

$$k_1^* = 0,$$

$$k_2^* = l^{-1} [\theta_1 \delta(y-l_1) + \theta_2 \delta(y-l_2)], \quad (1)$$

де $x_1 = lx$, $y_1 = ly$, $b_j = l_j l$.

Стационарне температурне поле такої оболонки з врахуванням кривин (1) опишемо системою рівнянь [14], які у нашому випадку мають вигляд:

$$\begin{aligned} \Delta F_1 - a_1 F_1 &= -\mu_{11} t_1 - \mu_{21} t_2 + \\ &+ \frac{l}{h\lambda_0} [\theta_1 F_1(x, l_1) \delta(y-l_1) + \theta_2 F_1(x, l_2) \delta(y-l_2)] - \\ &- \frac{l(\lambda_2 + \lambda_1)}{2h\lambda_0} [\theta_1 F_2(x, l_1) \delta(y-l_1) + \theta_2 F_2(x, l_2) \delta(y-l_2)], \\ \Delta F_2 - a_2 F_2 &= -\mu_{12} t_1 - \mu_{22} t_2 + \\ &+ \frac{l\nu_2}{2h\lambda_0} [\theta_1 F_1(x, l_1) \delta(y-l_1) + \theta_2 F_1(x, l_2) \delta(y-l_2)] - \\ &- \frac{l}{h\lambda_0} [\theta_1 F_2(x, l_1) \delta(y-l_1) + \theta_2 F_2(x, l_2) \delta(y-l_2)] \quad (2) \end{aligned}$$

при нульових граничних умовах:

$$F_i = 0 \quad \text{при } x = 0, 1; \quad y = 0, d; \quad i = 1, 2. \quad (3)$$

Злами поверхні оболонки вздовж координатних ліній $y = l_j$ враховано в системі рівнянь (2) членами з δ -функцією. Усереднені характеристики температурного

поля оболонки $T_1 = \frac{1}{2h} \int_{-h}^h t dz$, $T_2 = \frac{3}{2h^2} \int_{-h}^h t z dz$ пов'язані з

функціями $F_i(x, y)$ формулами $T_1(x, y) = F_1(x, y) + \lambda_1 F_2(x, y)$, $\lambda_2 T_2(x, y) = F_1(x, y) + \lambda_2 F_2(x, y)$ [15].

Тут введемо позначення $\nu_2 = (1 - 3\lambda_2^2)\lambda_2^{-1}$; $d = b/l$;

$$a_i = (m_1 + 3m_2 I_i) l^2 h^{-2}; \quad \mu_{1i} = (\mu_1 + 3\mu_2 \lambda_i) \lambda_2^{1-i} l^2 h^{-2};$$

$$\mu_{2i} = (\mu_2 + 3\mu_1 \lambda_i) \lambda_2^{1-i} l^2 h^{-2}; \quad t_{1,2} = (t_c^+ \pm t_c^-) / 2; \quad \mu_{1,2} =$$

$$= h(\mu^+ \pm \mu^-) / 2; \quad \lambda_0 = \lambda_2 - \lambda_1; \quad \Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2;$$

$$\lambda_{2,1} = \left[3 + 2\mu_1 \pm \sqrt{(3 + 2\mu_1)^2 + 12\mu_2^2} \right] / 6\mu_2^2; \quad t \text{ — температура}$$

оболонки; t_c^+ , t_c^- — значення температури зовнішнього середовища на верхній та нижній поверхнях $z = \pm h$; μ^+ , μ^- — відносні коефіцієнти теплообміну з тих же поверхонь; $F_i(x, l_j)$ — функції, визначені на лініях зламу $y = l_j$; h — півтовщина оболонки.

Розв'язок задачі (2), (3) шукатимемо методом скінченних інтегральних перетворень. Враховуючи крайові умови (3), функції F_i і t_i в зображеннях подамо у вигляді

$$\{ \bar{F}_i^*, \bar{t}_i^* \} = \frac{1}{d} \int_0^d \{ F_i, t_i \} K_{mm}(x, y) dy dx, \quad (4)$$

де $K_{mm}(x, y) = \sin(\alpha_m x) \sin(\beta_n y)$ — ядра інтегральних перетворень за змінними x та y , отримані при розв'язуванні відповідних задач Штурма — Ліувіля; $\alpha_m = m\pi$, $\beta_n = n\pi/d$ — власні значення.

У зображеннях (4) розв'язок задачі (2), (3) матиме такий вигляд:

$$\begin{aligned} \bar{F}_1^*(\alpha_m, \beta_n) &= - \frac{l\theta}{dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1]} * \\ &* [\theta_1 \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ &+ \frac{l(\lambda_2 + \lambda_1)}{2dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1]} [\theta_1 \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \\ &+ \theta_2 \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \frac{\mu_{11} \bar{t}_1^* + \mu_{21} \bar{t}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1}, \\ \bar{F}_2^*(\alpha_m, \beta_n) &= - \frac{l\nu_2}{2dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2]} * \\ &* [\theta_1 \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ &+ \frac{l}{dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2]} [\theta_1 \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \\ &+ \theta_2 \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \frac{\mu_{12} \bar{t}_1^* + \mu_{22} \bar{t}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2}. \quad (5) \end{aligned}$$

У праві частини виразів (5) входять невідомі величини $\bar{F}_i(\alpha_m, l_j)$, які залежні від параметра перетворення α_m за координатою x та визначені на лініях зламу $y = l_j$. Для їх знаходження застосовуємо до (5) обернене інтегральне перетворення за координатою y , тоді матимемо:

$$\begin{aligned} \bar{F}_1(\alpha_m, y) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ - \frac{l}{dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1]} * \right. \\ &* [\theta_1 \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ &+ \frac{l(\lambda_2 + \lambda_1)}{2dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1]} [\theta_1 \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \\ &+ \theta_2 \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \left. \frac{\mu_{11} \bar{t}_1^* + \mu_{21} \bar{t}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1} \right\} \sin(\beta_n y), \\ \bar{F}_2(\alpha_m, y) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ - \frac{l\nu_2}{2hd\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2]} * \right. \\ &* [\theta_1 \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ &+ \left. \frac{l}{hd\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2]} [\theta_1 \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \right. \end{aligned}$$

$$+\theta_2 \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \frac{\mu_{12} \bar{t}_1^* + \mu_{22} \bar{t}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2} \left. \right\} \sin(\beta_n y). \quad (6)$$

Вибираємо у виразах (6) значення функцій $\bar{F}_i(\alpha_m, y)$ на лініях зламу $y = l_j$. У результаті цього отримаємо систему чотирьох алгебричних рівнянь для визначення невідомих $\bar{F}_i(\alpha_m, l_j)$:

$$\begin{aligned} a_{11} \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) + a_{12} \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) + a_{13} \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) + \\ + a_{14} \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) &= a_{15}, \\ a_{21} \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) + a_{22} \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) + a_{23} \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) + \\ + a_{24} \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) &= a_{25}, \\ a_{31} \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) + a_{32} \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) + a_{33} \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) + \\ + a_{34} \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) &= a_{35}, \\ a_{41} \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) + a_{42} \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) + a_{43} \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) + \\ + a_{44} \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) &= a_{45}, \end{aligned} \quad (7)$$

де a_{rs} ($r, s = 1, \dots, 4$) — коефіцієнти, які залежать від вихідних даних задачі теплопровідності та параметрів інтегральних перетворень (через їхню громіздкість тут не наведені).

Застосувавши до (6) обернене інтегральне перетворення за координатою x , розв'язок задачі (2), (3) знаходимо у такому вигляді:

$$\begin{aligned} F_1(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\frac{l}{dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1]} * \right. \\ & * [\theta_1 \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ & + \frac{l(\lambda_2 + \lambda_1)}{2dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_1]} [\theta_1 \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \\ & + \theta_2 \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \left. \frac{\mu_{12} \bar{t}_1^* + \mu_{22} \bar{t}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2} \right\} K_{mn}(x, y), \\ F_2(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\frac{l\nu_2}{2dh\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2]} * \right. \\ & * [\theta_1 \bar{F}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{F}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ & + \frac{l}{hd\lambda_0 [\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2]} [\theta_1 \bar{F}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \\ & + \theta_2 \bar{F}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \left. \frac{\mu_{12} \bar{t}_1^* + \mu_{22} \bar{t}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2 + a_2} \right\} K_{mn}(x, y), \end{aligned} \quad (8)$$

де невідомі значення функцій $\bar{F}_i(\alpha_m, l_j)$ визначаються з (7).

Перші два доданки у формулах (8) зумовлені зламами поверхні оболонки вздовж ліній $y = l_j$. Вони вносять збурення у температурне поле оболонки, яка нагрівається доквілліям.

Нехай на верхній поверхні оболонки температура навколишнього середовища стала ($t_c^+ = const$), на нижній — нульова ($t_c^- = 0$), тоді $t_1 = t_2 = t_c^+/2$, а в зображеннях (4) матимемо

$$\bar{t}_i^*(\alpha_m, \beta_n) = \frac{t_c^+ [(-1)^m - 1] [(-1)^n - 1]}{2d\alpha_m \beta_n}. \quad (9)$$

Якщо коефіцієнти теплообміну на поверхнях оболонки $\mu^+ = \mu^-$, то $F_i(x, y) = T_i(x, y)$. Тоді при однакових кутах зламу ($\theta_1 = \theta_2 = \theta$) розв'язок відповідної задачі теплопровідності з урахуванням виразу (9) матиме вигляд:

$$\begin{aligned} T_1(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{l\theta}{hd\sigma_{mn1}^2} [\bar{T}_2(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \right. \\ & + \bar{T}_2(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ & + \left. \frac{h\mu^+ t_c^+ [(-1)^m - 1] [(-1)^n - 1]}{4mn\pi^2 \sigma_{mn1}^2} \right\} K_{mn}(x, y), \\ T_2(x, y) &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{3l\theta}{2hd\sigma_{mn2}^2} [\bar{T}_1(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \right. \\ & + \bar{T}_1(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \\ & + \left. \frac{3h\mu^+ t_c^+ [(-1)^m - 1] [(-1)^n - 1]}{4mn\pi^2 \sigma_{mn2}^2} \right\} K_{mn}(x, y). \end{aligned} \quad (10)$$

Тут $\sigma_{mn1}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 + \mu_1 l^2 / h^2$, $\sigma_{mn2}^2 = \alpha_m^2 + \beta_n^2 + 3(1 + \mu_1) l^2 / h^2$. Значення функцій $\bar{T}_i(\alpha_m, l_j)$, через які виражаються розв'язки (10), знаходимо з системи алгебричних рівнянь (7), в яких треба покласти $\bar{F}_i(x, l_j) = \bar{T}_i(x, l_j)$, а вирази для a_{rs} ($r, s = 1, \dots, 4$) дещо спрощуються.

Для визначення термонапруженого стану розглянутої оболонки, виходимо з рівняння в комплексній формі [12] для функції $\Phi = w + ia^2 \phi / (2Eh)$. У нашому випадку воно має вигляд

$$\begin{aligned} \Delta \Delta \Phi(x, y) - ia^2 l \sum_{j=1}^2 \theta_j \frac{\partial^2 \Phi(x, l_j)}{\partial x^2} \delta(y - l_j) = \\ = -\alpha_i a^2 l^2 \Delta [iT_1(x, y) + \nu_0 T_2(x, y)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Тут w — прогин оболонки; ϕ — функція напружень,

$$a^2 = \frac{\sqrt{3(1-n^2)}}{h}; \quad n_0^2 = \frac{1+n}{3(1-n)}; \quad n — \text{коефіцієнт Пуасона};$$

$\Phi(x, l_j)$ — комплексна функція, визначена на лініях зламу $y = l_j$.

Крайові умови вільного опираання записуємо так:

$$w = 0, \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial^2 j}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial^2 j}{\partial y^2} = 0 \quad \text{при} \quad x = 0, 1;$$

$$w = 0, \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0, \frac{\partial^2 j}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial^2 j}{\partial y^2} = 0 \quad \text{при} \quad y = 0, d. \quad (12)$$

Крайову задачу (11), (12) розв'язуватимемо аналогічно як і задачу теплопровідності. Застосовуючи до (11) і (12) скінченні інтегральні перетворення (4), знаходимо комплексну функцію Φ , яка матиме вигляд

$$\Phi(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\frac{i\alpha_m^2 a^2 l}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} [\theta_1 \bar{\Phi}(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{\Phi}(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)] + \alpha_t a^2 l^2 \frac{i\bar{T}_1^* + \nu_0 \bar{T}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \right\} K_{mn}(x, y). \quad (13)$$

Тут зображення температурних характеристик \bar{T}_i^* , знаходимо з (10).

Для визначення невідомих значень $\bar{\Phi}(\alpha_m, l_j)$, які входять у розв'язок (13), отримуємо аналогічн як і в задачі теплопровідності (7), систему таких алгебричних рівнянь:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}(\alpha_m, l_1) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[-\frac{i\alpha_m^2 a^2 l}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} (\theta_1 \bar{\Phi}(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{\Phi}(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)) + \alpha_t a^2 l^2 \frac{i\bar{T}_1^* + \nu_0 \bar{T}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \right] \sin(\beta_n l_1), \\ \bar{\Phi}(\alpha_m, l_2) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[-\frac{i\alpha_m^2 a^2 l}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} (\theta_1 \bar{\Phi}(\alpha_m, l_1) \sin(\beta_n l_1) + \theta_2 \bar{\Phi}(\alpha_m, l_2) \sin(\beta_n l_2)) + \alpha_t a^2 l^2 \frac{i\bar{T}_1^* + \nu_0 \bar{T}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \right] \sin(\beta_n l_2). \end{aligned}$$

Відповідно функції прогину w та напружень Φ мають вигляд:

$$\begin{aligned} w(x, y) &= l \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{d_3 \alpha_m^2 a^2 \theta \sin(\beta_n l_1)}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} + \frac{d_1 \alpha_m^2 a^2 \theta \sin(\beta_n l_2)}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} + \alpha_t a^2 l \frac{\nu_0 \bar{T}_2^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \right] K_{mn}(x, y), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) &= E_0 l \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left[-\frac{d_4 \alpha_m^2 a^2 \theta \sin(\beta_n l_1)}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} - \frac{d_2 \alpha_m^2 a^2 \theta \sin(\beta_n l_2)}{d(\alpha_m^2 + \beta_n^2)^2} + \alpha_t a^2 l \frac{\bar{T}_1^*}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \right] K_{mn}(x, y). \end{aligned}$$

Тут d_s ($s = 1, \dots, 4$) — коефіцієнти, які залежать від вихідних даних задачі термопружності та параметрів перетворень.

Сили і моменти в оболонці обчислюємо за відомими формулами [13, 15].

Як приклад, розглянемо квадратну в плані призматичну оболонку ($d = 1$). На рис. 2, рис. 3 наведено характерні епюри нормованих сил $\tilde{N}_i^0 = N_i l a^2 / 2\alpha_t t_c^+ E h$, моментів $\tilde{M}_i^0 = M_i l / \alpha_t t_c^+ D_2$ в перерізі $x = 1/2$. Обчислення приводились за таких даних: $\mu_1 = 0.5$, $\mu_2 = 0.1$, $\nu = 0.3$, $\theta = 0.3$, $h = 0.0035l$.

Аналіз числових результатів показує, що злами поверхні істотно впливають, на перерозподіл сил і моментів. Великих змін зазнають моменти в зоні зламів, а також сили \tilde{N}_i^0 , які діють вздовж нерегулярності. З'являються зони деформацій розтягу, що якісно відповідає експериментальним даним [4], проведеним для оболонок, які піддані дії рівномірно розподіленого силового навантаження.

Таким чином, розвинута методика розрахунку термопружних пологих оболонок зі зламами поверхні вздовж координатних ліній дає змогу проаналізувати локальний характер розподілу термонапружень в околі перегинів без поділу оболонки на окремі її складові елементи. Зокрема, злами поверхні оболонок приводять до локального зростання її жорсткості, а крива прогину має локальний мінімум в околі точки зламу. З'являються зони напружень розтягу, які є несприятливими для несучої здатності оболонки.

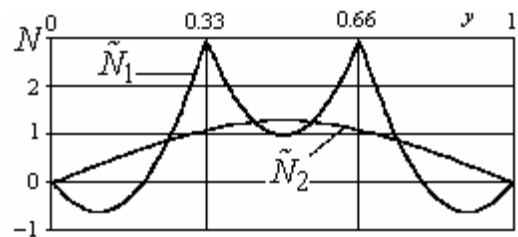


Рис. 2. Безрозмірні нормальні зусилля \tilde{N}_i^0 в перерізі $x = 1/2$

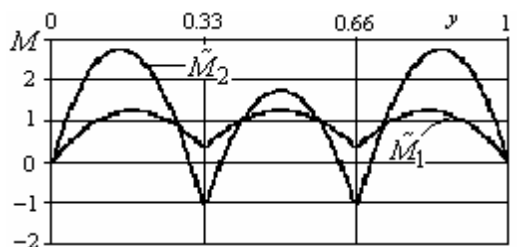


Рис. 3. Нормовані згинальні моменти \tilde{M}_i^0 в перерізі $x = 1/2$.

Отже, при розрахунках складчастих систем оболонкового типу потрібно враховувати дискретний характер розподілу зламів поверхні оболонки.

Література

1. Амбарцумян С.А. К вопросу расчета цилиндрических оболочек произвольного поперечного сечения // Доклады АН Арм. ССР. — 1950. — Т. 12. — №1. — С. 21—26.
2. Михайлов Б. К. Пластинки и оболочки с разрывными параметрами. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1980. — 196 с.
3. Хлебной Я.Ф. Пространственные железобетонные конструкции. Расчет и конструирование. — М.: Стройиздат, 1977. — 225 с.
4. Коробов Л.А., Чиненков Ю.В. К расчету многоволновых пологих оболочек по безмоментной теории // Строительная механика и расчет сооружений. — 1966. — №4. — С. 23—26.
5. Назаров А.Г. Некоторые контактные задачи теории оболочек // Докл. АН Арм. ССР. — 1948. — 9, №2. — С. 61—66.
6. Милейковский И.Е., Золотов О.Н. Метод расчета сборных ребристых оболочек покрытий с ломаной формой поверхности // Расчет пространственных конструкций. — М.: Стройиздат, 1974. — Вып. 16. — С. 5—43.
7. Вайнберг Д.В., Ройтфарб И.З. Расчет пластин и оболочек с разрывными параметрами // Расчет пространственных конструкций. — М.: Стройиздат, 1965. — Вып. 10. — С. 39—80.
8. Shan A.N., Jansdovn A.M. Dead and winol load analisis of arched folded plate // Shell structures and climatec influences. — IASS. — Calgary. — Canada. — 1972. — P. 227—234

9. Goble G.G. Analysis of folded plate structures // J. Structural Division / ASCE. — 1964. — Vol. 90. — №ST1. — P. 93—124.

10. Хапко Б.С. Полога призматична оболонка в нерівномірному температурному полі // Фіз.-хім. механіка матеріалів. — 2005. — 41, №2. — С. 33—38.

11. Хапко Б.С. Термонапруження складеної пологої оболонки сферичної форми // Фіз.-хім. механіка матеріалів. — 2001. — №6. — С. 124—126.

12. Швець Р.М., Хапко Б.С. Температурні поля і напруження у пологій оболонці зі зламами серединної поверхні // Мат. методи і фіз.-мех. поля. — 1999. — 42, №2. — С. 62—69.

13. Швець Р.М., Хапко Б.С. Про рівняння термопружності тонких пологих оболонок зі зламами серединної поверхні // Мат. методи і фіз.-мех. поля. — 1997. — 40, №1. — С. 135—139.

14. Швець Р.М., Хапко Б.С. Термопружність пологих оболонок зі зламами // Крайові задачі термомеханіки. — К.: Наук. думка, 1996. — Ч. 2. — С. 169—174.

15. Подстригач Я.С., Швець Р.Н. Термоупругость тонких оболочек. — К.: Наук. думка, 1978. — 344 с.

Отримана 23.05.07

В. Хапко

Thermoelasticity of shallow prismatic shell assembled from three plane elements

Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics, Lviv

The thermoelasticity state of prismatic shallow shell with median surface breaks along coordinate lines is investigated. By using method of finite integral transforms the analytical solutions to the problems of heat conductivity and thermoelasticity are obtained in the form of double series. In the case of uniform heating distribution of stress resultant and stress couple in the open prismatic shell assembled from three plane elements is analyzed.

21 01 01 003y

Міжнародна науково-технічна конференція

СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ МАШИНОЗНАВСТВА

Присвячена 75-річчю з дня заснування кафедри машинознавства

23 — 25 червня 2008 р., м. Київ, Україна

Тематика конференції:

Матеріалознавство.
Сучасні технологічні процеси зміцнення та відновлення деталей машин.
Трибологія.
Механіка матеріалів і конструкцій.
Актуальні проблеми якості та контролю в машинобудуванні.

Адреса Оргкомітету:

Національний авіаційний університет, корп. 2, к. 306
просп. Космонавта Комарова, 1
м. Київ-58, 03680
Тел./факс: (044) 406-77-73; 497-51-28;
E-mail: ptznau@ukr.net