

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОЛЕЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА

С. В. Сериков
(Новосибирск)

1. Описание эксперимента и основные предположения

Внутри плоского кругового металлического кольца устанавливается соосно с ним круглая шашка взрывчатого вещества. Высота шашки равна высоте кольца, диаметр ее меньше внутреннего диаметра кольца. Инициирование заряда ВВ производится в центре. Под действием высокого давления, возникающего в результате взрыва, кольцо с большой скоростью расширяется и разрушается на осколки.

В работе В. М. Кузнецова [1] предложена модель для описания разрушения металлических колец под действием взрыва, в которой принимается:

а) действие взрыва состоит только в создании начального поля скоростей в кольце; при дальнейшем расширении кольца давление на его поверхности равно нулю;

б) материал кольца несжимаем;

в) поведение материала при растяжении описывается диаграммой идеальной пластичности;

г) существует предельная величина деформации, при которой материал разрушается и его физико-механические свойства меняются.

В данной работе на основе перечисленных предложений строится основное течение, отвечающее описанному эксперименту. Затем полученное решение исследуется на устойчивость по отношению к малым возмущениям вектора скорости, давления и свободных границ кольца.

2. Постановка задачи

Пусть имеем плоское деформирование пластического кольца, которое расширяется со временем $t \geq 0$, при этом границы остаются свободными все время движения.

Компоненты тензора напряжений σ_r , σ_θ , $\tau_{r\theta}$ и вектора скорости v_r , v_θ в полярных координатах r , θ должны удовлетворять уравнениям движения непрерывной среды

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} &= \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\theta \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} \right), \\ \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{2\tau_{r\theta}}{r} &= \rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r \cdot v_\theta}{r} \right). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь ρ — плотность материала кольца, для которого (с) выполнено соотношение пластической среды

$$\sigma_\theta - \sigma_r = \sigma_*, \quad (2.2)$$

где $\sigma_* > 0$ — пластическая постоянная.

Принимается предположение, что главные направления тензора напряжений совпадают в каждой точке среды с главными направления-

ми тензора скоростей деформаций, компоненты последнего выражаются через скорости

$$\varepsilon_r = \frac{\partial v_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r}, \quad 2\gamma_{r\theta} = r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \quad (2.3)$$

Отсюда в силу несжимаемости (б), имеем

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta = 0 \quad (2.4)$$

Задача рассматривается при следующих динамических и кинематических граничных условиях соответственно

$$\sigma_r = 0 \text{ при } r = R_j \quad (j=1,2), \quad (2.5)$$

$$\frac{dR_j}{dt} = v_r \text{ при } r = R_j. \quad (2.6)$$

Рассматриваемое плоское кольцо образовано двумя концентрическими окружностями радиусов R_1 и R_2 ($R_1 < R_2$).

3. Основное течение

Решение краевой задачи (2.1) — (2.6) для случая осевой симметрии определяется выражениями

$$\begin{aligned} \sigma_r &= (\sigma_* + \rho \dot{a}) \ln r/R_1 + \frac{1}{2} \rho a^2 (r^{-2} - R_1^{-2}), \\ \sigma_\theta &= \sigma_* + \sigma_r, \quad \tau_{r\theta} = 0, \\ v_r &= ar^{-1}, \quad v_\theta = 0, \quad \varepsilon_\theta = -\varepsilon_r = ar^{-2}, \quad \gamma_{r\theta} = 0, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где закон движения границ пластического кольца задается равенствами

$$2(\sigma_*/\rho + \dot{a}) \ln R_2/R_1 - a^2 (R_1^{-2} - R_2^{-2}) = 0, \quad (3.2)$$

$$a(t) = R_j \cdot \dot{R}_j, \quad R_1 \dot{R}_1 = R_2 \dot{R}_2,$$

$$R_j = R_{j0}, \quad \dot{R}_j = V_{j0} \text{ при } t=0. \quad (3.3)$$

Здесь R_{j0} , V_{j0} — соответственно начальные радиусы и скорости расширения границ кольца; точка означает дифференцирование по времени.

Из несжимаемости следует, что

$$R_2^2 - R_1^2 = m \quad (m = \text{const}),$$

тогда, если ввести в рассмотрение средний радиус кольца $2R = R_1 + R_2$, получим

$$R_1 = R(1 - \varepsilon), \quad R_2 = R(1 + \varepsilon), \quad \varepsilon = \frac{m}{4R^2} \quad (3.4)$$

при этом

$$\dot{R}_1 = \dot{R}(1 + \varepsilon), \quad \dot{R}_2 = \dot{R}(1 - \varepsilon), \quad a = R\dot{R}(1 - \varepsilon^2), \quad \dot{\varepsilon} = -2\varepsilon\dot{R}R^{-1} \quad (3.5)$$

Для тонкого кольца $\varepsilon \ll 1$ и с точностью до первого порядка малости из (3.2) вследствие (3.4), (3.5) имеем относительно среднего радиуса кольца уравнение движения

$$\sigma_*/\rho + R\ddot{R} = 0, \quad (3.6)$$

первый интеграл которого

$$V^2 = V_0^2 - \frac{2\sigma_*}{\rho} \ln R/R_0, \quad (3.7)$$

где $\dot{R}=V$; V_0 — начальная скорость средней линии кольца.

Как было отмечено в [1], равенство (3.7), которое можно записать в виде

$$\rho \frac{V_0^2}{2} = \rho \frac{V^2}{2} + \sigma_* \ln R/R_0,$$

выражает закон сохранения энергии, где второе слагаемое в правой части есть работа против внутренних сил, отнесенная к единице объема.

В дальнейшем введем безразмерные величины

$$x = \frac{V_0}{R_0} t, \quad \bar{V} = V/V_0, \quad \bar{R} = R/R_0, \quad \sigma = \sigma_*/\rho V_0^2, \quad (3.8)$$

тогда из (3.7) получим закон изменения среднего радиуса кольца со временем (черту для безразмерных величин ниже опускаем) в виде

$$x = \int_1^{\bar{R}} (1 - 2\sigma \ln \tau)^{-1/2} d\tau. \quad (3.9)$$

4. Исследование на устойчивость

Рассмотрим задачу об устойчивости нестационарного течения в кольце несжимаемой пластической среды со свободными границами. При этом математическая поставка задачи формулируется в эйлеровых координатах, где основное течение задается равенствами п. 3 с индексом ноль. Исследуем устойчивость основного течения по отношению к малым возмущениям вектора скорости, давления и границ кольца.

Пусть

$$v'_r = v_r^0 + v_r^*, \quad v'_\theta = v_\theta^0 + v_\theta^*, \quad \sigma' = \sigma^0 + \sigma^*, \quad R'_j = R_j + R_j^*, \quad (4.1)$$

где v'_r, v'_θ — компоненты вектора скорости частицы в возмущенном течении; R'_j — радиус возмущенных границ; σ' — среднеарифметическое главных напряжений возмущенного течения.

Вследствие малости элементарного возмущения следует ожидать, что движение кольца с возмущенными границами будет мало отличаться от течения концентрического кольца. Можно поэтому считать, что главное направление в возмущенном течении, соответствующее направлению касательной к возмущенной поверхности кольца, образует малый угол θ' с главным направлением невозмущенного кольца.

Согласно формулам преобразования компонент тензора напряжений и тензора скоростей деформирования в полярных координатах и повторяя метод работы [2] для линеаризации напряжений и деформаций, получим

$$\begin{aligned} \sigma'_r &= \sigma_r^0 + \sigma^*, \quad \sigma'_\theta = \sigma_\theta^0 + \sigma^*, \quad \tau'_{r\theta} = \tau^0 \left[\frac{\partial v_\theta^*}{\partial r} - \frac{1}{r} \left(v_\theta^* - \frac{\partial v_r^*}{\partial \theta} \right) \right], \\ \tau^0 &= \frac{1}{2} \sigma_* (\epsilon_\theta^0 - \epsilon_r^0)^{-1}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Так как рассматриваемая среда принята несжимаемой, тогда из (2.3), (2.4) и (4.1), будем иметь

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta^*) + \frac{\partial}{\partial r} (r v_r^*) = 0$$

Отсюда следует, что существует достаточно гладкая функция $\chi(r, \theta, t)$, которой соответствует система равенств

$$v_\theta^* = \frac{\partial \chi}{\partial r}, \quad v_r^* = -\frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \theta}. \quad (4.3)$$

После линейризации (2.1) вследствие основного и возмущенного течений, а также (4.2), (4.3) получим

$$-\rho r^{-1} \left[\frac{\partial^2 \chi}{\partial t \partial \theta} + \left(\frac{\partial v_r^0}{\partial r} - r^{-1} v_\theta^0 \right) \frac{\partial \chi}{\partial \theta} \right] = \frac{\partial \sigma^*}{\partial r} + r^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \quad (4.4)$$

$$\rho \left[\frac{\partial^2 \chi}{\partial t \partial r} + v_r^0 \left(\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} + r^{-1} \frac{\partial \chi}{\partial r} \right) \right] = r^{-1} \frac{\partial \sigma^*}{\partial \theta} + 2r^{-1} \Phi + \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (4.5)$$

Здесь

$$\Phi = \tau^0 \left[\frac{\partial^2 \chi}{\partial r^2} - r^{-1} \left(\frac{\partial \chi}{\partial r} + r^{-1} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \theta^2} \right) \right]. \quad (4.6)$$

Динамическое условие на криволинейных поверхностях возмущенного кольца, если значения напряжений σ_r^* , σ_θ^* , $\tau_{r\theta}$ возьмем на границах невозмущенного течения, в силу (2.5) примет вид:

$$\begin{aligned} \sigma_\theta^* \cos(x', \nu) + \tau_{r\theta}^* \cos(y', \nu) &= 0 \\ \tau_{r\theta}^* \cos(x', \nu) + \sigma_r^* \cos(y', \nu) &= 0 \end{aligned} \quad (r = R_j), \quad (4.7)$$

где (x', y') — прямоугольная система координат с началом на невозмущенной поверхности кольца; ν — внешняя нормаль к возмущенной границе.

Поскольку

$$\cos(x', \nu) = \sin(y', \nu), \quad \operatorname{tg}(y', \nu) = \frac{1}{R_j} \frac{\partial R_j^*}{\partial \theta},$$

вследствие малости возмущения имеем

$$\cos(x', \nu) \simeq \frac{1}{R_j} \frac{\partial R_j^*}{\partial \theta}, \quad \cos(y', \nu) \simeq 1. \quad (4.8)$$

Следовательно, из (4.1)–(4.3) и (4.7), (4.8), принимая во внимание основное течение, получим

$$\sigma_\theta^0 \frac{1}{R_j} \frac{\partial R_j^*}{\partial \theta} + \Phi = 0, \quad \sigma^* = 0 \quad (r = R_j). \quad (4.9)$$

Кинематическое условие (2.6) для возмущенного течения, согласно [3], примет вид:

$$\frac{\partial R_j^*}{\partial t} + r^{-1} \frac{\partial \chi}{\partial \theta} - \frac{\partial v_r^0}{\partial r} R_j^* = 0 \quad (r = R_j). \quad (4.10)$$

5. Вспомогательные упрощения

Пусть искомые возмущения гармонические. Сделаем замену переменных

$$x = \frac{V_0}{R_0} t, \quad y = \ln r/R_1 \quad (5.1)$$

и рассмотрим возмущение границ кольца и давления соответственно в виде

$$R_j^* = \xi_j(x) \sin \omega \theta, \quad \sigma^* = \varphi(x, y) \sin \omega \theta. \quad (5.2)$$

При этом, сообразуясь с видом граничных условий, будем искать решение для функции $\chi(r, \theta, t)$

$$\chi = \psi(x, y) \cos \omega \theta. \quad (5.3)$$

Здесь волновое число $\omega = 0, 1, 2, \dots$ для рассматриваемого гармонического возмущения.

Вместе с (3.8) введем безразмерные величины по формулам

$$\bar{\psi} = \psi / V_0 R_0, \quad \bar{\varphi} = \varphi / \rho V_0^2, \quad \bar{R}_j = R_j / R_0, \quad \bar{V}_j = V_j / V_0, \quad (5.4)$$

$$\bar{\xi}_j = \xi_j / R_0, \quad \kappa = R_2 / R_1,$$

тогда из (4.4) — (4.6) вследствие (5.1) — (5.4) получим

$$\omega \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} - 2\omega z \psi \right) = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\omega \sigma}{4V_1 R_1} \Phi_1 \quad (0 < y < \ln \kappa), \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} + z \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega \varphi + \frac{\sigma}{4V_1 R_1} \left(\frac{\partial}{\partial y} + 2 \right) \Phi_1$$

где

$$z = \frac{V_1}{R_1} e^{-2y}, \quad \Phi_1 = \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial \psi}{\partial y} + \omega^2 \psi. \quad (5.6)$$

Граничные условия (4.9), (4.10) соответственно примут вид:

$$\Phi_1 = -4\omega V_j \bar{\xi}_j, \quad \varphi = 0 \quad (y = \ln R_j / R_1), \quad (5.7)$$

$$\frac{d\bar{\xi}_j}{dx} + V_j R_j^{-1} \bar{\xi}_j = \omega R_j^{-1} \psi \quad (y = \ln R_j / R_1). \quad (5.8)$$

По данным экспериментов, описанных в [1] и проведенных автором, следует, что при взрывном разрушении металлических колец безразмерный параметр σ , вследствие (3.8), изменяется в пределах $\sigma = 0,4 - 0,04$ ($V_0 \sim 10^3$ м/с) для широкого класса исходных металлов. Из (5.6) замечаем, что функция $z(x, y)$ есть малая величина и для асимптотики $z \rightarrow 0$ при $R_1 \rightarrow \infty$. Отсюда в асимптотическом представлении уравнения (5.5) примут вид

$$\omega \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} = \omega \varphi. \quad (5.9)$$

Относительно функций ψ, φ полученная краевая задача (5.7) — (5.9) распадается на две отдельные

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \omega^2 T = 0, \quad T = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (0 < y < \ln \kappa), \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - 2 \frac{\partial T}{\partial y} + \omega^2 T = -4\omega \left(\frac{dV_j}{dx} \bar{\xi}_j + V_j \frac{d\bar{\xi}_j}{dx} \right) \quad (y = \ln R_j / R_1);$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \omega^2 \varphi = 0 \quad (0 < y < \ln \kappa), \quad (5.11)$$

$$\varphi = 0 \quad (y = \ln R_j / R_1).$$

Из (5.11) получаем, что $\varphi \equiv 0$ во всей области течения, а вследствие (5.8) имеем для амплитуд гармонического возмущения границ кольца соотношение

$$R_j \frac{d^2 \xi_j}{dx^2} + 2\dot{V}_j \frac{d\xi_j}{dx} + \frac{\partial V_j}{\partial x} \xi_j = \omega T \quad (y = \ln R_j/R_1). \quad (5.12)$$

Определяя из (5.10) решение относительно $T(x, y)$ и подставив его в (5.12), получим систему

$$\begin{aligned} B(R_1 \ddot{\xi}_1 + 2\dot{V}_1 \dot{\xi}_1 + \dot{V}_1 \xi_1) + A_1(\dot{V}_1 \xi_1 + V_1 \dot{\xi}_1) - 4\omega(V_2 \xi_2 + V_2 \dot{\xi}_2) &= 0, \\ B(R_2 \ddot{\xi}_2 + 3\dot{V}_2 \dot{\xi}_2 + \dot{V}_2 \xi_2) - A_2(\dot{V}_2 \xi_2 + V_2 \dot{\xi}_2) + 4\omega(\dot{V}_1 \xi_1 + V_1 \dot{\xi}_1) &= 0. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Здесь и ниже точка означает производную по x ,

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{2} (1 - \omega^2) \operatorname{sh} \omega \ln \kappa, \\ A_1 &= 4\omega (\operatorname{ch} \omega \ln \kappa - \omega \operatorname{sh} \omega \ln \kappa), \\ A_2 &= 4\omega (\operatorname{ch} \omega \ln \kappa + \omega \operatorname{sh} \omega \ln \kappa). \end{aligned} \quad (5.14)$$

В дальнейшем будем считать, что $\omega > 1$. Два особых случая $\omega = 0$ и $\omega = 1$ в работе не рассматриваются.

6. Асимптотика решения

Из (3.4), (3.5) следует, что

$$\dot{V}_1 = \dot{V} + (\dot{V} - 2V^2 R^{-1}) \varepsilon, \quad \dot{V}_2 = \dot{V} - (\dot{V} - 2V^2 R^{-1}) \varepsilon, \quad (6.1)$$

причем $\kappa = (1 + \varepsilon) \cdot (1 - \varepsilon)$, поэтому имеем систему линейных дифференциальных уравнений, зависящих от малого параметра ε , который $\varepsilon \rightarrow 0$ при неограниченном расширении кольца.

Важно отметить, что систему (5.13) можно представить в виде

$$\ddot{\xi}_j = F_j(x, \dot{\xi}_j, \xi_j, \varepsilon), \quad (6.2)$$

где функции F_j непрерывны по совокупности переменных, причем правая часть равенства (6.2) зависит от параметра ε регулярным образом. Этот вывод справедлив и для уравнения (3.2), если его представить относительно старшей производной $\ddot{R}$ в виде, аналогичном (6.2).

Метод асимптотического представления решения для дифференциальных уравнений вида (6.2) с регулярной правой частью известен (см., например, [4]), который состоит в разложении искомых величин в ряд по степеням малого параметра ε . Здесь ограничимся случаем $\varepsilon = 0$, когда асимптотика решения представима в виде первого члена асимптотического ряда, при этом имеет место соотношение $\xi_1 = \xi_2 = \xi$. Тогда, принимая во внимание (3.4), (3.5), (6.1), получим из (5.13), (5.14) для ξ уравнение

$$R^2 \ddot{\xi} + (2 + \alpha) R V \dot{\xi} + (1 + \alpha) R \dot{V} \xi - 2\alpha V^2 \xi = 0 \quad \left(\alpha = \frac{8}{1 - \omega^2} \right). \quad (6.3)$$

Вследствие основного течения (3.6) в безразмерном виде и после перехода в (6.3) к дифференцированию по R по формулам

$$\xi(x) = u(R), \quad \dot{\xi} = Vu', \quad \ddot{\xi} = V^2 u'' - \sigma R^{-1} u' \quad (6.4)$$

будем иметь

$$R^2 V^2 u'' + [(2+\alpha) V^2 - \sigma] R u' - [(1+\alpha) \sigma + 2\alpha V^2] u = 0. \quad (6.5)$$

Наконец, после замены искомой функции и переменной дифференцирования в виде равенств

$$u(R) = w(s), \quad s = V^2/2\sigma, \quad (6.6)$$

получим из (6.5), (6.6), в силу основного течения, доступное для аналитического исследования обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка

$$2s w'' + [1 - 2(1+\alpha)s] w' - [1 + \alpha + 4\alpha s] w = 0. \quad (6.7)$$

Согласно предположению г) п.1 момент разрушения кольца $x=x_*$ определяется равенством $R=R_*$, или вследствие закона сохранения энергии (3.7), принимая во внимание (3.8), из (6.6) имеем $s=s_*$, где

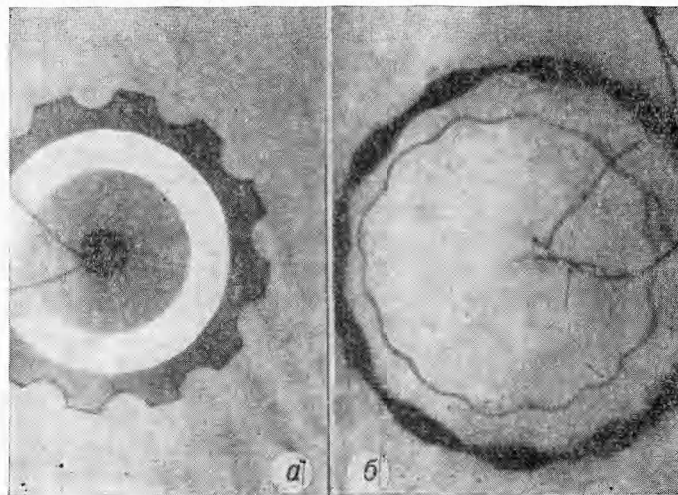
$$s_* = \frac{\rho V_0^2}{2\sigma_*} - \varepsilon_*, \quad \varepsilon_* = \ln R_*/R_0. \quad (6.8)$$

Отсюда, обозначая разность $s-s_* = p^{-1}$, получим к моменту разрушения соотношения $s \rightarrow s_*$, $p \rightarrow \infty$. Исследуя асимптотику решения $W(p) = w(s)$ при $p \rightarrow \infty$, получим из (6.7), (6.8), что $W(p) \rightarrow 0$ для любого $\omega > 1$, кроме $\omega = \omega_*$, где

$$\omega_*^2 = 1 + 8(4s_* + 1). \quad (6.9)$$

Когда $\omega = \omega_*$, имеем $W(p) \rightarrow C (C = \text{const} \neq 0)$ при $p \rightarrow \infty$. Следовательно, основное течение пластического кольца устойчиво по отношению к гармоническим возмущениям границ.

На рисунке показана рентгенограмма течения алюминиевого кольца под действием цилиндрического заряда ВВ в начальный момент времени (а) и через 45 мкс (б). Опыт показывает, что первоначально имеющиеся на внешней границе кольца полукруглые выточки, центры



которых расположены друг от друга на расстоянии двух своих диаметров, сглаживаются в процессе расширения кольца.

Возмущения границ кольца с волновым числом $\omega = \omega_*$ не изменяются. В процессе деформирования металлического кольца в реальных материалах всегда найдется дефект, который будет способствовать росту рассматриваемого возмущения. Поэтому следует ожидать разрушения металлических колец под действием ВВ в выбранной схеме проведения эксперимента по гармоникам с волновым числом $\omega = \omega_*$, которое определяется через исходные параметры задачи равенствами (6.8), (6.9). При этом критическое ω_* определяет количество осколков разрушенного кольца.

Из (6.8), (6.9) следует, что с увеличением предельной величины логарифмической деформации ϵ_* материала кольца при сохранении постоянными всех остальных характеристик явления количество осколков уменьшается. Рост осколков от величины начальной массовой скорости V_0 линейный. Эти выводы согласуются с экспериментальными данными работы [1].

Интересно отметить, что в случае, когда вся кинетическая энергия кольца расходуется на работу против внутренних сил, в момент разрушения кольца $x = x_*$ скорость разрушения нулевая, а из (3.7) и (6.8) следует $s_* = 0$, когда $\omega_* = 3$. Это минимальное количество осколков, которое может получиться при разрушении металлических колец взрывом. В эксперименте меньше четырех осколков не наблюдалось.

*Поступила в редакцию
19/IV 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Кузнецов. ФГВ, 1973, 9, 4.
2. А. Ю. Ишлинский. ПММ, 1943, VII, 4.
3. В. М. Кузнецов, Е. Н. Шер. ПМТФ, 1964, 2.
4. В. А. Вазов. Асимптотические разложения решений обыкновенных дифференциальных уравнений. М., «Мир», 1968.

УДК 532.593

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ УДАРНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛАХ

*В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер
(Новосибирск)*

Структура ударной волны с точки зрения упругопластических течений исследовалась в работе [1], где изучено изменение во времени механических характеристик среды при ударном нагружении. Известны работы по исследованию с помощью оптических методов других параметров ударного фронта: температуры, концентрации электронов проводимости [2, 3]. Использование оптических методов для измерения температуры на фронте ударных волн в металлах затруднительно [4]. В настоящей работе для исследования структуры ударных волн в металлах предлагается использовать явления, возникающие при прохождении ударной волной границы двух металлов [5].

В работе [6] было показано, что при нагружении плоской ударной волной пары висмут — металл за несколько десятых микросекунд до