

одновісного напруженого стану настає, коли тривалість випробувань на повзучість досягає 0,80–0,82 від часу до руйнування. Між відносними параметрами деградації структури сталі 12МХ, визначеними за ступенями деформації та мікропошкодження порами, виявлена лінійна залежність.

1. Odquist F.K.G. *Mathematical Theory of Creep and Creep Rupture*. 2-nd editoin. Oxford at the Clarendon press. – 1974. – 540 p. 2. Работнов Ю.Н. *Ползучесть элементов конструкций*. – М.: Наука, 1966. – 752 с. 3. Качанов Л.М. *Основы механики разрушения*. – М.: Наука, 1974. – 311 с. 4. Freeman J.W., Voorhees H.R. *Literature Survey on Creep Damage in Metals*. ASTM STP 391. – 1965. – 120 p. 5. Abo El Ata M.M., Finni I. *On the Prediction of Creep-Rupture Life of Components under Multiaxial Stress // Proc. International Conf. on Creep in Structures*. – New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1972. – P. 80–89. 6. Салтыков С.А. *Стереометрическая металлография*. – М.: Металлургия, 1970. – 376 с. 7. Пастернак В.П., Гладиш П.В. *Прогнозування ресурсу згинів високотемпературних паропроводів за результатами дослідження їх мікропошкодження // Налагоджувальні, експериментальні та науково-дослідні роботи ВАТ “ЛьвівОРГРЕС”*. – Львів, 2004. – С. 253–257.

УДК 539.377

Р.В. Лампіка, Б.С. Воробець\*

Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра електронного машинобудування,

\* кафедра опору матеріалів

## ВПЛИВ НАПОВНЮВАЧА НА СТІЙКІСТЬ ЦИЛІНДРИЧНОЇ ОБОЛОНКИ ПРИ КОНТАКТНОМУ ЗВАРЮВАННІ

© Лампіка Р.В., Воробець Б.С., 2006

**Досліджується температурне поле, напружено-деформований стан та стійкість термопружної рівноваги циліндричних оболонок з наповнювачем, стиснутих в осьовому напрямі, при з’єднанні їх встик за допомогою контактного зварювання.**

**The warm-up field, tense-deformed condition and a thermo-tense balance stability of cylindrical shell with stuff which is compressed in the axial direction and warmed by the sources of heat concentrated on recirculating line are researched.**

У багатьох випадках надійність тонкостінних елементів конструкцій і деталей машин визначається не тільки їх міцністю, але й стійкістю. Особливе місце серед них займає циліндрична оболонка, яка є елементом конструкцій двигунів, літаків, ракет, резервуарів тощо.

Стійкість циліндричної оболонки у разі силових навантажень достатньо повно вивчено [1–4]. Дослідженню стійкості термопружної рівноваги тонких оболонок за заданого найпростішого розподілу температури присвячено працю [4]. Крім того, у [2, 5, 6] показано, що під час дії на оболонку локальних (силових чи температурних) навантажень необхідно для визначення критичних параметрів враховувати моментність докритичного стану.

Значно менше вивчено стійкість циліндричних оболонок, що знаходяться у довільному температурному полі. У цьому випадку необхідно у взаємозв’язку дослідити процеси теплопровідності, докритичного стану та стійкості термопружної рівноваги оболонок у разі їх конвективного теплообміну з навколишнім середовищем і дії зовнішнього навантаження. Під час локального нагрівання оболонки поряд з врахуванням моментності докритичного напруженого стану необхідно врахувати ще й докритичне викривлення твірної оболонки [2, 6]. Як засвідчують

результати праці [7], процеси теплопровідності під час локального нагрівання значно впливають на стійкість циліндричних оболонок, що контактують з наповнювачем.

У пропонуваній праці досліджується вплив наповнювача на теплопровідність, докритичний стан та стійкість термопружної рівноваги двох однакових циліндричних оболонок з наповнювачем, що з'єднуються встик зварюванням.

Розглянуто дві стиснуті в осьовому напрямку ізотропні циліндричні оболонки однакової товщини  $2h$  з наповнювачем, у разі зварювання їх встик за контуром напрямної. Вважаємо, що жорсткість наповнювача значно менша ніж жорсткість оболонки. Процес зварювання моделюється джерелами тепла, розташованими вздовж кільцевої лінії в площині стикування, інтенсивність яких лінійно змінюється за товщиною оболонки. Теплообмін оболонки з навколишнім середовищем описується законом Ньютона. Вважаємо також, що на лінії стикування оболонок виконуються умови вільного краю.

У випадку осової симетрії і усталеного режиму нагрівання температурне поле оболонок описується системою рівнянь [8]:

$$\begin{aligned} \Lambda \frac{d^2}{dz^2} (T + \frac{2}{5} \Theta) - \frac{1-k_*}{r} \Theta - \varepsilon(T + \Theta - t_c) &= -Q^+, \\ \Lambda \frac{d^2}{dz^2} [(1 + \Lambda_*)T - (\frac{2}{5} + \Lambda_*)\Theta] + \frac{1+k_*}{r} \Theta &= -Q^-, \\ Q^\pm &= \frac{h}{4} \int_{-1}^1 q \cdot (2 \pm 3\gamma - \gamma^2) d\gamma, \quad q = (Q_0 + \gamma Q_1) \cdot \delta(z), \\ k_* &= 2hR^{-1}, \quad r = h \lambda^{-1}, \quad \Lambda = \lambda h, \quad \Lambda_* = \lambda_0 R_0 \cdot (2\lambda h)^{-1}, \end{aligned} \quad (1)$$

де  $T, \Theta$  – температура та температурний момент – усереднені за товщиною оболонки характеристики її температурного поля;  $\delta(z)$  – функція Дірака;  $q$  – інтенсивність джерел тепла;  $\lambda, \lambda_0$  – коефіцієнти теплопровідності оболонки та наповнювача;  $\varepsilon$  – коефіцієнт тепловіддачі оболонки;  $R, R_0$  – радіуси серединної поверхні оболонки та поперечного перерізу наповнювача;  $t_c$  – температура навколишнього середовища.

Розв'язок системи (1), що зникає на нескінченності, має вигляд:

$$\begin{aligned} T(z) &= \frac{Q_0 h^2}{\lambda} L \sum_{i=1}^2 (-1)^{i+1} \frac{1}{\mu_i} F_i C_i \left[ \frac{1}{2} e^{\mu_i \sqrt{A} z} - H(z) sh(\mu_i \sqrt{A} z) \right] + t_c, \\ \Theta(z) &= (1 + \Lambda_*) \frac{Q_0 h^2}{\lambda} L \sum_{i=1}^2 (-1)^i \frac{1}{\mu_i} F_i \left[ \frac{1}{2} e^{\mu_i \sqrt{A} z} - H(z) sh(\mu_i \sqrt{A} z) \right], \end{aligned} \quad (2)$$

де  $H(z)$  – функція Хевісайда,  $Bi$  – критерій Біо,

$$\begin{aligned} F_i &= Ah^2 \Lambda_* \mu_i^2 + Bi + \frac{1}{15} [Ah^2 (2 + \Lambda_*) \mu_i^2 - Bi] \frac{Q_1}{Q_0}, \quad C_i = \frac{1 + k_*}{Ah^2 \mu_i^2} - (0,4 + \Lambda_*), \\ A &= \frac{\sqrt{3(1 - \nu^2)}}{Rh}, \quad L = \frac{1}{2(1 + \Lambda_*)(0,4 + 0,7\Lambda_*)(\mu_2^2 - \mu_1^2)h^3 A \sqrt{A}}, \\ \mu_i^2 &= -\frac{R}{2h} \cdot \frac{1}{\sqrt{3(1 - \nu^2)}} \cdot \frac{1 + Bi(0,7 + \Lambda_*) + 0,5\Lambda_*(1 - k_*)}{(0,4 + 0,7\Lambda_*)} \times \\ &\times \left\{ -1 \pm \sqrt{1 - \frac{2Bi(1 + k_*)(0,4 + 0,7\Lambda_*)}{[1 + Bi(0,7 + \Lambda_*) + 0,5\Lambda_*(1 - k_*)]^2}} \right\}, \end{aligned}$$

Прогини оболонки  $w_0$ , викликані температурним полем (2) при  $t_c = 0$  та стиском її в осьовому напрямі зусиллям  $N$  (наповнювач вважається м'яким), описують рівнянням нелінійного крайового ефекту [1]:

$$\frac{d^4 w_0}{d\alpha^4} + 2 \cdot N_* \cdot \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} + w_0 = \alpha_t \cdot R \cdot \left( T - \nu_* \cdot \frac{d^2 \Theta}{d\alpha^2} \right) + \frac{2\nu}{m^2} \cdot R \cdot N_* . \quad (3)$$

Розв'язок рівняння (3), що задовольняє граничні умови вільного краю ( $\alpha = 0$ ):

$$\frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} + \frac{1+\nu}{m^2 k_*} \alpha_t \Theta = 0, \quad \frac{d^3 w_0}{d\alpha^3} + \frac{1+\nu}{m^2 k_*} \alpha_t \frac{d\Theta}{d\alpha} = 0,$$

і зникає на нескінченності, має такий вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{w_0}{R} = & \alpha_t \frac{Q_0 h^2}{\lambda} L \sum_{i=1}^2 (-1)^i F_i \left\{ -P_i / \mu_i \left[ e^{\mu_i \alpha} / 2 - H(\alpha) \operatorname{sh}(\mu_i \alpha) \right] - \right. \\ & - \left\{ [a(1+2N_*) - N_* \mu_i] D_i \operatorname{sh}(a\alpha) + [(1+2N_*)P_i - D_i[a(1+2N_*) - (1+N_*)\mu_i]] \operatorname{ch}(a\alpha) - \right. \\ & - H(\alpha) \left[ (1+2N_*)P_i + P_i \mu_i^2 - \nu_*(1+\Lambda_*) \right] \operatorname{ch}(a\alpha) \left. \right\} \frac{\sin(b\alpha)}{2b} + \\ & + \left\{ [a(1-2N_*) - (1-N_*)\mu_i] D_i \operatorname{ch}(a\alpha) + [(1-2N_*) \cdot P_i - D_i \cdot [a(1-2N_*) + N_* \mu_i]] \operatorname{sh}(a\alpha) + \right. \\ & \left. + H(\alpha) \left[ -(1-2N_*) \cdot P_i + P_i \cdot \mu_i^2 - \nu_*(1+\Lambda_*) \right] \operatorname{sh}(a\alpha) \right\} \cdot \frac{\cos(b\alpha)}{2a} \left. \right\} + \alpha_t t_c + \frac{\nu}{m^2} N_* , \quad (4) \end{aligned}$$

де  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона,  $E$  – модуль Юнга,  $\alpha_t$  – температурний коефіцієнт лінійного розширення,

$$\alpha = \sqrt{A} \cdot z, \quad N_* = \frac{m^2}{4Eh} \cdot N, \quad \nu_* = \sqrt{\frac{1+\nu}{3(1-\nu)}}, \quad m^2 = \frac{R}{h} \cdot \sqrt{3(1-\nu^2)}, \quad a = \sqrt{\frac{1-N_*}{2}}, \quad b = \sqrt{\frac{1+N_*}{2}},$$

$$D_i = P_i \mu_i - \frac{\nu_*(1+\Lambda_*)}{\mu_i}, \quad P_i = \frac{1}{\mu_i^4 + 2N_* \mu_i^2 + 1} \left[ \frac{1+k_*}{Ah^2 \mu_i^2} - (0,4 + \Lambda_*) + \nu_*(1+\Lambda_*) \mu_i^2 \right].$$

Зусилля  $N_z^0$ ,  $N_\beta^0$  та згинальні моменти  $M_z^0$ ,  $M_\beta^0$  ( $\beta$  – колова координата) визначають за формулами [3]:

$$N_z^0 = -N, \quad N_\beta^0 = 2Eh \left( \frac{1}{R} w_0 - \alpha_t T \right) - \nu N,$$

$$M_z^0 = 2EhRm^{-2} \left( \frac{1}{R} \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} + \nu_* \alpha_t \Theta \right), \quad M_\beta^0 = -2EhRm^{-2} \left( \frac{\nu}{R} \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} + \nu_* \alpha_t \Theta \right). \quad (5)$$

Рівняння стійкості циліндричної оболонки, що враховують докритичне викривлення її твірної, мають вигляд [1]:

$$\Delta \Delta w + 2N_* \frac{\partial^2 w}{\partial \alpha^2} - \left( \frac{N_\beta^0}{2Eh} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial \beta^2} + m^2 \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 w_0}{\partial \alpha^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} \right) = 0,$$

$$\Delta \Delta \varphi - \frac{1}{m^2} \left( \frac{\partial^2 w}{\partial \alpha^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial^2 w_0}{\partial \alpha^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \beta^2} \right) = 0, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \frac{1}{m^2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2},$$

$w$  – прогин оболонки,  $\varphi$  – функція зусиль.

Зведемо задачу стійкості описаної оболонки до інтегрального рівняння. Прогин  $w$  і функцію зусиль  $\varphi$  подамо у вигляді:

$$w = \sum_n w_n(\alpha) \cos n\beta, \quad \varphi = \sum_n \varphi_n(\alpha) \cos n\beta.$$

Підставимо ці вирази у співвідношення (6). Тоді отримаємо:

$$\left[ \left( \frac{d^2}{d\alpha^2} - n_*^2 \right)^2 + 2N_* \frac{d^2}{d\alpha^2} + m^2 n_*^2 \left( \frac{N_\beta^0}{2Eh} \right) \right] w_n(\alpha) + m^2 \left[ \frac{d^2}{d\alpha^2} + m^2 n_*^2 \left( \frac{1}{R} \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} \right) \right] \varphi_n(\alpha) = 0,$$

$$\left( \frac{d^2}{d\alpha^2} - n_*^2 \right)^2 \varphi_n(\alpha) - \frac{1}{m^2} \left[ \frac{d^2}{d\alpha^2} + m^2 n_*^2 \left( \frac{1}{R} \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} \right) \right] w_n(\alpha) = 0, \quad (n_* = nm^{-1}). \quad (7)$$

Введемо нові функції:

$$w_n(\alpha) = \int_0^\infty G_w^n(\alpha, t) \mathcal{G}_n(t) dt, \quad \varphi_n(\alpha) = \int_0^\infty G_\varphi^n(\alpha, t) \mu_n(t) dt. \quad (8)$$

Тут  $G_w^n(\alpha, t)$  – функція Гріна крайової задачі

$$\left( \frac{d^2}{d\alpha^2} - n_*^2 \right)^2 w_n(\alpha) = 0, \quad w_n^{(2)}(0) = 0, w_n^{(3)}(0) = 0, \quad w_n(\infty) = 0, w_n^{(1)}(\infty) = 0.$$

$$G_w^n(\alpha, t) = \frac{1}{4n_*^3} \left\{ [1 - n_*(\alpha - t)] e^{n_*(\alpha - t)} + [7 - 5n_*t + 3n_*\alpha - 2n_*^2\alpha t] e^{-n_*(\alpha + t)} \right\}, \quad (0 \leq \alpha \leq t),$$

$$G_w^n(\alpha, t) = \frac{1}{4n_*^3} \left\{ [1 + n_*(\alpha - t)] e^{-n_*(\alpha - t)} + [7 - 5n_*t + 3n_*\alpha - 2n_*^2\alpha t] e^{-n_*(\alpha + t)} \right\}, \quad (t \leq \alpha \leq \infty)$$

$G_\varphi^n(\alpha, t)$  – функція Гріна крайової задачі

$$\left( \frac{d^2}{d\alpha^2} - n_*^2 \right)^2 \varphi_n(\alpha) = 0, \quad \varphi_n(0) = 0, \quad \varphi_n^{(1)}(0) = 0, \quad \varphi_n(\infty) = 0, \quad \varphi_n^{(1)}(\infty) = 0.$$

$$G_\varphi^n(\alpha, t) = \frac{1}{4n_*^3} \left\{ [1 - n_*(\alpha - t)] e^{n_*(\alpha - t)} + [1 + n_*(\alpha + t) + 2n_*^2\alpha t] e^{-n_*(\alpha + t)} \right\}, \quad (0 \leq \alpha \leq t),$$

$$G_\varphi^n(\alpha, t) = \frac{1}{4n_*^3} \left\{ [1 + n_*(\alpha - t)] e^{-n_*(\alpha - t)} + [1 + n_*(\alpha + t) + 2n_*^2\alpha t] e^{-n_*(\alpha + t)} \right\}, \quad (t \leq \alpha \leq \infty). \quad (10)$$

Підставивши вирази (9), (10) у співвідношення (7), отримаємо систему інтегральних рівнянь Фредгольма другого роду:

$$\mu(\alpha) = \frac{1}{m^2} \int_0^\infty \left[ \frac{d^2 G_w^n(\alpha, t)}{d\alpha^2} + m^2 n_*^2 \frac{1}{R} \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} G_w^n(\alpha, t) \right] \mathcal{G}_n(t) dt,$$

$$\mathcal{G}_n(\alpha) = \int_0^\infty \left\{ -2N_* \frac{d^2 G_w^n(\alpha, t)}{d\alpha^2} - m^2 n_*^2 \left( \frac{N_\beta^0}{2Eh} \right) G_w^n(\alpha, t) \right\} \mathcal{G}_n(t) -$$

$$- m^2 \left[ \frac{d^2 G_\varphi^n(\alpha, t)}{d\alpha^2} + m^2 n_*^2 \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} G_\varphi^n(\alpha, t) \right] \mu_n(t) \Big\} dt. \quad (11)$$

Виключаючи  $\mu_n$  із системи (11), одержимо:

$$\mathcal{G}_n(\alpha) = \int_0^\infty \left[ \sigma_t^2 K_2(\alpha, t) + \sigma_t K_1(\alpha, t) + K_0(\alpha, t) \right] \mathcal{G}_n(t) dt. \quad (12)$$

Тут

$$\sigma_t = m^2 n_*^2 \alpha_t Q_0 h^2 / \lambda,$$

$$K_2(\alpha, t) = \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} \int_0^\infty \frac{d^2 w_0}{d\eta^2} G_\varphi^n(\alpha, \eta) G_w^n(\eta, t) d\eta,$$

$$K_1(\alpha, t) = \frac{d^2 w_0}{d\alpha^2} \int_0^\infty G_\varphi^n(\alpha, \eta) \frac{d^2 G_w^n(\eta, t)}{d\eta^2} d\eta + \int_0^\infty \frac{d^2 w_0}{d\eta^2} \frac{d^2 G_\varphi^n(\alpha, \eta)}{d\alpha^2} G_w^n(\eta, t) d\eta + \frac{N_\beta^0}{2Eh} G_w^n(\alpha, t),$$

$$K_0(\alpha, t) = \int_0^\infty \frac{d^2 G_\varphi^n(\alpha, \eta)}{d\alpha^2} \frac{d^2 G_w^n(\eta, t)}{d\eta^2} d\eta + \frac{N_\beta^0}{2Eh} \frac{d^2 G_w^n(\alpha, t)}{d\alpha^2}.$$

Отже, задача стійкості оболонки зведена до інтегрального рівняння (12), власні числа якого визначають критичні значення оболонки. Особливістю цього інтегрального рівняння є те, що його ядро нелінійно залежить від спектрального параметра  $\sigma_t$ . Ефективні аналітичні методи визначення власних значень таких рівнянь у літературі не описано.

Критичні параметри досліджуваної системи визначались чисельно. Інтегральне рівняння зводилось до системи однорідних лінійних рівнянь заміною інтеграла скінченною сумою за формулою Сімпсона. Ця система має нетривіальний розв'язок, якщо її визначник дорівнює нулю. Корені цього визначника і будуть наближеними власними значеннями інтегрального рівняння (12).

Область інтегрування вибирали за результатами аналізу докритичного стану оболонки з визначенням збурень, викликаних локальністю нагрівання.

На рис. 1–2 подано деякі результати проведеного аналізу напружено-деформованого стану та стійкості циліндричної оболонки з наповнювачем за контактного зварювання залежно від значень величини  $\Lambda^*$  ( $\Lambda^* = 1$  – суцільна лінія;  $\Lambda^* = 5$  – пунктирна лінія), що характеризує співвідношення теплофізичних характеристик оболонки і наповнювача; значення інших параметрів приймали такими:  $Bi = 0.01$ ,  $k_* = 0.01$ ,  $\nu = 0.3$ .

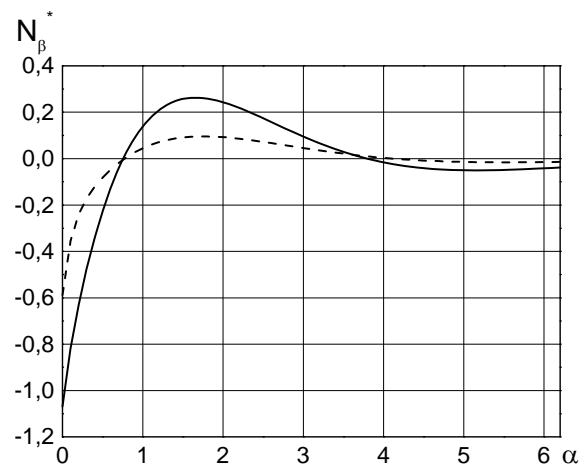


Рис. 1. Розподіл за осью координатою безрозмірних колових зусиль  $N_\beta^* = N_\beta^0 / (2Eh\alpha_t Q_0 h^2 / \lambda)$  при  $N_* = 0$

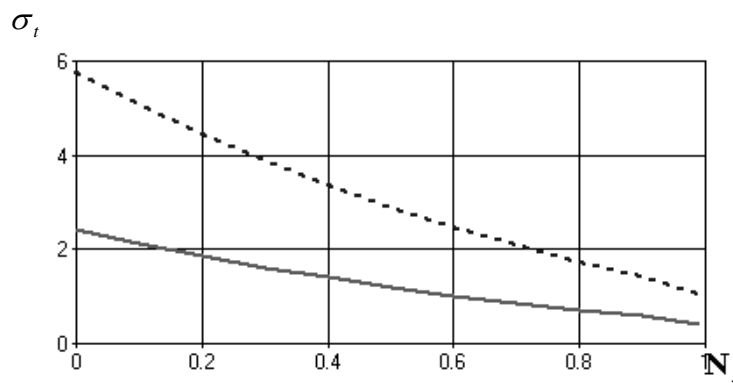


Рис. 2. Залежність критичних значень параметрів нагрівання від параметра осевого стиску

За результатами аналізу можна зробити висновок, що вибором наповнювача оболонки з відповідними теплофізичними характеристиками можна суттєво впливати на розподіл напружень у циліндричній оболонці та на величину її критичних параметрів під час контактного зварювання. Зокрема, збільшуючи теплопровідність наповнювача, можна зменшити колові стискувальні зусилля  $N_{\beta}$  (рис.1) і тим самим підвищити стійкість термопружної рівноваги оболонки (рис. 2).

1. Вольмир А.С. Устойчивость упругих систем. – М.: Физматгиз, 1963. – 984 с. 2. Григолюк Э.И., Кабанов В.В. Устойчивость оболочек. – М.: Наука, 1978. – 360 с. 3. Ильгамов М.А., Иванов В.А., Гулин В.В. Расчет оболочек с упругим наполнителем. – М.: Наука, 1987. – 260 с. 4. Огибалов П.М., Грибанов В.Ф. Термоустойчивость пластин и оболочек. – М.: Изд. МГУ, 1968. – 696 с. 5. Куришин Л.М. Об устойчивости при нагреве цилиндрической оболочки с холодными диафрагмами // Тепловые напряжения в элементах конструкций. Вып. 3. – К., – С. 211–219. 6. Мяченков В.И., Пахомова Л.А. Локальная устойчивость цилиндрических оболочек при нагреве // Механика твердого тела. – 1968. № 2. – С. 130–139. 7. Подстригач Я.С., Воробец Б.С., Чернуха Ю.А. Устойчивость сжатой цилиндрической оболочки с покрытием и наполнителем при локальном нагреве // Математические методы и физико-механические поля. – 1984. – Вып. 19. – С. 58–62. 8. Ламтика Р.В., Чернуха Ю.А. О теплопроводности облучаемых многослойных оболочек с наполнителем // Термомеханические процессы в кусочнооднородных элементах конструкций: Сб. научн. тр. – К., 1978. – С. 155–158.

УДК 621.873.01

А.М. Петренко

Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра опору матеріалів

## **ВПЛИВ ВЗАЄМНОГО РОЗТАШУВАННЯ ЕЛЕМЕНТІВ СТІЛИ КОЛІНЧАСТОГО ПІДІЙМАЛЬНОГО ПРИСТРОЮ НА КУТОВУ ЖОРСТКІСТЬ МЕХАНІЗМУ ПІДНІМАННЯ ВЕРХНЬОЇ СЕКЦІЇ**

© Петренко А. М., 2006

Досліджено вплив кута між осями секцій стріли колінчастого підіймального пристрою на зведену кутову жорсткість механізму підіймання верхньої секції. Формулу для визначення зведеної жорсткості одержано у вигляді добутку лінійної жорсткості гідроциліндра з трубопроводом і змінного коефіцієнта. Показано, що максимальне значення досліджуваного параметра може в декілька разів перевищувати його мінімальне значення, що істотно впливає на динаміку підіймального пристрою. Характер зміни зведеної жорсткості у процесі підіймання верхньої секції стріли суттєво залежить від розташування осей шарнірів, що з'єднують елементи підіймального механізму з секціями стріли.

**Influence of a corner between axes of sections boom of the elbow the elevating device on the resulted angular rigidity of the mechanism of rise of the top section is investigated. The formula for definition of the resulted rigidity it is received as product of linear rigidity of the hydrocylinder with the pipeline and variable factor. It is shown, that the maximal value of the researched parameter can in exceed some times its minimal value, that essentially influences dynamics of the elevating device. Character of change of the resulted rigidity during rise of the top section boom essentially depends from disposition axes of hinges to which help elements of the elevating mechanism with sections of the boom are connected.**

**Вступ.** У багатьох мобільних підіймально-транспортних пристроях, роботах-маніпуляторах, екскаваторах, бульдозерах, сільськогосподарських машинах тощо використовують стріли у вигляді