ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Մեխանիկա 43, № 1, 1990 Механика

УДК 539.374

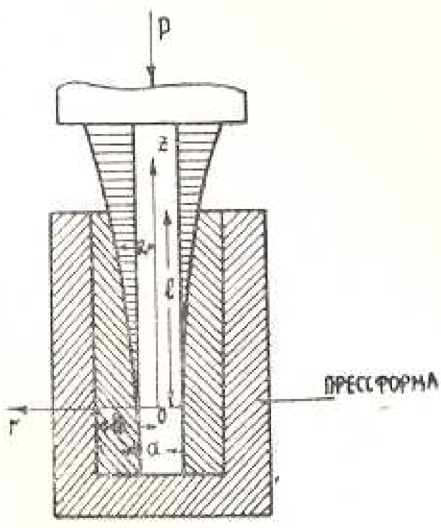
ВНЕДРЕНИЕ ЖЕСТКОГО ЦИЛИНДРА В ЦИЛИНДР, МАТЕРИАЛ КОТОРОГО ПОДЧИНЯЕТСЯ СТЕПЕННОМУ ЗАКОНУ УПРОЧНЕНИЯ

АПИКЯН Ж. Г.

В работах [1—3] рассмотрено внедрение жесткого цилиндрического тела в идеально-пластическую трубу (изотропный и ортотропный случаи).

В настоящей работе рассматривается внедрение (внутреннее и внешнее) жесткого тела, близкого к цилиндрическому, в цилиндр из материала со степенным упрочнением.

1. Пусть в абсолютно жесткой цилиндрической прессформе плотно помещена цилиндрическая труба, материал которого считается несжимаемым и подчиняется степенному закону упрочнения. Внутренний и внешний радиусы трубы соответственно равны a и b. В эту трубу соосно впрессовывается (внутреннее внедрение) цилиндрическая труба из значительно более твердого материала с переменным внешним радиусом $R=R(z)=a+\gamma u_1 \exp(\gamma z/b)$, где γ и u_1—заданные положительные постоянные (фиг. 1). Материал этой трубы считается недеформируемым.



Фиг. 1

Задача решается в цилиндрической системе координат r, θ, z, закрепленной с жесткой трубой так, чтобы плоскость $z=0$ прошла через входное торцевое сечение, а положительное направление оси Oz — по оси труб против направления движения. Торец $z=l$ трубы считаем свободным от внешних сил. Тогда компоненты перемещения u, w в направлениях r, z не зависят от θ, а $v=0$.

Уравнения равновесия, соотношения между компонентами деформаций, перемещений и напряжений, закон упрочнения имеют вид

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r}+\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z}+\frac{\sigma_r-\sigma_\theta}{r}=0, \quad \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r}+\frac{\partial \sigma_z}{\partial z}+\frac{\tau_{rz}}{r}=0 \qquad (1.1)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \gamma_{rz} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r}\right) \tag{1.2}$$

$$\sigma_r - \sigma = L\varepsilon_r, \quad \sigma_\theta - \sigma = L\varepsilon_\theta, \quad \sigma_z - \sigma = L\varepsilon_z, \quad \tau_{rz} = L\gamma_{rz}, \quad \sigma_i = k\varepsilon_i^m \tag{1.3}$$

где

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2 + 6\tau_{rz}^2}$$

$\varepsilon_i = \dfrac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{\varepsilon_r^2 + \varepsilon_r\varepsilon_\theta + \varepsilon_\theta^2 + \gamma_{rz}^2}$ — интенсивности напряжений и деформаций,

$L = 2\sigma_i/(3\varepsilon_i), \quad \sigma = \dfrac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z)$

Компоненты перемещений ищем в виде

$$u = \lambda f \exp(\lambda z), \quad w = -\frac{\varphi}{r}\exp(\lambda z) \tag{1.4}$$

где $f = f(r)$, $\varphi = (rf)'$, λ — постоянная, штрих обозначает производную по r.

Тогда

$$\varepsilon_r = \lambda f' \exp(\lambda z), \quad \varepsilon_\theta = \frac{\lambda f}{r}\exp(\lambda z), \quad \varepsilon_z = -\frac{\lambda\varphi}{r}\exp(\lambda z) \tag{1.5}$$

$$\gamma_{rz} = \frac{T}{2}\exp(\lambda z), \quad L = k_1 e_0^{\frac{m-1}{2}}\exp((m-1)\lambda z), \quad \varepsilon_i = \frac{2}{\sqrt{3}}\sqrt{e_0}\exp(\lambda z)$$

где

$$T = \lambda^2 f - \left(\frac{\varphi}{r}\right)', \quad e_0 = \lambda^2\left(f'^2 + \frac{f^2}{r^2} + \frac{ff'}{r}\right) + \frac{T^2}{4}, \quad k_1 = 2^m 3^{-\frac{m+1}{2}} k$$

Из соотношений (1.2) и (1.5) получаем

$$\sigma_\theta = \sigma_r - \lambda k_1 \omega\left(f' - \frac{f}{r}\right)\exp(m\lambda z), \quad \sigma_z = \sigma_r - \lambda k_1\omega\left(f' + \frac{\varphi}{r}\right)\exp(m\lambda z)$$

$$\tau_{rz} = 0{,}5 k_1 \omega T \exp(m\lambda z) \tag{1.6}$$

где $\omega = \omega(r) = e_0^{\frac{m-1}{2}}$.

Из (1.1) и (1.6) следует

$$\sigma_r = H(z) - \lambda k_1 \exp(m\lambda z)\int_a^r \omega\left(\frac{m}{2}T + \left(\frac{f}{r}\right)'\right)dr \tag{1.7}$$

Из соотношений (1.1), (1.6), (1.7) находим неизвестную функцию $H(z)$ и для функции f получаем обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка

$$H(z) = \lambda k_1 C_1 \exp(m\lambda z)$$

$$(\omega T)'' - m\nu^2\omega\left(mT + 2\left(\frac{f}{r}\right)'\right) - 2m\nu^2\left(\omega\left(\frac{\varphi}{r} + f'\right)\right)' + \left(\frac{\omega T}{r}\right)' = 0 \tag{1.8}$$

где C_1—постоянная.

Граничные условия имеют вид

$$\tau_{rz}(a, z) = \mu_1\sigma_r(a, z), \quad \tau_{rz}(b, z) = \mu_2\sigma_r(b, z) \tag{1.9}$$

$$u(b, z) = 0, \quad u(a, z) = \nu u_1 \exp(\nu z/b) \tag{1.10}$$

где μ_1 и μ_2—коэффициенты трения.

Кроме того, на торце $z=l$ должно удовлетворяться условие

$$\int_a^b \sigma_z(r, l)\, r\, dr = 0 \tag{1.11}$$

Введем безразмерные переменные

$$u_0 = \frac{u_1}{b}, \quad \nu = \lambda b, \quad \rho = \frac{r}{b}, \quad \rho_0 = \frac{a}{b}, \quad \zeta = \frac{z}{b}, \quad \zeta_0 = \frac{l}{b}$$

$$u(r, z) = bu^*(\rho, \zeta), \quad w(r, z) = bw^*(\rho, \zeta), \quad \tau_{rz}(r, z) = k_1\tau^*_{rz}(\rho, \zeta) \tag{1.12}$$

$$\sigma_r(r, z) = k_1\sigma^*_r(\rho, \zeta), \quad \sigma_\theta(r, z) = k_1\sigma^*_\theta(\rho, \zeta), \quad \sigma_z(r, z) = k_1\sigma^*_z(\rho, \zeta)$$

$$f(r) = b^2 f^*(\rho), \quad R(z) = bR^*(\zeta), \quad C_1 = bC_1^*$$

Дифференциальное уравнение (1.8) четвертого порядка можно заменить системой из четырех дифференциальных уравнений первого порядка. В безразмерных величинах она имеет вид

$$\frac{df^*}{d\rho} = \frac{\rho\varphi^* - f^*}{2\rho}, \quad \frac{d\varphi^*}{d\rho} = \frac{3 + 4\nu^2\rho^2}{2\rho^2} f^* - \frac{\varphi^*}{2\rho} - 2T^*$$

$$\frac{dF^*}{d\rho} = m\nu^2\omega^*\left(mT^* + \frac{\rho\varphi^* - 3f^*}{\rho^2}\right) \tag{1.13}$$

$$\frac{dT^*}{d\rho} = \frac{1}{Q^*}\Bigg(8\rho^3F^*\left(\frac{T^{*2}}{4} + \nu^2\frac{3f^{*2} + \rho^2\varphi^{*2}}{4\rho^2}\right)^{\frac{3-m}{2}} + 2(1-m)\nu^2\rho(2\nu^2\rho^2 + 3)f^*\varphi^*T^* -$$

$$- 3(5 - 3m)\nu^2 f^{*2}T^* - (3 - m)\nu^2\rho^2\varphi^{*2}T^* + 4(2m - 1)\nu^2\rho^2\varphi^* f^{*2} -$$

$$- 2\rho^2 T^{*3} + 4m\nu^4\rho\varphi^*(3f^{*2} + \rho^2\varphi^{*2})\Bigg)$$

где

$$\varphi^* = \frac{\varphi}{b} = 2f^{*\prime} + \frac{f^*}{\rho}, \quad T^* = T = \nu^2 f^* - \left(\frac{(\rho f^*)'}{\rho}\right)'$$

$$\omega^* = (e_0^*)^{\frac{m-1}{2}} = \omega, \quad e_0^* = e_0 = \nu^2\frac{3f^{*2} + \rho^2\varphi^{*2}}{4\rho^2} + \frac{T^{*2}}{4} \tag{1.14}$$

$$F^* = bF = (T^*\omega^*)' - 2m\nu^2\varphi^*\omega^* + T^*\omega^*/\rho$$

$$Q^* = b^{-3}Q = 2\rho\left(\nu^2(3f^{*2} + \rho^2\varphi^{*2}) + m\rho^2 T^{*2}\right)$$

Используя соотношения (1.6), (1.7), (1.12), (1.14), можно найти безразмерные компоненты напряжений

$$\sigma_r^* = \nu(C_1^* + \sigma_1(\rho))\exp(m\nu\zeta), \qquad \sigma_\theta^* = \nu\left(C_1^* - \omega^*\frac{\rho\varphi^* - 3f^*}{2\rho} + \sigma_1(\rho)\right)\exp(m\nu\zeta)$$

$$\sigma_z^* = \nu(C_1^* - \varphi^*\omega^* + \sigma_1(\rho))\exp(m\nu\zeta), \quad \tau_{rz} = 0.5T^*\omega^*\exp(m\nu\zeta) \tag{1.15}$$

где

$$\sigma_1(\rho) = 0.5\int_{\rho_0}^{\rho}\omega^*\left(\frac{3f^* - \rho\varphi^*}{\rho^2} - mT^*\right)d\rho$$

$$C_1^* = \frac{0.5}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\omega^*\left(3\left(1-\frac{1}{\rho^2}\right)f^* + \left(3+\frac{1}{\rho^2}\right)\rho\varphi^* + m(1-\rho^2)T^*\right)d\rho \tag{1.16}$$

Значение C_1^* в (1.16) получается из условия (1.11). Граничные условия в безразмерных величинах имеют вид

$$T^*(\rho_0)\omega^*(\rho_0) = 2\mu_1\nu C_1, \quad T^*(1)\omega^*(1) = 2\mu_2\nu(C_1 + \sigma_1(1)), \quad f^*(1) = 0, \quad f^*(\rho_0) = u_0 \tag{1.17}$$

2. При малом значении параметра ν положим

$$f^* = \overline{f},\ \varphi^* = \overline{\varphi},\ T^* = \nu\overline{T},\ F^* = \nu^m\overline{F},\ e_0^* = \nu^2\overline{e}_0,\ Q^* = \nu^2\overline{Q},\ C_1 = \nu^{m-1}\overline{C}_1 \tag{2.1}$$

где

$$\overline{f} = f_0 + \nu f_1 + \nu^2 f_2 + \ldots;\quad \overline{\varphi} = \varphi_0 + \nu\varphi_1 + \nu^2\varphi_2 + \ldots$$

$$\overline{T} = T_0 + \nu T_1 + \nu^2 T_2 + \ldots;\quad \overline{F} = F_0 + \nu F_1 + \nu^2 F_2 + \ldots$$

$$\overline{e}_0 = \frac{3\overline{f}^2 + \rho^2\overline{\varphi}^2}{4\rho^2} + \frac{\overline{T}^2}{4} = e_{00} + \nu e_{01} + \nu^2 e_{02} + \ldots \tag{2.2}$$

$$\overline{Q} = 2\rho(3\overline{f}^2 + \rho^2\overline{\varphi}^2 + m\rho^2\overline{T}^2) = Q_0 + \nu Q_1 + \nu^2 Q_2 + \ldots$$

$$\overline{C}_1 = \frac{0.5}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\overline{\omega}\left(3\left(1-\frac{1}{\rho^2}\right)\overline{f} + \left(3+\frac{1}{\rho^2}\right)\rho\overline{\varphi} + m\nu(1-\rho^2)\overline{T}\right)d\rho =$$

$$= C_{10} + \nu C_{11} + \nu^2 C_{12} + \ldots;\quad \overline{\omega} = \overline{e}_0^{\frac{m-1}{2}}$$

Учитывая соотношения (2.2), при $\nu = 0$ из (1.13) и (1.17) получим систему дифференциальных уравнений

$$\frac{df_0}{d\rho} = \frac{\rho\varphi_0 - f_0}{2\rho};\quad \frac{d\varphi_0}{d\rho} = \frac{3f_0 - \rho\varphi_0}{2\rho^2};\quad \frac{dF_0}{d\rho} = 0 \tag{2.3}$$

$$\frac{dT_0}{d\rho}=\frac{1}{Q_0}\left(8\rho^3F_0\omega_0+6(1-m)\rho f_0\varphi_0T_0-3(5-3m)f_0^2T_0-(3-m)\rho^2\varphi_0^2T_0-2\rho^2T_0^3\right)$$

и граничные условия

$$f_0(1)=0;\quad f_0(\rho_0)=u_0;\quad T_0(\rho_0)\omega_0(\rho_0)=2\mu_1C_{10}$$

$$T_0(1)\omega_0(1)=\mu_2\left(2C_{10}+\int_{\rho_0}^{1}\omega_0\frac{3f_0-\rho\varphi_0}{\rho^2}\,d\rho\right) \tag{2.4}$$

где

$$e_{00}=\frac{3f_0^2+\rho^2\varphi_0^2}{4\rho^2}+\frac{T_0^2}{4},\quad Q_0=2\rho(3f_0^2+\rho^2\varphi_0^2+m\rho^2T_0^2)$$

$$C_{10}=\frac{0{,}5}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\omega_0\left(3\left(1-\frac{1}{\rho^2}\right)f_0+\left(3+\frac{1}{\rho^2}\right)\rho\varphi_0\right)d\rho;\quad \omega_0=e_{00}^{\frac{m-1}{2}} \tag{2.5}$$

Решая первые три уравнения системы (2.3) и удовлетворяя первым двум граничным условиям (2.4), находим

$$f_0=C_3\left(\frac{1}{\rho}-\rho\right),\quad \varphi_0=-C_3\left(3+\frac{1}{\rho^2}\right),\quad F_0=2C_4 \tag{2.6}$$

где $C_3=\rho_0u_0/(1-\rho_0^2)$, C_4—произвольная постоянная.

Подставляя (2.6) в последнее уравнение системы (2.3) и сделав необходимые упрощения, получим нелинейное дифференциальное уравнение для T_0

$$\frac{dT_0}{d\rho}=\frac{2C_4\rho\left(C_3^2\left(3+\frac{1}{\rho^4}\right)+\frac{T_0^2}{4}\right)^{\frac{3-m}{2}}-C_3^2\left(3+\frac{3-2m}{\rho^4}\right)T_0-\frac{T_0^3}{4}}{\rho\left(C_3^2\left(3+\frac{1}{\rho^4}\right)+m\frac{T_0^2}{4}\right)} \tag{2.7}$$

интеграл которого имеет вид

$$C_3^2\left(3+\frac{1}{\rho^4}\right)+\frac{T_0^2}{4}=\left(\frac{\rho T_0}{C_5+C_4\rho^2}\right)^{\frac{2}{1-m}} \tag{2.8}$$

где C_5—произвольная постоянная.

Постоянные C_4 и C_5 определяются из последних двух условий (2.4), которые после подстановки f_0 и φ_0 примут вид

$$C_5+C_4\rho_0^2=-\frac{4C_3\mu_1\rho_0}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\left(3+\frac{1}{\rho^4}\right)\frac{C_5+C_4\rho^2}{T_0}\,d\rho$$

$$C_5+C_4=-\frac{4C_3\mu_2}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\left(3+\frac{\rho_0^4}{\rho^4}\right)\frac{C_5+C_4\rho^2}{T_0}\,d\rho \tag{2.9}$$

При $m=1$ из (2.8) находим

$$T_0=\frac{C_3+C_4\rho^2}{\rho} \tag{2.10}$$

а условия (2.9) примут вид

$$C_3+C_4\rho_0^2=-2C_3\mu_1(3\rho_0^2+1)\rho_0, \quad C_3+C_4=-8C_3\mu_2 \tag{2.11}$$

При $m=0$ получаем

$$T_0=2C_3\sqrt{3+\frac{1}{\rho^4}}\,\frac{C_3+C_4\rho^2}{\sqrt{4\rho^2-(C_3+C_4\rho^2)^2}} \tag{2.12}$$

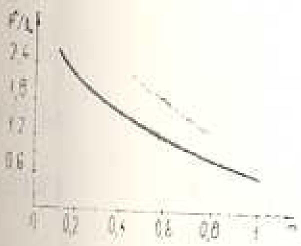
а при $m=0,5$

$$T_0=\frac{C_3+C_4\rho^2}{2\sqrt{2\rho^2}}\sqrt{(C_3+C_4\rho^2)^2+\sqrt{(C_3+C_4\rho^2)^4+64C_3^2(1+3\rho^4)}} \tag{2.13}$$

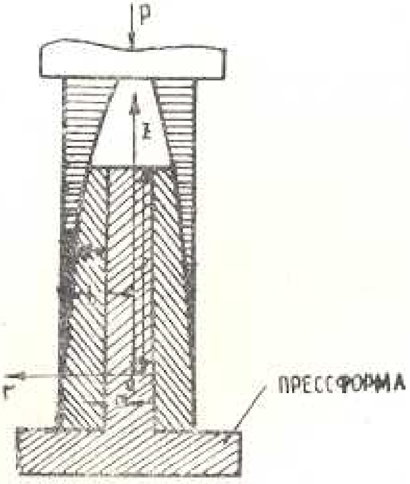
Проведено численное исследование задачи при $\mu_1=0,3$; $\mu_2=0,2$; $a=10$; $b=12,5$; $u_1=20$; $\nu=0,025$ ($\zeta_0=1,6$; $\rho_0=0,8$) при различных значениях m: $m=0,1$; $0,2$; ...; $0,9$. Вычислены значения P^*/ζ_0, где $P^*=P/(k_1b^2)$, P—сила впрессовывания

$$P=2\pi\int_0^{\zeta_0}R^*\sqrt{1+R^{*2}}\,p^*d\zeta=\pi\zeta_0\gamma^m\left(\rho_0+\nu\left(u_0+\frac{\rho_0 m\zeta_0}{2}\right)\right)T_0(\rho_0)\varphi_0(\rho_0)$$

$$\sqrt{1+R^{*2}}\,p^*=-\sigma_r^*(\rho_0,\zeta)R^{*\prime}+\tau_{rz}^*(\rho_0,\zeta) \tag{2.14}$$



Фиг. 2



Фиг. 3

На фиг. 2 показана зависимость P^*/l от величины m.

3. При внешнем внедрении (фиг. 3) $R^*=1-\nu u_0\exp(\nu\zeta)$ и граничные условия имеют вид

$$\tau_{rz}(a,z)=\mu_2\sigma_r(a,z), \quad \tau_{rz}(b,z)=\mu_1\sigma_r(b,z) \tag{3.1}$$

$$u(b, z) = -\nu u_1 \exp(\nu z/b), \quad u(a, z) = 0 \tag{3.2}$$

Формулы (1.1)—(1.8), (1.11)—(1.16), (2.1)—(2.3), (2.5) имеют место и в этом случае, а остальные формулы изменяются

$$T^*(\rho_0)\omega^*(\rho_0) = 2\mu_2\nu C_1^*, \quad T^*(1)\omega^*(1) = 2\mu_1\nu(C_1^* + \varphi_1(1)) \tag{3.3}$$

$$f^*(1) = -u_0, \quad f^*(\rho_0) = 0$$

$$f_0(1) = -u_0, \quad f_0(\rho_0) = 0, \quad T_0(\rho_0)\omega_0(\rho_0) = 2\mu_2 C_{10}$$

$$T_0(1)\omega_0(1) = 2\mu_1\left(C_{10} + \frac{1}{2}\int_{\rho_0}^{1} \omega_0 \frac{3f_0 - \rho\varphi_0}{\rho^2} d\rho\right) \tag{3.4}$$

$$f_0 = -C_3\left(\frac{\rho}{\rho_0} - \frac{\rho_0}{\rho}\right), \quad \varphi_0 = -C_3\left(\frac{3}{\rho_0} - \frac{\rho_0}{\rho^2}\right), \quad F_0 = -2C_4 \tag{3.5}$$

$$e_{00} = C_3^2\left(\frac{3}{\rho_0^2} + \frac{\rho_0^2}{\rho^4}\right) + \frac{T_0^2}{4}, \quad Q_0 = 8\rho^2\left(C_3^2\left(\frac{3}{\rho_0^2} + \frac{\rho_0^2}{\rho^4}\right) + m\frac{T_0^2}{4}\right) \tag{3.6}$$

$$T_0' = \frac{8\rho^3\left(2C_4 e_{00}^{\frac{1-m}{2}} - C_3^2\left(\frac{3}{\rho_0^2} + (3-2m)\frac{\rho_0^2}{\rho^4}\right)\frac{T_0}{\rho} - \frac{T_0^3}{4\rho}\right)}{Q_0} \tag{3.7}$$

$$C_3^2\left(\frac{3}{\rho_0^2} + \frac{\rho_0^2}{\rho^4}\right) + \frac{T_0^2}{4} = \left(\frac{\rho T_0}{C_5 + C_4\rho^2}\right)^{\frac{2}{1-m}} \tag{3.8}$$

$$C_{10} = -\frac{2C_3}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\left(\frac{\rho_0}{\rho^3} + 3\frac{\rho}{\rho_0}\right)\omega_0 d\rho \tag{3.9}$$

$$C_5 + C_4\rho_0^2 = -\frac{4\mu_2 C_3}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\left(\frac{\rho_0^2}{\rho^4} + 3\right)\frac{C_5 + C_4\rho^2}{T_0} d\rho$$

$$C_5 + C_4 = -\frac{4\mu_1 C_3}{1-\rho_0^2}\int_{\rho_0}^{1}\left(\frac{3}{\rho_0} + \frac{\rho_0^3}{\rho^4}\right)\frac{C_5 + C_4\rho^2}{T_0} d\rho \tag{3.10}$$

Если $m=1$, то

$$T_0 = \frac{C_5 + C_4\rho^2}{\rho} \tag{3.11}$$

$$C_5 + C_4\rho_0^2 = -8\mu_2 C_3, \quad C_5 + C_4 = -2\mu_1 C_3(3 + \rho_0^2)/\rho_0 \tag{3.12}$$

INSTILLATION OF A RIGID CYLINDER IN A CYLINDER, THE MATERIAL OF WHICH SUBMITS TO THE POWER LAW OF STRENGTHENING

J. G. APIKIAN

ԿՈՇՏ ԳԼԱՆԻ ՆԵՐԴՐՈՒՄԸ ԱՄՐԱՊՆԴՄԱՆ ԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՕՐԵՆՔԻՆ ԵՆԹԱՐԿՎՈՂ ԳԼԱՆԻ ՄԵՋ

Ժ. Գ. ԱՊԻԿՅԱՆ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Դիտարկվում է գլանային մարմնից քիչ տարբերվող կոշտ մարմնի ներդրումը (ներքին և արտաքին) անսեղմելի, աստիճանային ամրապնդումով նյութից գլանի մեջ։ Խնդիրը առանցքասիմետրիկ է։ Խնդրի մեջ մտնող պարամետրի փոքր արժեքի դեպքում խնդրի լուծումը բերվում է ոչ գծային դիֆերենցիալ հավասարման, որի ինտեգրալը գտնված է։

Դիտարկված է թվային օրինակ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Задоян М. А.* Внедрение жесткого цилиндрического тела в идеально-пластическую трубу.—МТТ, 1985, № 5, с. 98—108.
2. *Акопян А. Г., Задоян М. А.* Внедрение жесткого цилиндрического тела в пластически анизотропную трубу.—Изв. АН Арм. ССР. Механика, 1986, т. *39*, № 5, с. 27—36.
3. *Акопян А. Г.* Ввинчивание жесткого цилиндрического тела в пластически анизотропную трубу.—Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1986, т. *39*, № 6, с. 25—38.

Институт механики АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
1.VI.1988