Low-Mass Large-Number Aluminum-Wire-Array Z-Pinch Implosions // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 10. P. 3737.
10. *Мартынюк М.М.* Фазовые переходы при импульсном нагреве. М.: Рос. ун-т дружбы народов им. П. Лумумбы, 1999.
11. *Бушман А.В., Воробьев В.С., Рахель А.Д., Фортов В.Е.* О возможности электровзрывного синтеза алмазов // Докл. АН СССР. 1990. Т. 315. № 5. С. 1124.
12. *Bushman A.V., Vorob'ev V.S., Korobenko V.N. et al.* Diamond Production as a Result of Electrical Explosions of Graphite-Containing Samples // Int. J. Thermophys. 1993. V. 14. № 3. P. 565.

13. *Валевич В.В., Седой В.С.* Получение высокодисперсных порошков при быстром электрическом взрыве // Изв. вузов. Физика. 1998. Т. 41. № 6. С. 70.

14. *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990.

15. *Иваненков Г.И., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А. и др.* Динамика плазмы взрывающихся тонких проволочек с холодным плотным керном // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. № 4. С. 1216.

16. *Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Sinars D.B. et al.* Multiphase Foamlike Structure of Exploding Wire Cores // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 21. P. 4313.

17. *Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.

18. *Павлов П.А.* Вскипание металлов, разогреваемых электрическим током // Теплофизические исследования жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1975. С. 20.

19. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1995. С. 601.

20. *Валуев А.А., Норман Г.Э.* О природе эффекта Месяца – импульсного перегрева микроострий на катоде // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. № 6. С. 2176.

21. *Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортов В.Е.* Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1988.

22. *Kuskova N.I., Tkachenko S.I., Koval S.V.* Investigation of Liquid Metallic Wire Heating Dynamics // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. № 29. P. 6175.

23. *Абрамова К.Б., Златин Н.А., Перегуд Б.П.* Магнитогидродинамическая неустойчивость жидких и твердых проводников. Разрушения проводников электрическим током // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 6. С. 2007.

24. *Шабанский В.П.* Кинетическое уравнение для электронов в металлах в сильных полях // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. № 2. С. 147.

25. *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.

26. *Воробьев В.С., Малышенко С.П.* Равновесие фаз в жидком проводнике с током в геометрии Z-пинча // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 6. С. 2016.

27. *Knight C.J.* Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure // AIAA J. 1979. V. 17. № 5. P. 519.

28. *Кормер С.Б., Урлин В.Д.* Об интерполяционных уравнениях состояния металлов для области высоких давлений // Докл. АН СССР. 1960. Т. 131. № 3. С. 542.

29. *Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В.* Таблицы термодинамических функций вещества при высокой концентрации энергии: Препринт № 35. М.: ИПМ АН СССР, 1975.

30. *Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортов В.Е.* Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка: ИХФЧ РАН, 1992.

31. *Bushman A.V., Lomonosov I.V., Fortov V.E.* Models of Wide-Range Equations of State for Matter under Conditions of High Energy Density // Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys. / Ed. Scheindlin A.E., Fortov V.E. N. Y.: Harwood Acad. Publ., 1993. V. 5. P. 1.

32. *Hultgren R., Desai P.D., Hawkins D.T. et al.* Selected Values of the Thermodynamic Properties of the Elements. Metals Park: ASME, 1973.

33. *Тонков Е.Ю.* Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. М.: Наука, 1979.

34. *Young D.A.* Phase Diagrams of the Elements. Berkeley: Univ. California Press, 1991.

35. *Ruoff A.L., Luo H., Vanderborgh C., Vohra Y.K.* Generating Near-Earth-Core Pressures with Type-IIa Diamonds // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. № 21. P. 2681.

36. *Кормер С.Б., Урлин В.Д., Попова Л.Т.* Интерполяционное уравнение состояния и его приложение к описанию экспериментальных данных по ударному сжатию металлов // ФТТ. 1961. Т. 3. № 7. С. 2131.

37. *Ming L.C., Manghnani M.H.* Isothermal Compression of bcc Transition Metals to 100 kbar // J. Appl. Phys. 1978. V. 48. P. 208.

38. *Shaner J.W., Gathers G.R., Minichino C.A.* New Apparatus for Thermophysical Measurements above 2500 K // High Temp.–High Press. 1976. V. 8. P. 425.

39. *McQueen R.G., Marsh S.P.* Equation of State for Nineteen Metallic Elements // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 1253.

40. *Крупников К.К., Бражник М.И., Крупникова В.П.* Ударное сжатие пористого вольфрама // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. № 3. С. 675.

41. *McQueen R.G., Marsh S.P., Taylor J.W. et al.* The Equation of State of Solids from Shock Wave Studies // High Velocity Impact Phenomena / Ed. Kinslow R. N.Y.: Academic Press, 1970. P. 293, 515.

42. LASL Shock Hugoniot Data / Ed. Marsh S.P. Berkeley: Univ. California Press, 1980.

43. *Jones A.H., Isbell W.H., Maiden C.J.* Measurements of the Very High-Pressure Properties of Materials Using a Light-Gas Gun // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 3493.

44. *Hixson R.S., Fritz J.N.* Shock Compression of Tungsten and Molybdenum // J. Appl. Phys. 1992. V. 71. № 4. P. 1721.

45. *Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н. и др.* Сжимаемость пористых металлов в ударных волнах // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 9. С. 1024.

46. *Баканова А.А., Дудоладов И.П., Сутулов Ю.Н.* Ударная сжимаемость пористых вольфрама, молибдена, меди и алюминия в области низких давлений // ПМТФ. 1974. № 2. С. 117.

47. *Boade R.R.* Dynamic Compression of Porous Tungsten // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. № 9. P. 3781.

48. *Алексеев Ю.Л., Ратников Б.П., Рыбаков А.П.* Ударные адиабаты пористых металлов // ПМТФ. 1971. № 2. С. 101.

49. *Ragan C.E.* Shock Compression Measurements at 1 to 7 TPa // Phys. Rev. A. 1982. V. 25. № 6. P. 3360.

50. *Трунин Р.Ф., Медведев А.Б., Фунтиков А.И. и др.* Ударное сжатие пористых железа, меди и вольфрама и их уравнение состояния в области терапаскальных давлений // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 2. С. 631.
51. *Трунин Р.Ф.* Ударная сжимаемость конденсированных веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов // УФН. 1994. Т. 164. № 11. С. 1215.
52. *Гударенко Л.Ф., Гущина О.М., Жерноклетов М.В. и др.* Ударное сжатие и изоэнтропическое расширение пористых образцов вольфрама, никеля и олова // ТВТ. 2000. Т. 38. № 3. С. 437.
53. *Seydel U., Kitzel W.* Thermal Volume Expansion of Liquid Ti, V, Mo, Pd, and W // J. Phys. F.: Metal Phys. 1979. V. 9. № 9. P. L153.
54. *Berthault A., Arles L., Matricon J.* High-Pressure, High-Temperature Thermophysical Measurements on Tantalum and Tungsten // Int. J. Thermophys. 1986. V. 7. № 1. P. 167.
55. *Levashov P.R., Fortov V.E., Khishchenko K.V., Lomonosov I.V.* Equation of State for Liquid Metals // Shock Compression of Condensed Matter–1999 / Ed. Furnish M.D. et al. N. Y.: AIP Press, 2000. P. 89.
56. *Young D.A.* Soft-Sphere Model for Liquid Metals. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-52352. Livermore, 1977.
57. *Hoover W.G., Stell G., Goldmark E., Degani G.D.* Generalized van der Waals Equation of State // J. Chem. Phys. 1975. V. 63. № 12. P. 5434.
58. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. / Под ред. Глушко В.П. и др. М.: Наука, 1978.
59. Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991.
60. *Alder B., Young D.* Critical Point of Metals from the van der Waals Model // Phys. Rev. A. 1971. V. 3. № 1. P. 364.
61. *Фортов В.Е., Дремин А.Н., Леонтьев А.А.* Оценка параметров критической точки // ТВТ. 1975. Т. 13. № 5. С. 1072.
62. *Seydel U., Bauhof H., Fucke W., Wadle H.* Thermophysical Data for Various Transition Metals at High Temperatures Obtained by a Submicrosecond-Pulse-Heating Method // High Temp.–High Press. 1979. V. 11. № 6. P. 635.
63. *Fucke W., Seydel U.* Improved Experimental Determination of Critical-Point Data for Tungsten // High Temp.–High Press. 1980. V. 12. № 4. P. 419.
64. *Копышев В.П., Медведев А.Б.* Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1995.
65. *Likalter A.* Electric Conductivity of Expanded Transition Metals // Phys. Scripta. 1997. V. 55. P. 114.
66. *Ternovoi V.Y., Filimonov A.S., Fortov V.E. et al.* Liquid-Vapor Phase Boundaries Determination by Dynamic Experimental Method // Shock Compression of Condensed Matter–1999 / Ed. Furnish M.D. et al. N. Y.: AIP Press, 2000. P. 189.
67. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
68. *Lee Y.T., More R.M.* An Electron Conductivity Model for Dense Plasmas // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 1273.