

УДК 539.376

ПЕРЕДАЧА НАГРУЗКИ ОТ ДВУХ ОДИНАКОВЫХ КОЛЬЦЕОБРАЗНЫХ СТРИНГЕРОВ К БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЕ С УЧЕТОМ ПОЛЗУЧЕСТИ

Туманян Р.С.

Ключевые слова: кольцеобразный стрингер, ползучесть, контактные напряжения, операторы Вольтерра, коэффициенты интенсивностей.

Keywords: ring-shaped stringer, creep, contact stress, Volterra's operator, stress intensity factor.

Ռ. Ս Թումանյան

Բեռի փոխանցումը երկու միատեսակ օղակաձև վերորակներից առաձգական անվերջ սալին սողի հաշվառումով

Սողի տեսության դրվածքով դիտարկվում է կոնտակտային խնդիր՝ երկու միատեսակ օղակաձև վերորակներից առաձգական անվերջ սալին բեռի փոխանցման մասին: Խնդրի լուծումը բերվում է ըստ ժամանակի Վոլտերի օպերատոր պարունակող սինգուլյար ինտեգրալ-դիֆերենցիալ հավասարման լուծման: Չեբիշևի օրթոգոնալ բազմանդամների ապարատի օգնությամբ այդ հավասարումը բերված է Վոլտերի երկրորդ սեռի գծային ինտեգրալ հավասարումների անվերջ համակարգի: Կատարված է այդ համակարգի հետազոտություն ըստ սեղմող արտապատկերումների սկզբունքի: Դիտարկված են մասնավոր դեպքեր:

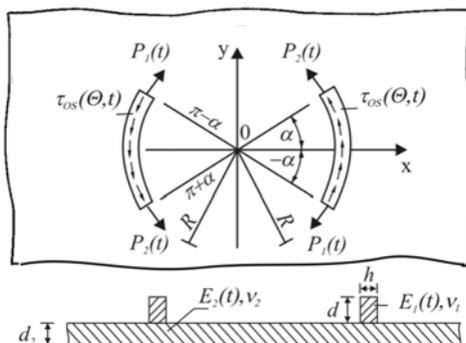
R. S. Tumanyan

A load transfer from the similar ring cover plate to an elastic infinite one taking into account the creep

A contact sum is observed by creep theories order, on transfer from the similar ring cover plate to an elastic infinite one. A sum is reduced to Volter's operator containing singular integral-differential equation's solution by time. By means of chebishev's orthogonal multiple-member system an equation was brohght to Volter's linear integral equation's infinite system on second degree. The investigation of mentioned system was done by principle of pressured reflections. Particular cases were observed.

В постановке теории ползучести рассматривается контактная задача о передаче нагрузки от двух кольцеобразных стрингеров к упругой бесконечной пластине. Решение задачи сводится к решению сингулярного интегро-дифференциального уравнения, содержащего операторы Вольтерра по времени. При помощи аппарата ортогональных многочленов Чебышева это уравнение сведено к бесконечной системе линейных интегральных уравнений Вольтерра второго рода. Проведено исследование этих систем по принципу сжимающих отображений. Рассмотрены частные случаи.

1. Пусть бесконечная пластина высотой d_2 , на своей верхней грани усилена двумя одинаковыми кольцеобразными стрингерами с круговыми осями радиусов R , имеющими высоту d , ширину h , угол раствора $2a$ ($0 < a < \pi/2$) и расположенными симметрично относительно вертикальной оси OY (фиг.1).



Фиг. 1

Требуется определить контактные напряжения под стрингерами и коэффициенты их интенсивностей на концах стрингеров в любой момент времени t , если в момент времени $t = \tau_0$ к концам стрингеров в направлении их осей приложены сосредоточенные силы $P_1(t)$ и $P_2(t)$ и одновременно их верхние грани в этом же направлении загружены произвольными тангенциальными силами

интенсивности $\tau_{OS}(\Theta, t)$. При этом считается, что $h, d \ll R$ ($h < d$).

Предполагается, что контактирующие между собой элементы (пластина, стрингер) изготовлены из упруго-ползучих материалов и обладают свойством ползучести, которая характеризуется неоднородностью процесса старения.

Предполагается также, что коэффициент поперечного сжатия при деформациях ползучести $\nu_2(t, \tau)$ равен коэффициенту поперечного сжатия при упруго-мгновенных деформациях $\nu_1(t)$ и постоянен во времени:

$$\nu_1(t) = \nu_2(t, \tau) = \nu = \text{const}$$

Основные реологические характеристики стрингера: $C_1(t, \tau)$ – мера ползучести, $E_1(t)$ – модуль упруго-мгновенной деформации, τ_1 – постоянный по его длине возраст, а соответствующие характеристики для пластины – $C_2(t, \tau)$, $E_2(t)$, τ_2 .

В указанной постановке выведем определяющие уравнения поставленной задачи. Для этого, как в [1], воздействие кольцеобразных стрингеров заменим неизвестными осевыми тангенциальными $\bar{\tau}_S(\Theta, t)$ и поперечными радиальными $\bar{q}_S(\Theta, t)$ контактными напряжениями.

Приняв во внимание [1], при помощи известных результатов [2] с учетом ползучести вычислим деформацию бесконечной пластины в окружном направлении $\varepsilon_{\Theta}^{(2)}(\Theta, t)$ и осевую деформацию стрингера $\varepsilon_1(\Theta, t)$. На основании условия контакта $\varepsilon_{\Theta}^{(2)}(\Theta, t) = \varepsilon_1(\Theta, t)$ ($-\alpha < \Theta < \alpha, t \geq \tau_0$) решение поставленной задачи сводится к решению следующего сингулярного интегро-дифференциального уравнения, содержащего операторы Вольтерра по времени:

$$(1 - L_2^0) \left\{ \int_{-\alpha}^{\alpha} \left[\text{ctg} \frac{U - \Theta}{2} + K(U - \Theta) \right] \varphi'(U, t) dU + \nu_0 C(t) - f_2(t) \right\} = \quad (1)$$

$$= \lambda(t)(1 - L_1^0) [\varphi(\Theta, t) + f_1(\Theta, t)] \quad (-\alpha < \Theta < \alpha, t \geq \tau_0)$$

при граничных условиях

$$\varphi(-\alpha, t) = 0, \quad \varphi(\alpha, t) = g(t) \quad (2)$$

Здесь введены обозначения:

$$L_i^0 [X(t)] = \int_{\tau_0}^t E_i^*(t) K_i^*(t, \tau) X(\tau) d\tau \quad (i = 1, 2)$$

$$K_i^*(t, \tau) = K_i(t + \rho_i, \tau + \rho_i), \quad E_i^*(t) = E_i(t + \rho_i)$$

$$K_i(t, \tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} [E_i^{-1}(\tau) + C_i(t, \tau)], \quad \rho_i = \tau_i - \tau_0 \quad (3)$$

$$\lambda(t) = \frac{8\pi d_2 R E_2^*(t)}{(1 + \nu_2)(3 - \nu_2) h d E_1^*(t)}, \quad \nu_0 = \frac{4(1 - \nu_2)}{3 - \nu_2}$$

$$\begin{aligned} \varphi(\Theta, t) &= \int_{-\alpha}^{\Theta} \tau(U, t) dU, \quad C(t) = \int_{-\alpha}^{\alpha} U \tau(U, t) dU \\ f_1(\Theta, t) &= p_1(t) - \int_{-\alpha}^{\Theta} \tau_0(U, t) dU \\ f_2(t) &= v_0 \left\{ \alpha [p_1(t) + p_2(t)] + \int_{-\alpha}^{\alpha} U \tau_0(U, t) dU \right\} \\ K(U - \Theta) &= \operatorname{tg} \frac{U - \Theta}{2} - 2 \sin(U - \Theta) \\ \tau(U, t) &= \bar{\tau}_s(U, t) R / P_0, \quad \tau_0(U, t) = \tau_{0s}(U, t) R / P_0 \\ p_1(t) &= P_1(t) / P_0, \quad p_2(t) = P_2(t) / P_0, \quad P(t) = P_0 g(t) \end{aligned}$$

v_2 – коэффициент Пуассона бесконечной пластины, $\tau(\Theta, t) = \varphi'(\Theta, t)$ – тангенциальные контактные напряжения под кольцеобразными стрингерами.

При этом, как вытекает из [1], радиальные контактные напряжения будут определяться по формуле:

$$\begin{aligned} q(\Theta, t) &= -p_1(t) - \varphi(\Theta, t) + \int_{-\alpha}^{\Theta} \tau_0(U, t) dU \\ q(\Theta, t) &= \bar{q}_s(\Theta, t) R / P_0 \end{aligned} \quad (4)$$

и при больших R можно считать $\bar{q}_s(\Theta, t) \approx 0$.

Следует отметить, что интеграл в (1) понимается в смысле главного значения по Коши.

2. Решение сингулярного интегро-дифференциального уравнения (1) при граничных условиях (2) представим в виде бесконечного ряда [3, 4]:

$$\begin{aligned} \tau(\Theta, t) = \varphi'(\Theta, t) &= \frac{\sec(\Theta/2)}{\sqrt{2(\cos \Theta - \cos \alpha)}} \times \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} X_n(t) T_n \left(\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \right) \quad (-\alpha < \Theta < \alpha, t \geq \tau_0) \end{aligned} \quad (5)$$

где $T_n(x)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) – многочлены Чебышева первого рода, $X_n(t)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) – неизвестные коэффициенты, зависящие от времени и подлежащие определению.

Отсюда после простых преобразований получим:

$$\begin{aligned} \varphi(\Theta, t) &= \sec \frac{\alpha}{2} \left\{ X_0(t) \left[\pi - \arccos \left(\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \right) \right] - \right. \\ &\left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} X_n(t) \sin \left[n \cdot \arccos \left(\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \right) \right] \right\} \quad (-\alpha \leq \Theta \leq \alpha, t \geq \tau_0) \end{aligned}$$

Удовлетворяя граничным условиям (2), непосредственно находим:

$$X_0(t) = \pi^{-1} \cos(\alpha/2) g(t)$$

Далее, следуя известной процедуре [3,4], для определения неизвестных коэффициентов $\{X_n(t)\}_{n=1}^{\infty}$ получим следующую бесконечную систему линейных интегральных уравнений Вольтерра второго рода:

$$Y_m(t) + \sum_{n=1}^{\infty} B_{m,n}^{(1)}(t)Y_n(t) + \sum_{n=1}^{\infty} \int_{\tau_0}^t B_{m,n}^{(2)}(t,\tau)Y_n(\tau)d\tau = N_m(t) \quad (6)$$

$$(m = 1, 2, \dots; t \geq \tau_0)$$

Отметим, что исходя из (5), для коэффициентов интенсивностей тангенциальных контактных напряжений в концевых точках стрингера получим:

$$A_1(t) = \lim_{\Theta \rightarrow \alpha} \sqrt{\alpha - \Theta} \tau(\Theta, t) = \frac{1}{2} \sec^2 \frac{\alpha}{2} \sqrt{\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}} \left[Y_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} Y_n(t) \right] E_2^*(t) \quad (7)$$

$$A_2(t) = \lim_{\Theta \rightarrow -\alpha} \sqrt{\alpha + \Theta} \tau(\Theta, t) = \frac{1}{2} \sec^2 \frac{\alpha}{2} \sqrt{\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}} \left[Y_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n Y_n(t) \right] E_2^*(t)$$

3. Исследования бесконечных систем уравнений (6) проведены согласно принципу сжимающих отображений [6], придерживая при этом методику, изложенную в [5]. Исследования показали, что при выполнении условия $t \in [\tau_0, T]$

$$\sup_m \sup_n \sum_{n=1}^{\infty} \left[|B_{m,n}^{(1)}(t)| + \int_{\tau_0}^t |B_{m,n}^{(2)}(t,\tau)| d\tau \right] < 1$$

бесконечная система (6) имеет единственное решение, которое можно найти методом редукции или последовательных приближений.

4. Рассмотрим частные случаи, когда ядра ползучести имеют вид [7-9]:

$$K_i^*(t, \tau) = K_i(t + \rho_i, \tau + \rho_i), \quad \rho_i = \tau_i - \tau_0$$

$$K_i(t, \tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{1}{E_i(\tau)} + \varphi_i(\tau) [1 - e^{-\gamma(t-\tau)}] \right\}$$

$$\varphi_i(\tau) = C_i + \frac{A_i}{\tau} \quad (i = 1, 2)$$

и для вязкоупругих характеристик пластины и стрингера приняты:

$$E_1 = E_2 = E, \quad \nu_1 = \nu_2 = \nu$$

$$C_1 = C_2 = C, \quad \tau_1 = \tau_0, \quad \rho_1 = 0$$

$$A_1 = A_2 = A, \quad \rho_2 = \tau_2 - \tau_0 = \tau_2 - \tau_1$$

Предполагая $\tau_{0S}(\Theta, t) \equiv 0$, рассмотрим два случая нагружения стрингеров.

В первом случае (симметричное нагружение) в момент времени $t = \tau_0$ к стрингерам прилагаются сосредоточенные силы постоянной величины $P_1(t) = P_1 = \text{const}$, $P_2(t) = P_2 = \text{const}$, причем $P_1 = P_2$. Тогда $p_1(t) = p_1 = 1$, $p_2(t) = p_2 = 1$, $g(t) = 1$, $P(t) = P_0 = P_1$, $\tau(-\Theta, t) = -\tau(\Theta, t)$, $q(\alpha, t) = -1$ и вместо (5) будем иметь:

$$\tau(\Theta, t) = \frac{E \sec(\Theta/2)}{\sqrt{2(\cos \Theta - \cos \alpha)}} \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n-1}(t) \cos \left[(2n-1) \arccos(\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}) \right] \quad (8)$$

$$(-\alpha < \Theta < \alpha, t \geq \tau_0)$$

а вместо (4):

$$q(\Theta, t) = -1 + E \sec \frac{\alpha}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1} Y_{2n-1}(t) \sin \left[(2n-1) \arccos \left(\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} \right) \right] \quad (9)$$

$$(-\alpha \leq \Theta \leq \alpha, t \geq \tau_0)$$

Соответствующая (6) бесконечная система примет вид:

$$Y_{2m-1}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} (\lambda_0 K_{2m-1, 2n-1}^{(1)} + K_{2m-1, 2n-1}^{(2)}) Y_{2n-1}(t) - E \sum_{n=1}^{\infty} (\lambda_0 K_{2m-1, 2n-1}^{(1)} + K_{2m-1, 2n-1}^{(2)}) \times$$

$$\times \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) Y_{2n-1}(\tau) d\tau - E \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) Y_{2m-1}(\tau) d\tau = \quad (10)$$

$$= \frac{1}{E} \left\{ f_{2m-1} - \nu_0 h_{2m-1} \left[C(t) - E \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) C(\tau) d\tau \right] \right\} \quad (m = 1, 2, \dots; t \geq \tau_0)$$

где

$$f_{2m-1} = (-1)^{m-1} \frac{2}{\pi} (\lambda_0 + 2\alpha \nu_0) \cos \frac{\alpha}{2} \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{4} \right)^{2m-1} \left[1 - E \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) d\tau \right] \quad (m = 1, 2, \dots; t \geq \tau_0)$$

$$h_{2m-1} = (-1)^{m-1} \frac{2}{\pi} \cos \frac{\alpha}{2} \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{4} \right)^{2m-1} \quad (m = 1, 2, \dots)$$

$$K^*(t, \tau) = K_1^*(t, \tau) = K_2^*(t, \tau) = -\frac{A}{\tau^2} + \left[A \left(\frac{1}{\tau^2} - \frac{\gamma}{\tau} \right) - C\gamma \right] e^{-\gamma(t+\rho_2-\tau)}$$

$$K_{2m-1, 2n-1}^{(1)} = \frac{2}{(2n-1)\pi^2} \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \int_0^{\pi} \frac{\sin \varphi \sin(2m-1)\varphi \sin(2n-1)\varphi}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi} d\varphi \quad (m, n = 1, 2, \dots)$$

$$K_{2m-1, 2n-1}^{(2)} = -(-1)^{m+n} 8(2m-1) \cos^2 \frac{\alpha}{2} \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{4} \right)^{2(m+n-1)} -$$

$$-\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{\sqrt{1 - \operatorname{tg}^4 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi} - 1}{\operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos \varphi} \right)^{2n-1} \frac{\operatorname{tg} \varphi \sin(2m-1)\varphi}{\sqrt{1 - \operatorname{tg}^4 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi}} d\varphi$$

$$C(t) = G(t) + \int_{\tau_0}^t L(t, \tau) C(\tau) d\tau$$

$$L(t, \tau) = \frac{\nu_0 [E_2^*(t)]^2 K_2^*(t, \tau) \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{(h)}(t)}{1 + E_2^*(t) \nu_0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n Y_n^{(h)}(t)}, \quad G(t, \tau) = \frac{\left[Y_0(t) C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_n Y_n^{(f)}(t) \right] E_2^*(t)}{1 + E_2^*(t) \nu_0 \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{(h)}(t)}$$

$$C_n = 2 \sec \frac{\alpha}{2} \int_0^{\pi} \arctg \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cos \varphi \right) \cos n \varphi d\varphi \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

$$Y_0(t) = \left[\pi E_2^*(t) \right]^{-1} \cos \frac{\alpha}{2}, \quad \lambda_0 = \frac{8\pi d_2 R}{(1 + \nu_2)(3 - \nu_2)hd} = \text{const}$$

$\{Y_m^{(f)}(t)\}_{m=1}^{\infty}$ и $\{Y_m^{(h)}(t)\}_{m=1}^{\infty}$ являются решениями бесконечной системы (6) при правых частях $[E_2^*(t)\{f_m\}]_{m=1}^{\infty}$ и $[E_2^*(t)\{h_m\}]_{m=1}^{\infty}$, соответственно.

Для коэффициентов интенсивностей тангенциальных контактных напряжений будем иметь: $A_2(t) = -A_1(t)$

$$A_1(t) = \frac{E}{2} \sec^2 \frac{\alpha}{2} \sqrt{\text{ctg} \frac{\alpha}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n-1}(t)$$

Во втором случае (кососимметричное нагружение) также $P_1(t) = P_1 = \text{const}$, $P_2(t) = P_2 = \text{const}$, причем $P_2 = -P_1$.

В этом случае

$$p_1(t) = p_1 = -1/2, \quad p_2(t) = p_2 = 1/2, \quad g(t) = 1, \quad P(t) = P_0 = 2P_2,$$

$\tau(-\Theta, t) = \tau(\Theta, t)$, $q(\alpha, t) = -1/2$ и соответствующие (8)–(10) формулы будут:

$$\tau(\Theta, t) = \frac{E \sec(\Theta/2)}{\sqrt{2(\cos \Theta - \cos \alpha)}} \left\{ \frac{1}{E\pi} \cos \frac{\alpha}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n}(t) \cos \left[2n \arccos(\text{tg} \frac{\Theta}{2} \text{ctg} \frac{\alpha}{2}) \right] \right\} \quad (11)$$

$$(-\alpha < \Theta < \alpha, t \geq \tau_0)$$

$$q(\Theta, t) = -\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arccos(\text{tg} \frac{\Theta}{2} \text{ctg} \frac{\alpha}{2}) + \frac{E}{2} \sec \frac{\alpha}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} Y_{2n}(t) \sin \left[2n \arccos(\text{tg} \frac{\Theta}{2} \text{ctg} \frac{\alpha}{2}) \right] \quad (12)$$

$$(-\alpha \leq \Theta \leq \alpha, t \geq \tau_0)$$

$$Y_{2m}(t) + \sum_{n=1}^{\infty} (\lambda_0 K_{2m,2n}^{(1)} + K_{2m,2n}^{(2)}) Y_{2n}(t) - E \sum_{n=1}^{\infty} (\lambda_0 K_{2m,2n}^{(1)} + K_{2m,2n}^{(2)}) \times \\ \times \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) Y_{2n}(\tau) d\tau - E \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) Y_{2m}(\tau) d\tau = \frac{1}{E} f_{2m} \quad (m = 1, 2, \dots; t \geq \tau_0) \quad (13)$$

где

$$f_{2m} = \left\{ \begin{aligned} & -\frac{2\lambda_0}{\pi^3} \sin \frac{\alpha}{2} \int_0^{\pi} \frac{\varphi \sin \varphi \sin 2m\varphi}{1 + \text{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi} d\varphi + (-1)^m \frac{2}{\pi} \cos \frac{\alpha}{2} (\text{tg} \frac{\alpha}{4})^{2m} \left[4m \cos \frac{\alpha}{2} (2 \cos \frac{\alpha}{2} - 1) + 1 \right] - \\ & -\frac{2}{\pi^2} \cos \frac{\alpha}{2} \int_0^{\pi} \left(1 - \frac{1 + \text{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi}{\sqrt{1 - \text{tg}^4 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi}} \right) \frac{\text{tg} \varphi \sin 2m\varphi}{1 + \text{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi} d\varphi \end{aligned} \right\} \times \\ \times \left[1 - E \int_{\tau_0}^t K^*(t, \tau) d\tau \right] \quad (m = 1, 2, \dots; t \geq \tau_0)$$

$$K_{2m,2n}^{(1)} = \frac{1}{\pi^2} \text{tg} \frac{\alpha}{2} \int_0^{\pi} \frac{\sin \varphi \sin 2m\varphi \sin 2n\varphi}{1 + \text{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi} d\varphi \quad (m, n = 1, 2, \dots)$$

$$K_{2m,2n}^{(2)} = -(-1)^{m+n} 16m \cos^2 \frac{\alpha}{2} \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha}{4}\right)^{2(m+n)} -$$

$$-\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{\sqrt{1 - \operatorname{tg}^4 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi - 1}}{\operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \cos \varphi} \right)^{2n} \frac{\operatorname{tg} \varphi \sin 2m\varphi}{\sqrt{1 - \operatorname{tg}^4 \frac{\alpha}{2} \cos^2 \varphi}} d\varphi$$

Для коэффициентов интенсивностей тангенциальных контактных напряжений будем иметь:

$$A_1(t) = A_2(t) = \frac{E}{2} \sec^2 \frac{\alpha}{2} \sqrt{\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}} \left[\frac{1}{E\pi} \cos \frac{\alpha}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n}(t) \right]$$

Автор благодарит профессора Мхитаряна С. М. за постановку задачи и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Туманян Р.С. Передача нагрузки от двух одинаковых кольцеобразных брусьев к упругой бесконечной пластине // Изв. АН Арм. ССР. Механика. 1985. Т. 38. №4. С. 5-15.
2. Мухелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.: Наука, 1966. 708 с.
3. Александров В.М., Мхитарян С.М. Контактные задачи для тел с тонкими покрытиями и прослойками. М.: Наука, 1983. 488 с.
4. Морарь Г.А., Попов Г.Я. К периодической контактной задаче для полубесконечности с упругими накладками // ПММ. 1971. Т. 35. Вып. 1. С. 172-178.
5. Давтян З.А., Мхитарян С.М. О двух контактных задачах кручения цилиндров при помощи цилиндрических оболочек с учетом их вязкоупругих свойств // Изв. АН Арм. ССР. Механика. 1984. Т. 37. № 3. С. 3-17.
6. Люстерник Л.А., Соболев В.И. Элементы функционального анализа. М.: Наука, 1965. 520 с.
7. Арутюнян Н.Х. Некоторые вопросы теории ползучести. М.-Л.: Гостехиздат, 1952. 324с.
8. Арутюнян Н.Х. Некоторые задачи теории ползучести для неоднородно-старееющих тел // Изв. АН СССР. МТТ. 1976. №3. С. 153-164.
9. Арутюнян Н.Х., Колмановский В.Б. Теория ползучести неоднородных тел. М.: Наука, 1983. 336 с.

Ванадзорский филиал Государственного инженерного университета Армении

Поступила в редакцию
13.11.2006