ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXIII, № 6, 1980 Механика

Г. Б. ШАХАЗИЗЯН

СПЛЮЩИВАНИЕ ТРЕХСЛОЙНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ И СТАРЕНИЯ

Вопрос о деформировании тонких овальных оболочек (колец) при внешнем давлении рассмотрен многими исследователями.

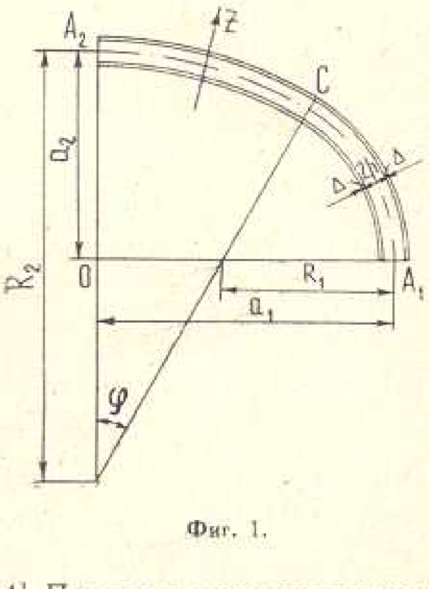
Часть авторов представляет отклонение срединной линии оболочки от окружности пропорциональным косинусу двойного полярного угла, как было предложено С. П. Тимошенко [1]. Такой подход наблюдается в работах [6, 13, 15—17] и др.

Однако задание формы срединной линии в таком виде не позволяет исследовать поведение оболочки при больших прогибах.

В работах [4, 5, 8—12] и др. форма некругового кольца в любой момент времени аппроксимируется сопряжением двух дуг окружностей, что позволяет исследовать деформирование вплоть до сплющивания.

Подробный анализ различных постановок исследования деформирования тонкостенных цилиндрических оболочек приведен в обзорной статье [10].

В данной работе рассматривается задача сплющивания длинной, слегка овальной, трехслойной цилиндрической оболочки под действием внешнего равнораспределенного давления. Материал тонких внешних и внутренних слоев считается упругим, а для среднего слоя имеют место соотношения наследственной теории ползучести Г. Н. Маслова—Н. Х. Арутюняна [2].



Фиг. 1.

§ 1. *Общие зависимости.* Ввиду большой длины оболочки влиянием краевых закреплений можно пренебречь и рассматривать кольцо единичной ширины. Будем считать, что в любой момент времени кольцо имеет две оси симметрии и аппроксимируем форму кольца кривой, полученной сопряжением двух окружностей с радиусами R_1 и R_2 [4]. При этом в точке сопряжения C радиусы с меньшим диаметром кольца составляют угол φ (фиг. 1), значение которого до нагружения примем

$\varphi_0 = \pi/4$. Кроме того, для простоты вычислений предполагаем, что длины дуг A_1C и A_2C срединной линии в процессе деформирования кольца не изменяются [10].

Принимаем гипотезу недеформируемых нормалей

$$\varepsilon_i = e_i - \varkappa_i^* z \tag{1.1}$$

Индекс i здесь и всюду ниже будет принимать значения 1 и 2, соответствующие сечениям A_1 и A_2.

Напряжения в крайних слоях определяются формулой

$$\sigma_{i_{1,2}} = \frac{E_1}{1-\nu_1^2}(e_i \mp \varkappa_i^* z) \tag{1.2}$$

В среднем слое согласно соотношениям [2] имеем

$$\sigma_i(t) = \frac{E_2(t)}{1-\nu^2}[e_i(t) - \varkappa_i^*(t)\, z] - \int_{\tau_1}^{t} \frac{E_2(\tau)}{1-\nu^2}[e_i(\tau) - \varkappa_i^*(\tau)\, z]\, R(t, \tau)\, d\tau \tag{1.3}$$

где

$$R(t, \tau) = \eta(\tau) - \gamma + \frac{E_2'(\tau)}{E_2(\tau)} - \frac{D(\tau)}{E_2(\tau)} \int_{\tau}^{t} E_2(y)\, e^{-\int_{\tau}^{y} \eta(x)\, dx}\, dy \tag{1.4}$$

Резольвента ядра ползучести —

$$K(t, \tau) = -E_2(\tau) \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{1}{E_2(\tau)} + \varphi(\tau)\left[1 - e^{-\gamma(t-\tau)}\right] \right\} \tag{1.5}$$

Здесь

$$\begin{gathered} \eta(\tau) = \gamma\,[1 + \varphi(\tau)\, E_2(\tau)], \quad D(\tau) = \eta'(\tau) + \eta(\tau)\,[\eta(\tau) - \gamma] \\ \varphi(\tau) = C_0 + \frac{A_*}{\tau}, \quad E_2(\tau) = E_0\,(1 - \beta e^{-\alpha\tau}) \end{gathered} \tag{1.6}$$

Для старого материала

$$\varphi(\tau) = C_0, \quad E_2(\tau) = E_0$$

Будем иметь

$$R(t, \tau) = \lambda e^{-\eta_1(t-\tau)}; \quad \lambda = \gamma E_0 C_0; \quad \eta_1 = \gamma\,(1 + E_0 C_0) \tag{1.7}$$

В сечениях результирующая сила N_i и результирующий момент M_i как функции напряжений имеют вид

$$\begin{gathered} N_i = (\sigma_{i_1} + \sigma_{i_2})\,\Delta + \int_{-h}^{h} \sigma_i\, dz \\ M_i = (\sigma_{i_1} - \sigma_{i_2})\,\Delta h + \int_{-h}^{h} \sigma_i z\, dz \end{gathered} \tag{1.8}$$

Используя выражения напряжений в слоях (1.2), (1.3) и (1.8), получаем

$$N_i(t) = H\left\{[E_2^*(t) + \mu E_1^*]\,e_i(t) - \int_{\tau_1}^{t} E_2^*(\tau)\,e_i(\tau)\,R(t,\tau)\,d\tau\right\}$$

$$M_i(t) = -J\left\{[E_2^*(t) + 3\mu E_1^*]\,\varkappa_i^*(t) - \int_{\tau_1}^{t} E_2^*(\tau)\,\varkappa_i^*(\tau)\,R(t,\tau)\,d\tau\right\} \tag{1.9}$$

где

$$H = 2h, \quad J = \frac{2h^3}{3}, \quad \mu = \frac{\Delta}{h}, \quad E_2^*(t) = \frac{E_2(t)}{1-\nu^2}, \quad E_1^* = \frac{E_1}{1-\nu_1^2} \tag{1.10}$$

а

$$\varkappa_i^* = \frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_{i_0}}$$

Здесь R_{i_0} — значения радиусов R_i до деформаций оболочки.

§ 2. *Условия статики.* Уравнения равновесия четверти кольца запишем в виде

$$N_1 = q_*(a_1 + h), \quad N_2 = q_*(a_2 + h)$$

$$M_2 - M_1 = 0.5\,q_*(a_1^2 - a_2^2) \tag{2.1}$$

Из фиг. 1 имеем

$$a_1 = R_1 + (R_2 - R_1)\sin\varphi$$

$$a_2 = R_2 - (R_2 - R_1)\cos\varphi \tag{2.2}$$

Условие нерастяжимости дуг A_1C и A_2C дает

$$R_1 = \frac{R_{10}}{2 - \dfrac{4\varphi}{\pi}}, \qquad R_2 = R_{20}\frac{\pi}{4\varphi} \tag{2.3}$$

Для удобства введем следующие безразмерные параметры:

$$q = \frac{q_*}{E_1^*}, \qquad \psi = 1 - \frac{4\varphi}{\pi}, \qquad k = \frac{h}{R_{10}}, \qquad E(t) = \frac{E_2^*(t)}{E_1^*}$$

$$r_{20} = \frac{R_{20}}{R_{10}}, \quad r_2 = \frac{R_2}{R_{10}}, \quad r_1 = \frac{R_1}{R_{10}} \tag{2.4}$$

Из (2.3), учитывая (2.4), будем иметь

$$r_1 = \frac{1}{1+\psi}, \quad r_2 = \frac{r_{20}}{1-\psi} \tag{2.5}$$

Изменения кривизн (1.10) с учетом (2.3) и безразмерных параметров (2.4) и (2.5), принимают вид

$$\varkappa_1 = \frac{1}{r_1} - 1 = \psi, \qquad \varkappa_2 = \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_{20}} = \frac{r_{20}}{1-\psi} \tag{2.6}$$

Из моментного уравнения равновесия (2.1) с учетом (1.9), (1.10), (2.4), (2.6) получаем нелинейное интегральное уравнение типа Вольтерра относительно функций $\psi(t)$

$$\frac{2k^3(r_{20}+1)}{3r_{20}}\left[(E+3\mu)\psi - \int\limits_{\tau_1}^{t} E\psi R(t,\tau)\,d\tau\right] =$$

$$= q\left(\frac{r_{20}}{1-\psi} - \frac{1}{1+\psi}\right)\left\{\frac{1}{1+\psi}\left[\sin\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \sin^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{r_{20}}{1-\psi}\left[\cos\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \cos^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right]\right\} \tag{2.7}$$

откуда

$$q = \frac{2k^3(r_{20}+1)\left[(E+3\mu)\psi - \int\limits_{\tau_1}^{t} E\psi R(t,\tau)\,d\tau\right]}{Q} \tag{2.8}$$

где

$$Q = 3r_{20}\left(\frac{r_{20}}{1-\psi} - \frac{1}{1+\psi}\right)\left\{\frac{1}{1+\psi}\left[\sin\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \sin^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{r_{20}}{1-\psi}\left[\cos\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \cos^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right]\right\}$$

Подставляя выражение $R(t,\tau)$ из (1.4) в (2.7), после некоторых преобразований получим

$$A\left\{[E(t)+3\mu]\psi(t) - \int\limits_{\tau_1}^{t} E(\tau)\psi(\tau)\left[\eta(\tau) - \gamma + \frac{E'(\tau)}{E(\tau)}\right]d\tau + \right.$$

$$\left. + \int\limits_{\tau_1}^{t} D(\tau)\psi(\tau)\,e^{\int\limits_{\tau_1}^{\tau}\eta(x)\,dx}\,d\tau \int\limits_{\tau}^{t} E(y)\,e^{-\int\limits_{\tau_1}^{y}\eta(x)\,dx}\,dy\right\} = q(t)\,\theta(\psi,t) \tag{2.9}$$

где

$$A = \frac{2k^3(r_{20}+1)}{3r_{20}} \tag{2.10}$$

$$\theta(\psi,t) = \left(\frac{r_{20}}{1-\psi} - \frac{1}{1+\psi}\right)\left\{\frac{1}{1+\psi}\left[\sin\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \sin^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{r_{20}}{1-\psi}\left[\cos\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \cos^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right]\right\}$$

Применяя к (2.9) формулу Дирихле о преобразовании двукратного интеграла, дифференцируя по t и обозначая $\dot{\psi} = \omega$, получим

$$A\Big\{[E(t)+3\mu]\,\omega(t) - E(t)\,[\eta(t)-\eta]\,\psi(t) + E(t)\,e^{-\int\limits_{\tau_1}^{t}\eta(x)dx}\int\limits_{\tau_1}^{t}D(\tau)\,\psi(\tau)\,e^{\int\limits_{\tau_1}^{\tau}\eta(x)dx}d\tau\Big\} = \dot{q}(t)\,\theta(\psi, t) + q(t)\,\dot{\theta}(\psi, t) \quad (2.11)$$

Умножая обе части уравнения (2.11) на $e^{\int\limits_{\tau_1}^{t}\eta(x)dx}$, дифференцируя по t и произведя необходимые выкладки, приходим к системе из двух дифференциальных уравнений первого порядка с переменными коэффициентами

$$\begin{cases} \dot{\psi} = \omega \\ \dot{\omega} = \dfrac{Q'}{A\,(E+3\mu) - qB\,(\psi, t)} \end{cases} \quad (2.12)$$

где

$$Q' = qC(\psi, t)\,\omega^2 + \Big\{[qB(\psi, t) - 3\mu A]\Big(\eta - \frac{E'}{E}\Big) - A\eta E + 2B(\psi, t)\dot{q}\Big\}\,\omega + \dot{q}\theta\Big(\eta - \frac{E'}{E}\Big) + \ddot{q}\theta$$

Здесь введены обозначения

$$B(\psi, t) = 2\Big\{\Big[\frac{1}{(1+\psi)^3} - \frac{r_{20}\psi}{(1-\psi^2)^2}\Big]\Big[\sin\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \sin^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\Big] + r_{20}\Big[\frac{r_{20}}{(1-\psi)^3} - \frac{\psi}{(1-\psi^2)^2}\Big]\Big[\cos\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \cos^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\Big] + \frac{\pi r_{20}}{8}\Big[\frac{1}{1-\psi^2} - \frac{r_{20}}{(1-\psi)^2}\Big]\Big[\sin\frac{\pi}{2}(1-\psi) - \sin\frac{\pi}{4}(1-\psi)\Big] + \frac{\pi}{8}\Big[\frac{r_{20}}{1-\psi^2} - \frac{1}{(1+\psi)^2}\Big]\Big[\sin\frac{\pi}{2}(1-\psi) - \cos\frac{\pi}{4}(1-\psi)\Big]\Big\} \quad (2.13)$$

$$C(\psi, t) = 2\Big\{\Big[\frac{r_{20}(1+3\psi^2)}{(1-\psi^2)^3} - \frac{3}{(1+\psi)^4}\Big]\Big[\sin\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \sin^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\Big] + \frac{\pi}{2}\Big[\frac{1}{(1+\psi)^3} + \frac{r_{20}\psi}{(1-\psi^2)^2}\Big]\Big[\sin\frac{\pi}{2}(1-\psi) - \cos\frac{\pi}{4}(1-\psi)\Big] + r_{20}\Big[\frac{3r_{20}}{(1-\psi)^4} - \frac{1+3\psi^2}{(1-\psi^2)^3}\Big]\times$$

$$\times \left[\cos\frac{\pi}{4}(1-\psi) - \cos^2\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right] +$$

$$+\frac{\pi r_{20}}{2}\left[\frac{\psi}{(1-\psi^2)^2} - \frac{r_{20}}{(1-\psi)^3}\right]\left[\sin\frac{\pi}{2}(1-\psi) - \sin\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right] +$$

$$+\frac{\pi^2 r_{20}}{32}\left[\frac{r_{20}}{(1-\psi)^2} - \frac{1}{1-\psi^2}\right]\left[2\cos\frac{\pi}{2}(1-\psi) - \cos\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right] +$$

$$+\frac{\pi^2}{32}\left[\frac{1}{(1+\psi)^2} - \frac{r_{20}}{1-\psi^2}\right]\left[2\cos\frac{\pi}{2}(1-\psi) + \sin\frac{\pi}{4}(1-\psi)\right]\Bigg\}$$

Принимая $t = \tau_1$, из (2.9) и (2.11) получим начальные условия системы дифференциальных уравнений (2.12)

$$A[E(\tau_1) + 3\mu]\psi_1 = q(\tau_1)\theta(\psi_1)$$

$$\omega_1 = \frac{E(\tau_1)[\eta(\tau_1) - \gamma]\psi_1 + \dot{q}(\tau_1)\theta(\psi_1)}{A[E(\tau_1) + 3\mu] - B(\psi_1)q(\tau_1)} \tag{2.14}$$

где ψ_1 — действительный, наименьший, положительный корень первого (трансцендентного) уравнения начальных условий (2.14).

§ 3. *Критическое время оболочки.* В процессе сплющивания под действием равномерного давления кольцо деформируется так, что наибольший радиус R_2 неограниченно увеличивается, появляется горизонтальный участок A_2C, который затем начинает продавливаться.

Ограничимся определением времени T, при котором появляется горизонтальный участок A_2C $(R_2 \to \infty)$ [5].

Время T назовем критическим временем сплющивания оболочки.

Определим значение $q = q_0$, при котором сплющивание происходит в начальный момент $T = \tau_1$. Из (2.8) при $t = \tau_1$ и $\psi \to 1$ $(r_2 \to \infty)$ имеем

$$q_0 = \lim_{\psi \to 1} q\Big|_{t=\tau_1} = \frac{64k^3(r_{20}+1)}{3\pi r_{20}^2(\pi r_{20}+4)}[E(\tau_1) + 3\mu] \tag{3.1}$$

q_0 назовем мгновенным критическим давлением. Длительное критическое давление q_{*0} определится из условия $\psi \to 1$ при $t \to \infty$. В случае старого материала (1.7) предельным переходом при $t \to \infty$ из (2.8) получим

$$q_{*0} = \frac{64k^3(r_{20}+1)}{3\pi r_{20}^2(\pi r_{20}+4)}[E_{дл} + 3\mu] \tag{3.2}$$

где $E_{дл} = \dfrac{E_*}{1 + E_0 C_0}$ [7], а $E_* = \dfrac{E_0}{E_1}\dfrac{1-\nu_1^2}{1-\nu^2}$.

Для каждого значения q, находящегося между q_0 и q_{*0}, существует критическое время T, при котором происходит «сплющивание» оболочки.

§ 4. *Задача релаксации.* Можно поставить обратную задачу. Определить закон изменения $q(t)$, при котором овальность кольца $\delta = \dfrac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2}$ остается постоянной во времени $\delta(t) = \delta(\tau_1) = \text{const}$.

Принимая в (2.8) $\psi_1 = \psi(\tau_1) = \text{const}$, получим

$$q(t) = A\psi_1 \frac{E(t) + 3\mu - \int\limits_{\tau_1}^{t} E(\tau) R(t, \tau) d\tau}{Q''} \tag{4.1}$$

$$Q'' = \left(\frac{r_{20}}{1-\psi_1} - \frac{1}{1+\psi_1}\right)\left\{\frac{1}{1+\psi_1}\left[\sin\frac{\pi}{4}(1-\psi_1) - \sin^2\frac{\pi}{4}(1-\psi_1)\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{r_{20}}{1-\psi_1}\left[\cos\frac{\pi}{4}(1-\psi_1) - \cos^2\frac{\pi}{4}(1-\psi_1)\right]\right\}$$

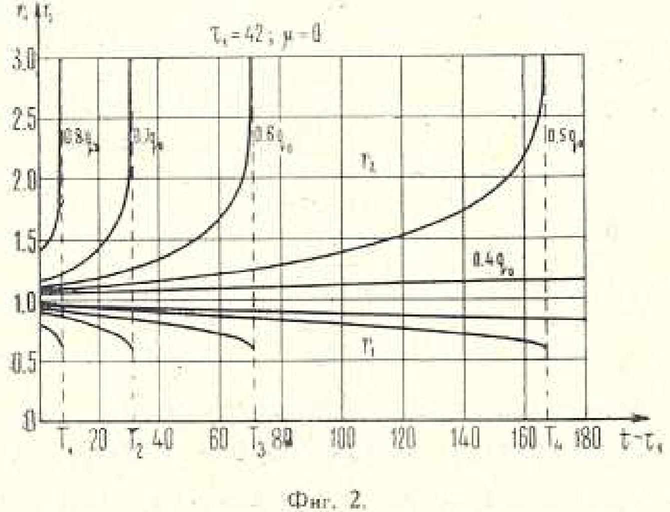
Отсюда

$$\frac{q(t)}{q(\tau_1)} = \frac{1}{E(\tau_1) + 3\mu}\left[E(t) + 3\mu - \int\limits_{\tau_1}^{t} E(\tau) R(t, \tau) d\tau\right] \tag{4.2}$$

Из выражения (4.2) следует, что $q(t)$ — монотонно убывающая функция.

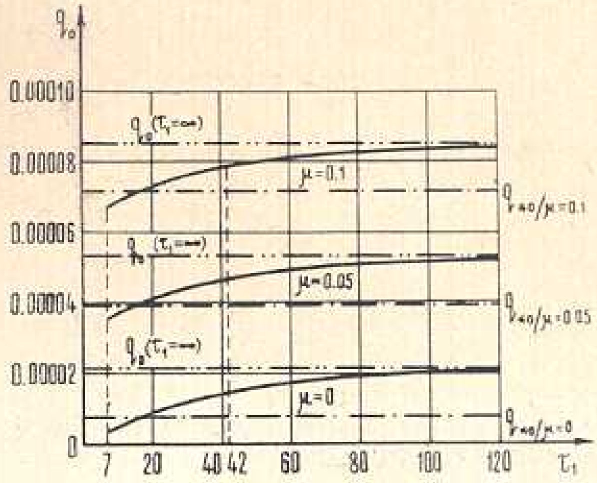
§ 5. *Численный пример и основные выводы.* В качестве примера возьмем железобетонную оболочку (трубу) под действием равномерного, постоянного давления $q(t) = q = \text{const}$ с начальной овальностью $\delta_0 = \dfrac{a_{10} - a_{20}}{a_{10} + a_{20}} = 0.01$ при значениях параметров $E_1 = 2\cdot 10^6$ *кг/см²*, $A_0 = 4.82\cdot 10^{-5}$, $E_0 = 2\cdot 10^5$ *кг/см²*, $C_0 = 0.9\cdot 10^{-5}$ *см²/кг*, $\alpha = 0.03$ 1/*день*, $\beta = 1$, $\gamma_1 = 0.026$ 1/*день*.

На основании численного интегрирования системы дифференциальных уравнений (2.12) с начальными условиями (2.14) и соотношения (2.5), а также уравнения (4.2), произведенного на ЭВМ «ЕС-1022», построены графики $r_1(t)$ и $r_2(t)$ от момента τ_1 до T (фиг. 2).

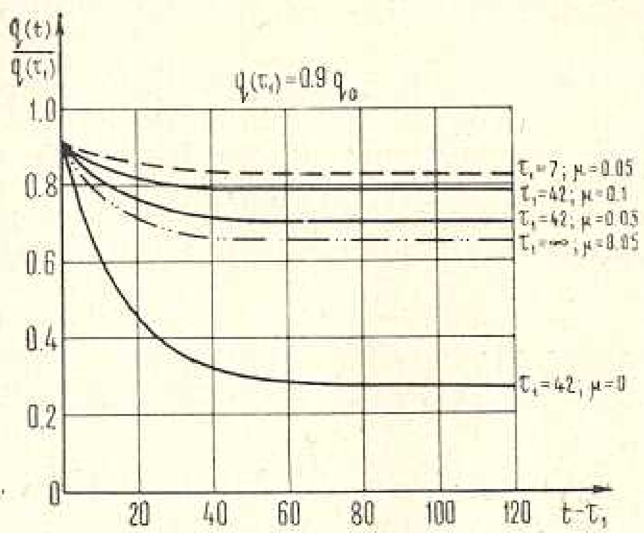


Фиг. 2.

Для разных значений μ на фиг. 3 изображено $q_0(\tau_1)$. На фиг. 4 представлены кривые релаксации (4.2) для различных μ и τ_1, когда $q(\tau_1) = 0.9\, q_0$.



Фиг. 3.



Фиг. 4.

Из графиков заключаем, что с увеличением относительной толщины μ усиливающих слоев значительно увеличиваются q_0, q_{*0} и q_{*0}/q_0.

Старение материала приводит к существенному увеличению критического давления мгновенной устойчивости q_0 (фиг. 3).

При неизменной овальности (фиг. 4) процесс релаксации напряжений протекает интенсивнее с увеличением возраста материала τ_1 и уменьшением толщины усиливающих слоев μ.

Автор выражает благодарность профессору Задояну М. А. за постоянный интерес к работе.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса

Поступила 15 II 1980

Հ. Բ. ՇԱՀԱԶԻԶՅԱՆ

ԵՌԱՇԵՐՏ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ՏԱՓԱԿԱՑՈՒՄԸ ՍՈՂՔԻ ԵՎ ԾԵՐԱՑՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ամփոփում

Հոդվածում բերվում է երկար, թեթևակի ձվաձև (օվալային), եռաշերտ գլանային թաղանթի տափակացման խնդիրը արտաքին հավասարաչափ բաշխված ճնշման ազդեցության տակ։

Բարակ արտաքին և ներքին շերտերի նյութը ընդունվում է առաձգական, իսկ միջին շերտի համար հաշվի է առնվում սողքը ըստ Մասլով-Հարությունյանի ժառանգականության տեսության։

Հավասարակշռության հավասարումը բերվում է Վոլտերի տիպի ոչ-գծային ինտեգրալ հավասարման, որից ստացվում է առաջին կարգի փոփոխական գործակիցներով երկու դիֆերենցիալ հավասարումներից բաղկացած սիստեմը։

Երկաթբետոնե թաղանթի (խողովակի) օրինակի վրա ուժեղացնող շերտերի հարաբերական հաստության և բետոնի տարիքի տարբեր արժեքների դեպքում դիֆերենցիալ հավասարումների սիստեմի թվային ինտեգրման արդյունքները ներկայացված են գրաֆիկների միջոցով։

Թաղանթի տափակացման ակնթարթային և երկարատև կրիտիկական ճնշման որոշման համար ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ։

THE FLATTENING OF A THREE-SHEET CYLINDRICAL SHELL UNDER THE CONDITIONS OF CREEPING AND AGING

H. B. SHAHAZIZIAN

Summary

The problem for the flattening of a long, slightly oval, three-sheet cylindrical shell under the influence of uniformly distributed external pressure is considered.

The material of the thin external and internal layers is assumed to be elastic while for the middle layer the relations of the hereditory creeping theory of Maslov-Harutunian are valid.

The equation of equilibrium is finally reduced to Volterra's nonlinear integral equation from which a system of two differential equations with variable factors is obtained.

The diagrams represent the results of numerical integration of the system of differential equations, exampled by a reinforced concrete pipe with different relative thickness of strengthening layers and different age concrete.

Analitical expressions are obtained to determine the instantaneous and prolonged critical pressure for the flattening of the shell.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Тимошенко С. П.* Устойчивость упругих систем. М., Гостехиздат, 1946.
2. *Арутюнян Н. Х.* Некоторые вопросы теории ползучести. М., ГИТТЛ, 1952.
3. *Работнов Ю. Н.* Ползучесть элементов конструкции. М., «Наука», 1966.
4. *Ванько В. И., Шестериков С. А.* Сплющивание кольца в условиях ползучести. Инж. ж. МТТ, 1966, № 5, 127—130.
5. *Кашелкин В. В., Шестериков С. А.* Сплющивание кольца при неустановившейся ползучести. Вестник Моск. ун-та, 1969, № 3, 103—107.
6. *Локощенко А. М., Шестериков С. А.* Упруго-идеально-пластическое кольцо под внешним давлением. Инж. ж. МТТ, 1969, № 3, 125—126.
7. *Малахова Н. А., Прокопович И. Е.* О влиянии ползучести на устойчивость в «большом». Строительная механика и расчет сооружений, 1968, № 5.
8. *Кашелкин В. В., Локощенко А. М., Мякотин Е. А., Шестериков С. А.* Сплющивание цилиндрических оболочек в условиях ползучести, теория и эксперимент. Инж. ж. МТТ, 1974, № 1.
9. *Локощенко А. М., Шестериков С. А.* Методика расчета на сплющивание цилиндрических оболочек в условиях ползучести. В сб. «Научные труды. Ин-т механики МГУ». М., 1973, № 23, 10—14.
10. *Локощенко А. М.* Поведение цилиндрической оболочки под внешним равнораспределенным давлением. В сб. «Научные труды. Ин-т механики МГУ». М., 1975, № 37, 15—24.
11. *Кашелкин В. В., Шестериков С. А.* Сплющивание длинных цилиндрических оболочек с продольными ребрами. Инж. ж. МТТ, 1971, № 2, 106—110.
12. *Ванько В. И., Шестериков С. А.* Сплющивание цилиндрических оболочек конечной длины. В сб. «Прочность и пластичность». М., «Наука», 1971, 199—202.
13. *Волчков Ю. М., Немировский Ю. В.* Несимметричное выпучивание цилиндрических оболочек в условиях ползучести. Инж. ж. МТТ, 1967, № 4, 136—138.
14. *Залоян М. А., Шахвазизян Г. Б.* О несущей способности круглой трехслойной плиты при ползучести. Изв. АН Армянской ССР, Механика, 1978, т. 31, № 6.
15. *Hoff N. J., Jasman W. E., Nachbar W.* A study of creep collapse of a long circular cylindrical shell. J. Aerospace Sci., 1959, 26, No. 10, 663—669.
16. *Wah T., Gregory R. K.* Creep collapse of long cylindrical shells under hign temperature and external pressure. J. Aerospace Sci., 1961, 28, No. 3, 177—188.
17. *Serpico J. C.* A study of creep collapse of a long circular cylindrical shell. J. Aerospace Sci., 1962, 29, No. 1, 1316—1323.