

5. ІНФОРМАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ ГАЛУЗІ

УДК 539.3

Проф. М.М. Стадник, д-р техн. наук;

доц. І.Я. Горбачевський, канд. техн. наук – НЛТУ України, м. Львів

ПРУЖНИЙ СТАН ТІЛА З ТУНЕЛЬНИМ ВКЛЮЧЕННЯМ ПРОФІЛЮ ВЕКУА

За допомогою методу стрибків напружень та зміщень на тонкому пружному включенні розв'язано в аналітичному вигляді задачу про концентрацію напружень в безмежному тілі з циліндричним включенням профілю крила кінцевого розмаху. Досліджено вплив кривини контуру у торцевій частині включення та його механічних характеристик на напружено-деформований стан тіла.

Ключові слова: тонке тунельне включення, стрибки напружень та переміщень, концентрація напружень у тілі.

Тонкостінне включення, тобто таке, один з розмірів якого є малим порівняно з іншими, є поширеним дефектом або підкріплювальним чинником у матеріалах та елементах конструкцій. Відомо, що біля країв такої неоднорідності концентруються напруження, які залежать від профілю включення, тобто заокругленості у торцевих точках перерізу. У роботі розглянуто випадок пружного тунельного включення в тілі, переріз якого має форму крила кінцевого розмаху [1], що може описувати весь спектр кривих від еліптичних до гострокінцевих.

Постановка задачі. Нехай безмежне ізотропне пружне тіло містить циліндричне включення, пружні характеристики якого можуть змінюватися в діапазоні від отвору до абсолютно жорсткого елемента. Нехай поперечний переріз включення в прямокутній декартовій системі координат $Oxyz$, початок якої збігається з центром профілю, а циліндрична вісь – з віссю Oy , обмежується кривою [1]:

$$z = \pm h(x) = \pm \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{1 + \nu x^2 / a^2}{1 + m x^2 / a^2} \cdot \sqrt{a^2 - x^2}, |x| \leq a. \quad (1)$$

Тут $\lambda = a/c$, a і c – півосі, $a \gg c$, $m > -1$, $\nu \geq -1$, а радіус заокруглення ρ у вершині включення $\rho = a(1 + \nu)^2 / [\lambda(1 + m)]^2$. Кривою (1) описано різні конфігурації профілів включення розміром $2a \times 2c$, зокрема: овальний, еліптичний ($\nu = m$), прямокутний із заокругленими кутами чи гострокінцевий з точками звороту I-го роду $(\pm a, 0)$. За допомогою математичного аналізу кривої (1) встановлено, що при $\nu > m$ її форма описується навколо еліпса з півосями a, c , а при $\nu < m$, навпаки, вписується у нього. Крім того, при $\nu > 0,5 + m$ контур перерізу включення (1) набуває гантелеподібної форми.

Припускаємо, що жорсткість включення є довільною ($0 \leq \varepsilon = G_1 / G < \infty$, G, G_1 – відповідно модулі зсуву матеріалів матриці та

включення). Нехай до тіла на нескінченності прикладені рівномірно розподілені взаємно перпендикулярні розтягальні зусилля p і q так, що між напрямком сил p і віссю Ox утворюється кут ϕ . Крім того, тіло піддається рівномірному нагріву (охолодженню) від температури T_1 до T_2 ($T_2 - T_1 = \Delta T$). В однорідному тілі виникнуть тензор напружень σ^0 та вектор переміщень $\vec{u}^0$, компоненти яких задовольняють таким рівностям:

$$\begin{aligned} [u_x^0]^* &= \frac{p}{2G}(1-\eta)h(x)\sin 2\phi; (u_x^0)^* = \frac{px}{2G}[(1-2\mu)(1+\eta) + (1-\eta)\cos 2\phi] + 2(1+\mu)\alpha x \Delta T; \\ [u_z^0]^* &= \frac{ph(x)}{2G}[(1-2\mu)(1+\eta) - (1-\eta)\cos 2\phi] + 2(1+\mu)\alpha h(x)\Delta T; \\ (\mu_z^0)^* &= \frac{p}{2G}(1-\eta)x\sin 2\phi; (\sigma_{zz}^0)^* = p[1+\eta - (1-\eta)\cos 2\phi]; \\ (\sigma_{xx}^0)^* &= p[1+\eta + (1-\eta)\cos 2\phi]; (\sigma_{zx}^0)^* = p(1-\eta)\sin 2\phi. \end{aligned} \quad (2)$$

Тут α – коефіцієнт теплового розширення матриці; $\eta = q/p$; μ – коефіцієнт Пуассона для матеріалу тіла (матриці). Потрібно визначити концентрацію напружень у тілі біля включення й напруження у ньому.

Побудова розв'язку. Скористаємося відомими [2] співвідношеннями моделі тонкого пружного включення у тілі, відтак отримаємо дві системи по два інтегродиференціальних рівнянь типу Прантля з ядрами Коші:

$$\begin{aligned} B_{11} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{u}_z]^*}{t-x} dt + B_{12} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{\sigma}_{zx}]^*}{t-x} dt + \frac{B_{13}}{h(x)} \int_{-a}^x [\tilde{\sigma}_{zx}]^* dt &= -M_1 + A_1; \\ B_{21} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{u}_z]^*}{t-x} dt + B_{22} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{\sigma}_{zx}]^*}{t-x} dt - B_{23} \frac{[\tilde{u}_z]^*}{h(x)} &= -M_2; \\ B_{31} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{u}_x]^*}{t-x} dt + B_{32} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{\sigma}_{zz}]^*}{t-x} dt + \frac{B_{33}}{h(x)} \int_{-a}^x [\tilde{\sigma}_{zz}]^* dt + \frac{[\tilde{u}_x]^*}{h(x)} &= -M_3 + A_3; \\ B_{41} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{u}_x]^*}{t-x} dt + B_{42} \int_{-a}^a \frac{[\tilde{\sigma}_{zz}]^*}{t-x} dt - \frac{[\tilde{u}_x]^*}{h(x)} &= -M_4, |x| \leq a, z=0, \end{aligned} \quad (3)$$

відносно похідних від збурених стрибків зміщень $[\tilde{u}_z]^*$, $[\tilde{u}_x]^*$ та напружень $[\tilde{\sigma}_{zx}]^*$, $[\tilde{\sigma}_{zz}]^*$ береги прямолінійної тріщини $z = \pm 0$ довжиною $2a$, на яких діють напруження, знесені з поверхонь включень $z = \pm h(x)$.

Тут A_1, A_3 – довільні сталі, які підлягають визначенню. Крім того, $\kappa = 3 - 4\mu$ – для плоскої деформації та $\kappa = (3 - \mu)/(1 + \mu)$ – для узагальненого плоского напруженого стану.

$$\begin{aligned} B_{11} &= \frac{G\mu_1 + G_1(1-2\mu)}{\pi G_1(1-\mu)(1-\mu_1)}; B_{12} = \frac{G\mu_1(1-2\mu) - G_1\kappa}{2\pi G G_1(1-\mu)(1-\mu_1)}; B_{13} = B_{33} = \frac{1}{G_1}; \\ B_{21} &= \frac{G(1-2\mu_1) - G_1\mu_1(1-2\mu)}{\pi G_1(1-\mu)(1-2\mu_1)}; B_{22} = \frac{G(1-2\mu)(1-2\mu_1) + \mu_1 G_1\kappa}{2\pi G G_1(1-\mu)(1-2\mu_1)}; B_{23} = \frac{2(1-\mu_1)}{(1-2\mu_1)}; \end{aligned}$$

$$B_{31} = -\frac{(1-2\mu)}{2\pi(1-\mu)}; \quad B_{32} = -\frac{\kappa}{4\pi G(1-\mu)}; \quad B_{41} = \frac{2G+G_1(1-2\mu)}{2\pi G_1(1-\mu)}; \quad B_{42} = \frac{G_1\kappa-2G(1-2\mu)}{4\pi G G_1(1-\mu)};$$

$$M_1 = \frac{2}{(1-\mu_1)} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (u_x^0)^* + \frac{\mu_1}{G_1(1-\mu_1)} \cdot (\sigma_{zz}^0)^* + \frac{1}{G_1 h(x)} \int_{-a}^x [\sigma_{zx}^0]_* dt - 4\alpha_1 \frac{(1+\mu_1)}{(1-\mu_1)} \Delta T;$$

$$M_2 = \frac{(\sigma_{zz}^0)^*}{G_1} - \frac{2\mu_1}{1-2\mu_1} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (u_x^0)^* - \frac{2(1-\mu_1)}{1-2\mu_1} \cdot \frac{[u_z^0]_*}{h(x)} + 4\alpha_1 \frac{1+\mu_1}{1-2\mu_1} \Delta T;$$

$$M_3 = \frac{\partial}{\partial x} (u_z^0)^* + \frac{[u_x^0]_*}{h(x)} + \frac{1}{G_1 h(x)} \int_{-a}^x [\sigma_{zz}^0]_* dt; \quad M_4 = \frac{(\sigma_{zx}^0)^*}{G_1} - \frac{[u_x^0]_*}{h(x)} - \frac{\partial}{\partial x} (u_z^0)^*, \quad (4)$$

а μ_1 – коефіцієнт Пуассона матеріалу включення; α_1 – коефіцієнт його теплового розширення.

Користуючись підходом [1] до розв'язання одного інтегро-диференціального рівняння типу Прандтля, шукаємо [2] розв'язок системи рівнянь (3) у такому вигляді:

$$[\tilde{u}_z]_* = H_1 \Phi(k_1, x); \quad [\tilde{\sigma}_{zx}]_* = H_2 \frac{d}{dx} \Phi(k_2, x); \quad |x| \leq a,$$

$$[\tilde{u}_x]_* = H_3 \Phi(k_3, x); \quad [\tilde{\sigma}_{zz}]_* = H_4 \frac{d}{dx} \Phi(k_4, x); \quad |x| \leq a, \quad (5)$$

$$\text{де: } \Phi(k_i, x) = \gamma(k_i, x) + \frac{k_i(\nu-m) \int_{-a}^a \frac{\gamma(k_i, \sigma)}{a^2 + \nu\sigma^2} d\sigma}{1 - k_i(\nu-m) \int_{-a}^a \frac{f(k_i, \sigma)}{a^2 + \nu\sigma^2} d\sigma} f(k_i, x);$$

$$\gamma(k_i, x) = \gamma_0(k_i, x) - \gamma_0(k_i, a) \frac{\cos \omega(k_i, x)}{\cos \omega(k_i, a)};$$

$$\gamma_0(k_i, x) = \int_0^x \left\{ \sin[\omega(k_i, t) - \omega(k_i, x)] + \frac{t}{\sqrt{a^2 - t^2}} \cos[\omega(k_i, t) - \omega(k_i, x)] \right\} dt;$$

$$f(k_i, x) = \frac{1}{\pi} \int_0^x \frac{t \cos[\omega(k_i, t) - \omega(k_i, x)]}{(1 - \nu t^2 / a^2) \sqrt{a^2 - t^2}} dt - \frac{\cos \omega(k_i, x)}{\pi \cos \omega(k_i, a)} \int_0^a \frac{t \cos[\omega(k_i, t) - \omega(k_i, a)]}{(1 - \nu t^2 / a^2) \sqrt{a^2 - t^2}} dt$$

$$\omega(k_i, x) = \frac{k_i}{\lambda} \int_0^x \frac{dt}{h(t)}; \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad H_1 = -\frac{\pi G_1(1-2\mu_1)}{2(1-\mu)(1-\mu_1)} [B_{22}(M_1 - A_1) - B_{12}M_2];$$

$$H_2 = \frac{\pi G_1(1-2\mu_1)}{2(1-\mu)(1-\mu_1)} [B_{21}(M_1 - A_1) - B_{11}M_2]; \quad H_3 = -M_4 \frac{(1-2\mu)}{2(1-\mu)}; \quad H_4 = -\frac{GM_4}{(1-\mu)};$$

$$k_1 = \lambda \frac{H_1 [\lambda B_{13} B_{23} - \pi (B_{12} B_{23} - B_{21} B_{13})] + B_{13} M_2}{(\pi B_{12} - \lambda B_{13}) M_2 - \pi B_{22} (M_1 - A_1)};$$

$$k_2 = -\lambda \frac{H_2 [\lambda B_{13} B_{23} - \pi (B_{12} B_{23} - B_{21} B_{13})] - B_{23} (M_1 - A_1)}{\pi B_{11} M_2 - (\pi B_{21} + \lambda B_{23}) \cdot (M_1 - A_1)};$$

$$k_3 = -2\lambda \frac{H_3 [\lambda (1-\mu) + (G + (1-2\mu)G_1)/G_1] + (1-\mu)M_4}{M_4((1-2\mu) + 2\lambda(1-\mu))};$$

$$k_4 = -\lambda \frac{H_4 [\lambda (1-\mu) + (G + (1-2\mu)G_1)/G_1]}{M_4 G}; \quad (6)$$

$$M_1 = \frac{P}{G G_1(1-\mu_1)} \left[(1+\eta)((1-2\mu)G_1 + \mu_1 G) + (1-\eta)(G_1 - \mu_1 G) \cos 2\phi \right] +$$

$$+ 4 \frac{\Delta T}{(1-\mu_1)} ((1+\mu)\alpha - (1+\mu_1)\alpha_1);$$

$$M_2 = \frac{P}{G G_1(1-2\mu_1)} \left[(1+\eta)((1-2\mu_1)G - (1-2\mu)G_1) + (1-2\mu_1)(1-\eta)(G_1 - G) \cos 2\phi \right] -$$

$$- 4 \frac{\Delta T}{(1-2\mu_1)} ((1+\mu)\alpha - (1+\mu_1)\alpha_1);$$

$$M_3 = \frac{P}{G} (1-\eta) \sin 2\phi; \quad M_4 = \frac{P}{G G_1} (1-\eta) (G - G_1) \sin 2\phi.$$

Константи A_1 і A_3 , що входять у (3), містять стрибки напружень $[\sigma_{zx}^0]_*$ та $[\sigma_{zz}^0]_*$ і вибирають так, щоб задовольнити часткові випадки задачі:

а) для однорідного тіла ($G_1 = G$, $\mu_1 = \mu$, $\alpha_1 = \alpha$)

$$[\tilde{u}_z]_* = [\tilde{\sigma}_{zx}]_* = 0, \quad [\tilde{u}_x]_* = [\tilde{\sigma}_{zz}]_* = 0; \quad (7)$$

б) для порожнини ($G_1 = 0$)

$$[\sigma_{zx}]_* = [\tilde{\sigma}_{zx}]_* + [\sigma_{zx}^0]_* = 0, \quad [\sigma_{zz}]_* = [\tilde{\sigma}_{zz}]_* + [\sigma_{zz}^0]_* = 0; \quad (8)$$

в) для абсолютно жорсткого включення ($G_1 \rightarrow \infty$, $\alpha_1 = 0$)

$$[u_z]_* = [\tilde{u}_z]_* + [u_z^0]_* = 0, \quad [u_x]_* = [\tilde{u}_x]_* + [u_x^0]_* = 0. \quad (9)$$

Знаходимо, що

$$A_1 = \frac{P}{G_1} (1+\eta + (1-\eta) \cos 2\phi); \quad A_3 = \frac{P}{G_1} (1-\eta) \sin 2\phi. \quad (10)$$

Зауважимо, що у виразах (6) для H_3 значення величини A_3 вже враховане.

Якщо стрибки напружень $[\tilde{\sigma}_{zx}]_*$ і $[\tilde{\sigma}_{zz}]_*$ та переміщень $[\tilde{u}_x]_*$, $[\tilde{u}_z]_*$ знайдено, то, використовуючи залежності [3] між коефіцієнтами інтенсивності напружень (КІН) K_I і K_{II} та концентрацією напружень у тілі, можна одержати замкнений аналітичний розв'язок задачі:

$$K_I = - \lim_{x \rightarrow a-0} \sqrt{2\pi(a-x)} \left[\frac{G H_1}{2(1-\mu)} \cdot \frac{d}{dx} \Phi(k_1, x) + \frac{(1-2\mu) H_2}{4(1-\mu)} \cdot \frac{d}{dx} \Phi(k_2, x) \right];$$

$$\sigma_{xx}(x) = \frac{P}{2} (1+\eta + (1-\eta) \cos 2\phi) - \frac{H_2 \Phi(k_2, x)}{2h(x)}; \quad |x| \leq a,$$

$$\sigma_{zz}(x) = \frac{P}{2} (1+\eta - (1-\eta) \cos 2\phi) - \frac{G_1 \mu_1}{2(1-\mu_1)} \cdot \left[M_1 - A_1 + B_{13} H_2 \frac{\Phi(k_2, x)}{h(x)} \right].$$

$$-\frac{G_1(1-2\mu_1)}{2(1-\mu_1)^2} \left[M_2 - B_{23}H_1 \frac{\Phi(k_1, x)}{h(x)} \right]; |x| \leq a,$$

$$\sigma_{zz}|_{x=a+0} = \frac{2K_I}{\sqrt{\pi\rho}} + \tilde{\sigma}_{xx}(a) + \frac{p}{2}(1+\eta - (1-\eta)\cos 2\varphi); \quad (11)$$

$$K_{II} = - \lim_{x \rightarrow a-0} \sqrt{2\pi(a-x)} \left[\frac{GH_3}{2(1-\mu)} \cdot \frac{d}{dx} \Phi(k_3, x) - \frac{(1-2\mu)H_4}{4(1-\mu)} \cdot \frac{d}{dx} \Phi(k_4, x) \right];$$

$$\sigma_{zx}(x) = \frac{p}{2}(1-\eta)\sin 2\varphi - H_4 \frac{\Phi(k_4, x)}{2h(x)}; |x| \leq a, \quad \sigma_{zx}|_{x=a-0} = \sigma_{zx}|_{x=a+0}. \quad (12)$$

Аналіз розв'язку та висновки. За формулами (11) – (12) досліджено вплив форми поперечного перерізу включення та його жорсткості на локальний напружено-деформований стан матеріалу та напруження у включенні у випадку плоскої деформації, коли $\Delta T = 0$, $\varphi = \pi/2$, $\eta = 0$. Характер залежності проілюстровано (рис. 1–6). Зокрема показано, що серед множини можливих гладких контурів включення, що задаються формулою (1) і мають однакові величини радіуса кривини ρ у вершинах $(\pm a, 0)$ ті їх форми, що описуються навколо "еквівалентного" (в сенсі рівності радіусів кривини у вершині) еліпса, призводять до виникнення більшої, а вписані, навпаки, меншої, ніж біля еліпса, концентрації напружень (рис. 1) залежно від жорсткості включення. Як видно, геометрія контуру перерізу включення істотно (залежно від параметрів ν і m) впливає на величину концентрації напружень біля вершин пружного дефекту. Отже, змінюючи форму включення за допомогою параметрів ν і m , можна при незмінному ρ зменшити величину концентрації напружень у матеріалі порівняно з випадком "еквівалентного" еліптичного включення. Якщо ж розглядати "співосні" (в сенсі рівності півосей) форми включень з різними радіусами заокруглення їх вершин (рис. 2), то спостерігаємо зворотний ефект, тобто еліптична форма включення ($\nu = m$) спричинює у матеріалі більшу концентрацію напружень, ніж описана овальна ($\nu > m$). Як видно з рисунка, при $\varepsilon = 0.1$, $\lambda = 10$, $\sigma_{zz}|_{\nu=-0.5}$ перевищує значення $\sigma_{zz}|_{\nu=+0.5}$ більше, ніж на 60 %, а при $\varepsilon = 10$ і такому ж значенні λ їх співвідношення приблизно дорівнює 2.5 (точки порівняння відзначені квадратиками).

Отже, аналіз профілів тунельних включень за їх розмірами ("співосні") або за радіусом кривини у вершинах ("еквівалентні") залежно від відносної жорсткості включення дає змогу підбирати найбільш оптимальну форму геометрії дефекту з погляду концентрації напружень у матеріалі, що створює теоретичну основу для формування композицій із заданими властивостями.

Аналіз напружень σ_{xx} та σ_{zz} (рис. 3 – рис. 6) показує, що напруження у включенні, поперечний переріз якого обмежений кривою (1), є неоднорідними і досягають максимуму у точках $(0, \pm c)$ при $G_1 \leq G$ для вписаних у "еквівалентний" еліпс або описаних навколо "співосного" еліпса конфігурацій дефекту. У випадку ж включень, форма яких, навпаки, описується навколо "еквівалентного" еліпса або вписується у "співосний" еліпс, найбільші напруження σ_{zz} виникають у точках $(\pm a, 0)$.

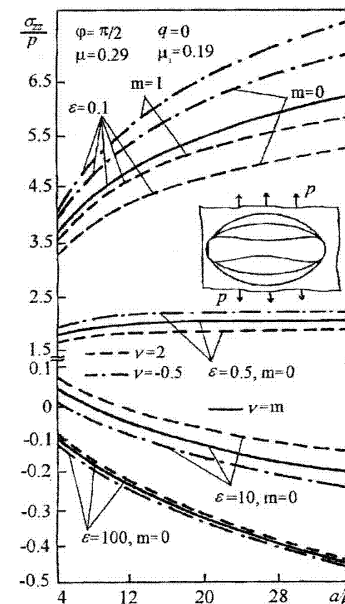


Рис. 1. Концентрація напружень у тілі біля вершин "еквівалентних" включень профілю (1)

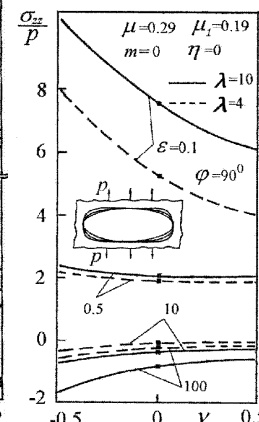


Рис. 2. Концентрація напружень у тілі біля вершин "співосних" включень профілю (1)

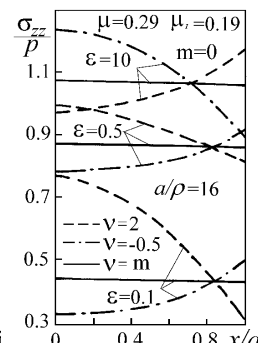


Рис. 3. Напруження включення профілю (1)

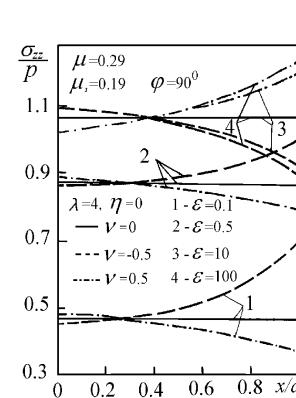


Рис. 4. Напруження включення профілю (1)

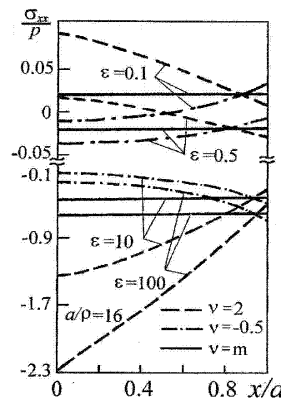


Рис. 5. Напруження включення форми (1) як функція параметрів ν та ε

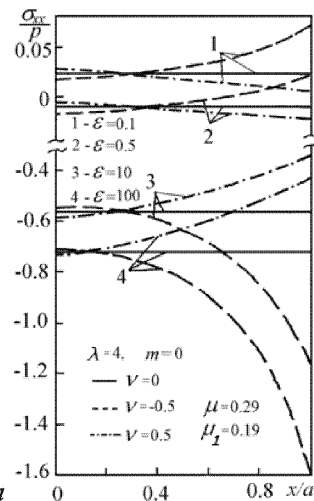


Рис. 6. Напруження включення форми (1) як функція

Якщо $G_1 > G$, то залежність обернена. Отже, залежно від форми включення та механічних властивостей матеріалів тіла і включення, локальне руйнування композиції може розпочатися як у матриці біля вершин включення, так і в точках $(0, \pm c)$ та $(\pm a, 0)$ у включенні.

Зауважимо, що у праці [4] одержано чисельний розв'язок і досліджено вплив форми тонкостінного включення іншої конфігурації у пластині на КІН.

Література

1. Векуа И.Н. Об одном интегро-дифференциальном уравнении Прандтля / И.Н. Векуа // Прикладная механика. – 1945. – Т. 9, № 2. – С. 143-150.
2. Стадник М.М. Метод розв'язування тривимірних термопружних задач для тіл з тонкими включеннями / М.М. Стадник // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 1994. – Т. 30, № 6. – С. 30-40.
3. Stadnyk M.M. A limit equilibrium of an infinite body with a complex form thin cylindrical elastic inclusion / M.M. Stadnyk, I.Ya. Gorbachevskiy // Proc. Int. Conf. "Strength, Durability and Stability of Materials and Structures" (Kaunas, Sept. 18-20, 1996). – Kaunas, 1996. – P. 152-157.
4. Сулим Г.Т. Влияние формы тонкостенного включения на концентрацию напряжений в пластине / Г.Т. Сулим // Физико-химическая механика материалов. – 1981. – Т. 17, № 3. – С. 64-68.

Стадник М.М., Горбачевский И.Я. Упругое состояние тела с туннельным включением профиля Векуа

С помощью метода скачков напряжений и смещений на тонком упругом включении получено аналитическое решение задачи о концентрации напряжений в неограниченном теле с цилиндрическим включением профиля крыла конечного размаха. Исследовано влияние кривизны контура в торцевой части включения и его механических характеристик на напряжённо-деформированное состояние тела.

Ключевые слова: тонкое туннельное включение, скачки напряжений и смещений, концентрация напряжений в теле.

Stadnyk M.M., Horbachevskyy I.Ya. An Elastic state of a body with the tunnel Vekua profile inclusion

An analytical solution of the stress concentration problem for an infinite body with thin elastic tunnel inclusion having the contour type wing of finite span is obtained due to using the method of stresses and displacements jumps. The influence of contour curvature in the end of inclusion and its mechanical characteristics on stress-strain state of the body.

Keywords: thin tunnel inclusion, stresses and displacements jumps, stress concentration in a body.

УДК 674.047

Проф. І.М. Озарків, д-р техн. наук;
доц. І.А. Соколовський, канд. техн. наук;

доц. М.С. Кобринович, канд. фіз.-мат. наук – НЛТУ України, м. Львів

ОСОБЛИВОСТІ РОЗРАХУНКУ РЕГЕНЕРАТИВНИХ ТЕПЛООБМІННИКІВ

Проведено аналіз сучасних теплообмінників з метою покращення регенеративної функції рекуперативних апаратів. Розкрито їхні особливості. Наведено методику розрахунку теплорекуперативних теплообмінників. Показано шляхи визначення коефіцієнтів тепловіддачі цих апаратів. Описано особливості розміщення таких систем та їх недоліки.

Вступ. Відомо, що відпрацьовані агенти сушіння (вологе атмосферне повітря, водяна пара) видаляються через витяжні канали сушильних камер в навколишнє середовище, несучи з собою велику кількість теплоти. Тому для зменшення енергоспоживання на сушіння теплопродукції та збереження екологічного стану довкілля слід використовувати регенерацію тепла відпрацьованого сушильного агента.

Зокрема, відпрацьоване повітря можна використовувати для підігрівання свіжого повітря, що подається для регулювання відносної вологості повітря в камері. Доцільність використання теплових викидів буде визначатися їх кількісним виходом, температурою та вологовмістом повітря. Зауважимо, що під час сушіння одних і тих же самих пиломатеріалів м'яким або нормальним режимом витрати пароповітряної суміші по трактах припливно-витяжних каналів відрізняються більше, ніж у три рази.

Підігрівання свіжого атмосферного повітря за рахунок тепла відпрацьованого повітря в сучасних сушильних камерах здійснюється в рекуперативних (регенеративних) апаратах. Більшість із них представляють собою теплообмінні апарати поверхневого типу, коли тепло передається через стінку, яка розділяє два газові потоки (свіжого і відпрацьованого повітря), за схемою перехресного або протитечійного протікання теплоносія і холодильного агента (свіжого повітря).

Повітряний рекуперативний теплообмінник [1] – це насадка, що складається із щільних каналів, утворених суміжними тонкими металевими листами. Одну частину теплообмінника розташовують у потоці відпрацьованого повітря, а другу – в холодному потоці свіжого атмосферного потоку. Таким чином, перенесення теплоти в такому теплообміннику здійснюється завдяки температурному перепаду в двох частинах теплообмінника, що розділені між собою саме герметичною перегородкою.

В окремих випадках для інтенсифікації теплообміну зовнішня поверхня труб має ребра, що збільшує ККД таких систем рекуперації до 60...70 %. У випадку розташування припливно-витяжних каналів на певній віддалі один від другого використовують рекуперативні апарати із проміжковим теплоносієм. Така система представляє собою газорідні теплообмінники, що встановлені в потоках відпрацьованого та свіжого повітря. Недоліком такої системи рекуперації є необхідність додаткового використання носіїв для подачі рідини, що циркулює між теплообмінниками.

У реальних умовах поверхня теплообміну рекуперативних теплообмінників має кінцеві розміри, а це значить, що мають місце теплові втрати. Крім того, в цьому випадку не спостерігається повного використання початкового перепаду температур. Ступінь ефективності таких рекуперативних теплообмінників становить 0,40...0,70. Зазначимо, що ефективність роботи рекуператорів підвищується, коли, крім передачі явного тепла, здійснюється перенесення прихованого тепла, наприклад перегрітої пари.

Використання рекуперативних апаратів, як показала практика, в камерах безперервної дії дає змогу зекономити до 20...25 % теплової енергії від загального теплоспоживання. Економія теплоти за рахунок рекуперації в ка-