

УДК 539.3:534.1

СКОРОСТНОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ОБЪЕМНОЙ СЖИМАЕМОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

МАЙБОРОДА В. П., ХОЛИН Н. Н.

Исследование динамического неупругого деформирования металлов в результате воздействия ударными волнами в широком диапазоне изменения амплитуд приводит к необходимости учета одновременного влияния сопротивления среды пластическим сдвигам, сжимаемости и температуры на механическое поведение металлов. При очень высоких давлениях на фронтах ударных волн, превышающих несколько сотен килобар, сопротивлением пластическому сдвигу можно пренебречь и учитывать лишь сжимаемость и температуру. В этом случае используется гидродинамическая модель среды; когда внутренняя энергия единицы объема и давление задаются в виде функций плотности и температуры $U=U(\rho, T)$, $p=p(\rho, T)$.

Можно показать, что заданная таким образом гидродинамическая модель среды является частным случаем модели нелинейной упругости [1], поэтому остаточные деформации после разгрузки отсутствуют. Часто в дополнении к приведенным соотношениям рассматривают полный тензор напряжений $\sigma_{ij}=-p\delta_{ij}+s_{ij}$, что для определенных амплитуд ударных волн позволяет учитывать выделение упругого предвестника. Учет полного тензора напряжений приводит к рассогласованию модели, так как нетрудно показать, что при условии $U=U(\rho, T)$, $p=p(\rho, T)$ тождественно выполняется $s_{ij}=0$. Однако при достаточно высоких давлениях на фронте ударной волны этой «невязкой» модели можно пренебречь.

В случае достаточно слабых ударных волн (давление на фронте не превышает несколько десятков килобар) неупругой объемной сжимаемостью металлов и температурой можно пренебречь и полагать, что неупругое деформирование обусловлено сопротивлением сдвигу. В этом случае, полагая независимость упругих свойств от неупругих, удельную внутреннюю энергию среды запишем в виде $U=U_e(\theta^e, J_2^e)+U_n(J_2^n)$, где U_e — удельная внутренняя энергия упругого деформирования, U_n — удельная внутренняя энергия неупругого (в частности, пластического) деформирования, θ^e — первый инвариант тензора упругих деформаций, J_2^e, J_2^n — вторые инварианты тензоров упругих и неупругих деформаций.

В публикуемой работе используется термодинамический подход для построения модели неупругого деформирования металлов применительно к описанию экспериментальных данных ударно-волновых экспериментов в широком диапазоне изменения скоростей деформации. При этом учитывается согласование развиваемой модели с гидродинамическим подходом при высоких давлениях и температурах и с моделью скоростного деформирования металлов, развиваемой в [2, 3] для описания экспериментов с ударными волнами при достаточно низких значениях давления на фронте. Учет температуры, неупругих объемных деформаций и возможного накопления повреждений в металлах приводит к необходимости исходить из общих положений, опирающихся на соображения термодинамического характера, а также на дополнительные постулаты, имеющие определенный физический смысл.

1. Определяющими параметрами термодинамического состояния среды примем тензор упругих деформаций ε_{ij}^e , параметры внутреннего состояния среды μ_s^A ($A=1, 2, 3 \dots$) и абсолютную температуру T . Для параметров внутреннего состояния среды примем кинетические (эволюционные) уравнения

$$\mu_s^{A*} = j_s^A(\varepsilon_{ij}^e, \mu_s^A, T), \quad \mu_s^{A*} = d\mu_s^A/dt \quad (1.1)$$

где вид функций j_s^A определяется из независимых исследований структурных изменений материала, физики твердого тела, теории дислокаций, физикохимии высокополимеров и т. д.

При таком выборе определяющих параметров термодинамического состояния в качестве термодинамического потенциала удобно использовать

удельную свободную энергию

$$\Phi = \Phi(\varepsilon_{ij}^e, \mu_s^A, T) \quad (1.2)$$

При условии аддитивности упругих и неупругих деформаций из первого и второго начал термодинамики для случая малых деформаций получим [1]:

$$\sigma_{ij} = \partial\Phi / \partial\varepsilon_{ij}^e, \quad S = -\partial\Phi / \partial T \quad (1.3)$$

$$TD = \tau_{ij} \varepsilon_{ij}^{n*} = \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}^{n*} - (\partial\Phi / \partial\mu_s^A) \cdot \mu_s^A \quad (1.4)$$

где S — удельная энтропия, D — диссипативная функция, τ_{ij} — компоненты тензора, характеризующего диссипацию энергии. Часто определяющими параметрами среды удобнее выбирать тензор напряжений σ_{ij} , параметры внутреннего состояния и абсолютную температуру, а первое и второе начала термодинамики объединять при помощи функции состояния

$$H(\sigma_{ij}, \mu_s^A, T), \quad H = \Phi - \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}^e \quad (1.5)$$

В этом случае уравнения состояния (1.3), (1.4) перепишутся в виде

$$\varepsilon_{ij}^e = \partial H / \partial \sigma_{ij}, \quad S = -\partial H / \partial T \quad (1.6)$$

$$TD = \tau_{ij} \varepsilon_{ij}^{n*} = \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}^{n*} - (\partial H / \partial \mu_s^A) j_s^A \quad (1.7)$$

2. Постулирование экстремальности реального процесса неупругого деформирования среди всех возможных процессов неупругого деформирования в предположении независимости упругих постоянных модели от неупругих свойств материала приводит к ассоциированному закону течения в виде

$$\varepsilon_{ij}^{n*} = \lambda' \partial\varphi / \partial \sigma_{ij}, \quad \varphi = \varphi(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}^{n*}, \mu_s^A, T) \quad (2.1)$$

где φ — функция нагружения, определяемая в пространстве напряжений; поверхность нагружений $\varphi = 0$.

Определим из равенства (2.1) параметр λ' . Дифференцируя по времени уравнение поверхности нагружения, получим $\dot{\varphi} = \varphi' + (\partial\varphi / \partial\varepsilon_{ij}^{n*}) \dot{\varepsilon}_{ij}^{n*} \times (\partial\varphi / \partial\sigma_{ij}) = 0$, где $\varphi' = (\partial\varphi / \partial\sigma_{ij}) \dot{\sigma}_{ij} + (\partial\varphi / \partial\mu_s^A) \dot{\mu}_s^A + (\partial\varphi / \partial T) \dot{T}$. Отсюда следует $\lambda' = h\varphi'$, $h = -(\partial\varphi / \partial\sigma_{ij})^{-1} (\partial\varphi / \partial\varepsilon_{ij}^{n*})^{-1}$.

Таким образом, ассоциированный закон для неупругого деформирования среды запишется в виде

$$\varepsilon_{ij}^{n*} = h\varphi' \partial\varphi / \partial\sigma_{ij} \quad (2.2)$$

Далее уравнение поверхности нагружения примем в следующей форме:

$$\varphi(p, \sqrt{J_2^s}, \varepsilon_{ij}^{n*}, \mu_s^A, T) = 0 \quad (2.3)$$

где $J_2^s = s_{ij}s_{ij}$ — второй инвариант тензора диватора напряжений. В этом случае имеем

$$\begin{aligned} \varphi' = & \left(\frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial\varphi}{\partial p} + \frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2^s}} \frac{\partial\varphi}{\partial\sqrt{J_2^s}} \right) \cdot \left(\frac{ds_{ij}}{dt} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{dp}{dt} \right) + \frac{\partial\varphi}{\partial\mu_s^A} j_s^A + \frac{\partial\varphi}{\partial T} T' \end{aligned} \quad (2.4)$$

Из соотношений (2.1) и (2.4) следует

$$\theta^{n*} = h \left(\frac{\partial\varphi}{\partial p} \right) \varphi', \quad e_{ij}^{n*} = h \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\sqrt{J_2^s}} \right) \left(\frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2^s}} \right) \varphi' \quad (2.5)$$

Соотношения (2.5) справедливы для активного нагружения, когда $\varphi = 0$, $\varphi' > 0$, $\varepsilon_{ij}^{n*} \neq 0$. В случаях нейтрального нагружения и разгрузки имеем $\varphi = 0$, $\varphi' \leq 0$, $\varepsilon_{ij}^{n*} = 0$.

В случае постоянных во времени полей напряжений и температур можно выделить неупругие деформации, зависящие от масштаба времени

(получить):

$$\begin{aligned} \theta_c^* &= h \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \varphi_c^{**}, \quad \varphi_c^{**} = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \mu_s^A} \right) j_s^A, \\ e_{ij}^{c*} &= h \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \sqrt{J_2^s}} \right) \left(\frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2^s}} \right) \varphi_c^{**} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Таким образом, тензор скоростей неупругих деформаций можно разделить на деформации, зависящие и не зависящие от масштаба времени

$$\begin{aligned} \theta^* &= h \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) [\varphi_p^{**} + \varphi_c^{**}], \quad e_{ij}^{n*} = h \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \sqrt{J_2^s}} \right) \left(\frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2^s}} \right) [\varphi_p^{**} + \varphi_c^{**}] \\ \varphi_p^{**} &= \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) p^* + \frac{1}{\sqrt{J_2^s}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \sqrt{J_2^s}} \right) (\sqrt{J_2^s}) + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial T} \right) T^* \end{aligned} \quad (2.7)$$

3. С учетом (2.2) выражение для диссипативной функции запишется в виде

$$TD = B\varphi^{**} - (\partial H / \partial \mu_s^A) j_s^A, \quad B = h \sigma_{ij} \partial \Phi / \partial \sigma_{ij} \quad (3.1)$$

С другой стороны, при условии отсутствия внешних притоков тепла функция диссипации определяется как скорость изменения энтропии за счет внутренних необратимых процессов $D = S^*$, $S^* = S^*(\sigma_{ij}, \mu_s^A, T)$. Для производства энтропии с учетом последнего равенства имеем

$$S^* = (\partial S / \partial \sigma_{ij}) \sigma_{ij}^* + (\partial S / \partial \mu_s^A) \mu_s^{A*} + (\partial S / \partial T) T^* \quad (3.2)$$

Из соотношений (3.1) и (3.2) с учетом уравнений состояния (1.6) получим уравнение притока тепла (ρc_v — теплоемкость при постоянном объеме)

$$\begin{aligned} \left[-\frac{\rho c_v}{T} + \frac{B}{T} \frac{\partial \Phi}{\partial T} \right] T^* &= - \left[\frac{\partial^2 H}{\partial T \partial \sigma_{ij}} + \frac{B}{T} \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \right] \sigma_{ij}^* - \\ &- \left[\frac{\partial^2 H}{\partial T \partial \mu_s^A} + B \frac{\partial \Phi}{T \partial \mu_s^A} - \frac{1}{T} \frac{\partial H}{\partial \mu_s^A} \right] j_s^{A*}, \quad \rho c_v = -T \frac{\partial^2 H}{\partial T^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

В случае отсутствия неупругих деформаций из (3.3) следует уравнение притока тепла для связанной термоупругости при условии отсутствия внешних притоков тепла.

Рассмотрим в качестве конкретного примера модель упрочняющегося тела типа Мизеса — Шлейхера

$$\varphi = \sqrt{J_2^s} - C(p, \varepsilon_{ij}^n, n, T) = 0 \quad (3.4)$$

где $n = \mu_s^A$ — эквивалентная плотность дислокаций. В этом случае имеем

$$\partial \Phi / \partial \sigma_{ij} = s_{ij} / C^{-1/3} (\partial C / \partial p) \delta_{ij} \quad (3.5)$$

Пусть упругие деформации связаны с напряжениями законом Гука $\varepsilon_{ij}^e = 1/2 [\sigma_{ij} - \lambda \delta_{ij} \sigma_{kk} / (3\lambda + 2\sigma)] / G + \alpha (T - T_0) \delta_{ij}$. Тогда $\partial^2 H / \partial T \partial \sigma_{ij} = \partial \varepsilon_{ij}^e / \partial T = \alpha \delta_{ij}$, а уравнение притока тепла в этом случае запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} \left(\rho c_v + B \frac{\partial C}{\partial T} \right) T^* &= p^* \left(\frac{B}{T} \frac{\partial C}{\partial p} - \alpha \right) + \frac{B s_{ij}}{T} \frac{s_{ij}}{C} + \\ &+ \frac{\partial^2 H}{\partial T \partial n} - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial H}{\partial n} + B \frac{\partial C}{\partial n} \right), \quad B = h \left(p \frac{\partial C}{\partial p} + C \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Следуя [2], кинетическое уравнение для эквивалентной плотности дислокаций примем в виде

$$\dot{n} = mbnc_s \exp[-(\tau_* / \sqrt{J_2^s} + n/n_*)] \quad (3.7)$$

где b — вектор Бюргера, m , c_s , τ_* , n_* — постоянные параметры. В этом случае для скоростей деформаций ползучести получим

$$\theta^c = h (\partial\varphi/\partial p) (\partial\varphi/\partial n) m b n u_s (\sqrt{J_2^s}, n) \quad (3.8)$$

$$e_{ij}^c = h (s_{ij}/\sqrt{J_2^s}) (\partial\varphi/\partial n) m b n u_s (\sqrt{J_2^s}, n) \quad (3.9)$$

$$u_s (\sqrt{J_2^s}, n) = c_s \exp[-(\tau_*/\sqrt{J_2^s} + n/n_*)]$$

Таким образом, для скоростей неупругих сдвигов и неупругих объемных деформаций будем иметь

$$e_{ij}^{n^*} = h \left[\varphi_p^{*'} - \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right) m b n u_s \right] \frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2^s}} \quad (3.10)$$

$$\theta^{n^*} = h \left[-\varphi_E^{*'} + \left(\frac{\partial C}{\partial n} \right) m b n u_s \right] \frac{\partial C}{\partial p}$$

$$\varphi_p^{*'} = -(\partial C/\partial p) p^* + (\sqrt{J_2^s})^* / \sqrt{J_2^s} - (\partial C/\partial T) T^*$$

4. Рассмотрим вопрос о деформировании металлов при высоких параметрах (давлении и температуре). В этом случае примем, что сопротивление деформации обусловлено объемной (обратимой) сжимаемостью материала и вязкостью, причем последняя определяется рассмотренным выше дислокационным механизмом. Таким образом, с учетом (3.9) имеем

$$\mu^{-1} = (h/\sqrt{J_2^s}) (\partial\varphi/\partial n) m b n u_s (\sqrt{J_2^s}, n) \quad (4.1)$$

Значения кинетических постоянных, входящих в (4.1) для алюминия, следующие: $m=0,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$, $b=2,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}$, $c_s=5,5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $\tau_*=1,47 \text{ ГПа}$.

Рассмотрим осесимметричную задачу о распространении волн при мгновенном локальном нагреве сжимаемого слоя вещества. Предположим, что характерное время поглощения энергии излучения много меньше характерных времен волновых процессов в прогретой области.

Запишем систему уравнений нестационарного движения сжимаемой среды с осевой симметрией

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \left(\frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} \right) - \frac{\rho u}{r} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial r} - v \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial s_r}{\partial r} + \frac{\partial \tau}{\partial z} + \frac{s_r - s_\theta}{r} \right]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \tau}{\partial r} + \frac{\partial s_z}{\partial z} + \frac{\tau}{r} \right]$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -u \frac{\partial V}{\partial r} - v \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \left[s_r \frac{\partial u}{\partial r} + s_z \frac{\partial v}{\partial z} + s_\theta \frac{u}{r} + \tau \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right]$$

$$s_r = \frac{\mu}{3} \left[2 \frac{\partial u}{\partial r} - \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u}{r} \right) \right], \quad s_z = \frac{\mu}{3} \left[2 \frac{\partial v}{\partial z} - \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) \right]$$

$$s_\theta = \frac{\mu}{3} \left[2 \frac{u}{r} - \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right], \quad \tau = \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right)$$

Здесь ρ — плотность материала, u , v — компоненты вектора скорости в проекции на оси r и z соответственно, V — удельная внутренняя энергия, p — давление, s_r , s_z , s_θ , τ — компоненты дивергенции тензора напряжений.

Уравнение состояния в форме Ми — Грюнайзена [1]:

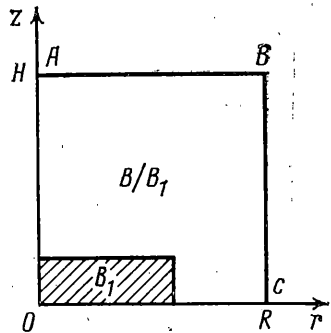
$$p(\rho, T) = p_p(\rho) + \Gamma \rho c_v T, \quad c_v = \text{const} \quad (4.3)$$

$$U(\rho, T) = U_p(\rho) + c_v T$$

$$U_p(\rho) = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{p_p}{\rho^2} d\rho, \quad p_p(\rho) = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right]$$

где Γ — коэффициент Грюнайзена, c_v — теплоемкость.

Сформулируем математическую постановку задачи. В области $B = \{M(r, z) \mid 0 < r \leq R, 0 \leq z \leq H\}$ ищется решение системы уравнений (4.2), (4.3), удовлетворяющее условиям начальным (см. фиг. 1): $\rho(M, 0) = \rho_0$, $u(M, 0) = v(M, 0) = s_r(M, 0) = s_z(M, 0) = S_{rz} \times \times (M, 0) = \tau(M, 0) = p(M, 0) = 0$, $T(M, 0) = T_1$ для $M \in B_1$; $B_1 = \{M(r, z) \mid 0 \leq r \leq R_1, 0 \leq z \leq H_1\}$, $T(M, 0) = T_0$ для $M \in B/B_1$, и граничным $u = = \partial v / \partial r = \partial T / \partial r = 0$, на оси симметрии; на $\partial u / \partial z = \partial v / \partial z = 0$, $T = T_0$ на AB и OC ; $\partial u / \partial r = = \partial v / \partial r = 0$, $T = T_0$ на BC условиям. На нижней, правой и верхней границах области выполнено условие свободной поверхности $p(M, t) = 0$.



Фиг. 1

Сформулированная задача решалась методом конечных разностей. В расчетной области B вводится сетка с шагами по пространству $h = \Delta r$, $l = \Delta z$ и шагом по времени $\tau = \Delta t$. Система дифференциальных уравнений (1.1) аппроксимируется с помощью разностной схемы [4] с порядком аппроксимации $o(\tau + h^2 + l^2)$. Эта схема основана на расщеплении системы по координатам и функциям. Производные по пространственным переменным записываются центральными разностями, например для направления h :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial r} \right)_{i,j}^n = \frac{f_{i+1,j}^n - f_{i-1,j}^n}{2h}, \quad \left(\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} \right)_{i,j}^n = \frac{f_{i+1,j}^n - 2f_{i,j}^n + f_{i-1,j}^n}{h^2} \quad \text{а производные по}$$

времени — разностями вперед $(\partial f / \partial t)_{i,j}^n = (f_{i,j}^{n+1} - f_{i,j}^n) / \Delta t$.

В основу положен принцип построения разностной схемы для многомерных уравнений из одномерных схем. Исходная система нестационарных уравнений типа уравнений Навье — Стокса аппроксимируется разностной на временных слоях с индексами n и $n + 1/2$, причем на верхнем слое записываются инерционные и вязкие члены, содержащие производные по r , а все другие — на слое с индексом n . При переходе от слоя с индексом $n + 1/2$ к $n + 1$ на верхнем уровне берутся инерционные и вязкостные члены с производными по z . На каждом этапе различные искомые функции определяются последовательно.

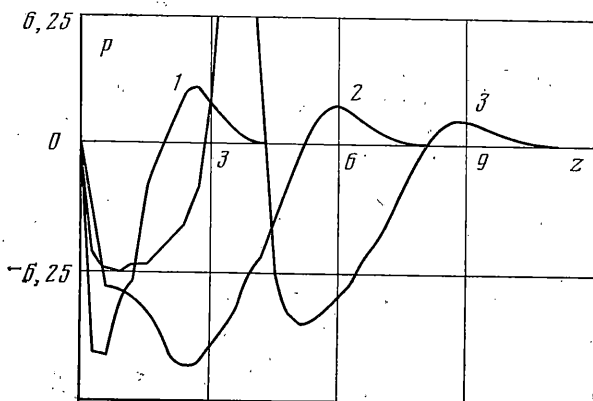
Таким образом, решение двумерной системы сводится к решению одномерных систем. Для аппроксимации полученной системы одномерных уравнений применяется схема, в которой инерционные и вязкие члены в уравнении количества движения вынесены на верхний по времени слой, а давление — на нижний. Эта процедура позволяет расщепить систему одномерных уравнений и свести ее решение к последовательному решению скалярных систем алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами [4].

Граничные условия аппроксимируются следующим образом. На оси симметрии производная по r рассматривается по трехточечной формуле

$$\text{второго порядка точности, например для } T \text{ имеем} \quad \frac{\partial T}{\partial r} \approx (3T_{1,j}^{n+1/2} - -4T_{2,j}^{n+1/2} + T_{3,j}^{n+1/2}).$$

Уравнения, записанные в разностном виде, с соответствующими граничными условиями имеют трехдиагональные матрицы (за исключением первой строки). Их реализации сводятся к обычным скалярным прогонкам. Разрешив уравнения с граничными условиями на оси симметрии и правом участке границы последовательно для u , v , ρ , T , получим соответствующие характеристики течения.

Для усиления стабилизирующих свойств схемы применяются операторы сглаживания специального вида. Поскольку в рассматриваемой задаче происходят сложные волновые процессы, причем в различных частях счетной области образуются зоны больших градиентов искомых функций, в этих зонах возникают схемные эффекты в виде осцилляций, которые не



Фиг. 2

подавляются вязкими свойствами среды. Для их подавления требуется вводить дополнительные меры регуляризации.

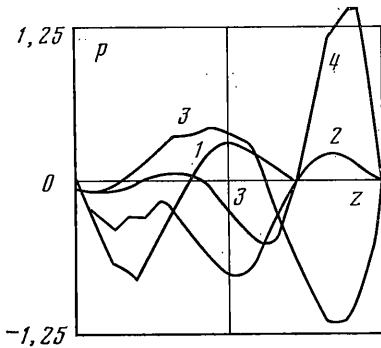
Для обеспечения устойчивости расчетной схемы вводился регуляризатор высокочастотных колебаний [6]. Расчеты проводились для алюминия $c_s = 5,5 \cdot 10^3$ м/с; $\rho_0 = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³; $n = 3,5$; $\Gamma = 0,9$; $T_0 = 300$ К, в котором происходит мгновенный нагрев цилиндрической области до $T = 6000$ К. Радиус горячего «пятна» равен 4,5 см (рассматривались также пятна радиуса 3 и 1,5 см); глубина проникновения электромагнитного импульса $h = 1,2$ см.

На фиг. 2 представлены эпюры зависимости давления p от глубины слоя z для нескольких моментов времени (кривые 1, 2, 3 соответствуют моментам времени 6,1; 9,1; 11,5 мкс). На начальном этапе в результате нагрева происходит практически мгновенное увеличение давления в нагретой зоне и к противоположному от пятна торцу слоя (в направлении оси z) перемещается ударная волна сравнительно небольшой интенсивности (2,37 ГПа). Она вызывает сжатие вещества на 2–3%. Через некоторое время в зоне вблизи оси симметрии генерируется вторичная ударная волна, распространяющаяся по веществу, находящемуся в разгруженном состоянии ($\rho < 1$). Ее амплитуда существенно выше амплитуды первичной волны (при $t \approx 14,7$ мкс, давления $p \approx 19,9$ ГПа). Эта волна вызывает значительное сжатие вещества в зоне скачка уплотнения — примерно на 18%.

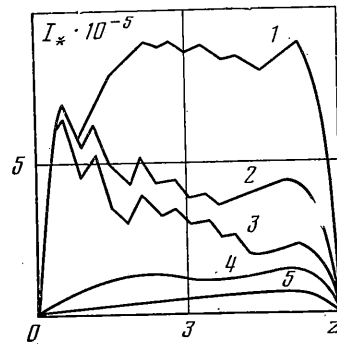
Возникновение вторичной ударной волны вблизи оси симметрии в области сильного разогрева связано со следующим обстоятельством. Мгновенный нагрев зоны вблизи свободной поверхности приводит к увеличению ее внутренней энергии давления, которая постепенно переходит в поток кинетической энергии, направленный во все стороны от зоны разогрева. Одновременно со стороны поверхности приходит волна разгрузки и за

время порядка h/c_0 нагретая зона разгружается до отрицательных давлений. Из-за возникшего градиента давлений потенциальная энергия растянутой области снова переходит в поток кинетической энергии, направленный к зоне разогрева, при этом возникает эффект соударения струй, что является причиной возникновения кумулятивного эффекта.

Анализ результатов расчетов для различных значений радиуса пятна нагрева показал, что для трех рассмотренных случаев амплитуды первичных ударных волн (зависящие от начальной температуры) и соответствующих волн разгрузки практически не зависят от поперечного размера нагретой зоны. Процесс кумуляции происходит естественно раньше для пятна с меньшим радиусом, а амплитуда вторичной волны значительно больше для пятна с большим радиусом. Интенсивности волн равны 1,9; 9,48; 19,9 ГПа для радиусов нагретой зоны 1,5; 3; 4,5 см соответственно.



Фиг. 3



Фиг. 4

Следует отметить, что в рассматриваемом диапазоне давлений и температур может происходить плавление алюминия, однако в рамках гидродинамической модели это обстоятельство не влияет на волновую картину, полученную в расчетах.

Амплитуда вторичных волн существенным образом зависит от распределения тепловой энергии (температуры) в зоне начального нагрева, т. е. от формы импульса излучения. На фиг. 3 представлены зависимости давления от z на оси симметрии для четырех моментов времени (кривые 1–4 соответствуют 3,64; 7,52; 11; 14,68 мкс) в цилиндрической алюминиевой мишени высотой 6 см и радиусом 30 см, для радиуса горячего пятна, равного 3 см, и глубины проникновения импульса 1,2 см, причем температура нагрева $T_1 = 1000$ К и не зависит от z .

Отметим, что в численных расчетах аналогичной задачи в одномерной постановке возникновение вторичной ударной волны не наблюдается [7].

Для исследования накопления повреждений в материале вводился локальный критерий разрушения $I_*(z) = \int |p| \exp(|p|/p_1) \alpha t_1$ (t_1 меняется в пределах от 0 до t), причем p_2 выбрано равным 0,176 ГПа, а $I_* = 5 \cdot 10^{-5}$ г/см·с. На фиг. 4 для цилиндрического импульса в момент времени $t = 19,5$ мкс представлены распределения интеграла поврежденности I_* в зависимости от z для точек мишени, отстоящих от оси симметрии на расстоянии 0; 2,5; 5; 7,5 и 10 см; они обозначены цифрами 1, 2, 4, 4, 5 соответственно.

Зависимости $I_*(z)$ указывают область отколов: Цилиндрическая форма импульса, как показывают расчеты, снижает вероятность тыльных отколов и, наоборот, существенно возрастает вероятность лицевых отколов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1973. 584 с.
2. *Нигматулин Р. И., Холин Н. Н.* К модели упругопластической среды с дислокационной кинетикой пластического деформирования.— Изв. АН СССР. МТТ, 1974, № 4, с. 131–146.
3. *Нигматулин Р. И., Холин Н. Н.* Скоростное деформирование металлов.— Изв. АН СССР. МТТ, 1982, № 5, с. 78–83.
4. *Андрющенко В. А.* Образование кольцевого вихря при подъеме нагретой массы воздуха в стратифицированной атмосфере.— Изв. АН СССР. МТТ, 1978, № 2, с. 186–189.
5. *Лягов В. Н.* Сглаживание и искусственная вязкость при расчетах двумерных нестационарных течений с разрывами.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1974, т. 5, № 3, с. 69–74.
6. *Жмакин А. И., Фурсенко А. А.* Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1980, т. 20, № 4, с. 1021–1031.
7. *Гусев А. В., Холин Н. Н.* Возникновение термических волн напряжений и температур под действием электромагнитного импульса.— В кн.: Прикладные проблемы прочности и пластичности. Горький: Изд-во Горьк. ун-та, 1975, вып. 2, с. 62–69.

Москва

Поступила в редакцию
23.VIII.1984