

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕПЛООВОГО СТАНУ П'ЯТИШАРОВОЇ ПОРОЖНИСТОЇ КУЛІ ЗА КОНВЕКТИВНО-ПРОМЕНЕВОГО ТЕПЛООБМІНУ З ДОВКІЛЛЯМ

Отримано точні аналітичні вирази розподілу температурного поля у п'ятишаровій термочутливій порожнистій кулі в межах моделі стаціонарної нелінійної задачі теплопровідності зі залежними від температури коефіцієнтами теплопровідності та теплообміну. В другому та четвертому шарах є джерела тепла. На внутрішній поверхні кулі підтримується стала температура, а через зовнішню – відбувається конвективно-променевий теплообмін із навколишнім середовищем. Між сусідніми шарами виконуються умови ідеального теплового контакту. Досліджено вплив залежності від температури теплових характеристик матеріалів шарів на розподіл температурного поля.

Розвиток технології виготовлення і застосування композитних, зокрема шаруватих, матеріалів, які працюють у конструкціях, що експлуатують або виготовляють у широких діапазонах температур, вказує на необхідність розробки ефективних методів розрахунку теплового стану багат шарових тіл сферичної форми з урахуванням залежностей їх фізико-механічних характеристик (термочутливості матеріалу) та умов теплообміну від температури [2, 6]. Особливо важливе значення мають аналітичні розв'язки для тестової перевірки достовірності суто числових методів, які придатні для розв'язання обернених задач теплопровідності, моделювання процесу нагрівання багат шарових тіл. У цій праці розвинута методика розв'язування задач теплопровідності зі складними умовами теплообміну для п'ятишарової кулі з внутрішніми джерелами тепла, які зведено до розв'язування нелінійних задач теплопровідності із нелінійними умовами теплообміну з довкіллям [3–5, 7].

Формулювання математичної моделі для визначення усталеного розподілу температури. Розглянемо порожнисту кулю, яка складається із п'яти шарів, виготовлених з різних матеріалів, із внутрішнім $r = r_1$ та зовнішнім $r = r_6$ радіусами відповідно. На поверхні $r = r_1$ підтримується стала температура t_{in} , а через зовнішню $r = r_6$ шляхом конвективно-променевого теплообміну куля обмінюється теплом зі середовищем сталих температур t_{out} . Між сусідніми шарами виконуються умови ідеального теплового контакту (рівність температур і теплових потоків). Куля нагрівається розташованими у другому і четвертому шарах джерелами тепла.

Математична модель для задачі теплопровідності кулі містить:

- рівняння теплопровідності

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \lambda_t^{(j)}(t^{(j)}) \frac{dt^{(j)}}{dr} \right) = -W^{(j)}(r) (\delta_{2j} + \delta_{4j}), \quad j = \overline{1,5}; \quad (1)$$

- умови контакту сусідніх шарів

$$t^{(j)} \Big|_{r=r_{j+1}} = t^{(j+1)} \Big|_{r=r_{j+1}}, \quad \lambda_t^{(j)}(t^{(j)}) \frac{dt^{(j)}}{dr} \Big|_{r=r_{j+1}} = \lambda_t^{(j+1)}(t^{(j+1)}) \frac{dt^{(j+1)}}{dr} \Big|_{r=r_{j+1}}, \quad j = \overline{1,4}; \quad (2)$$

- умови на обмежувальних поверхнях кулі

$$t^{(1)} \Big|_{r=r_1} = t_{in}, \quad (3)$$

$$\left[\lambda_t^{(5)}(t^{(5)}) \frac{dt^{(5)}}{dr} + \alpha_5 (t^{(5)}) (t^{(5)} - t_{out}) + \sigma \varepsilon (t^{(5)}) \left[(t^{(5)})^4 - t_{out}^4 \right] \right] \Big|_{r=r_6} = 0. \quad (4)$$

У рівняннях (1)–(4) $t^{(j)}$, $\lambda_t(t^{(j)})$ – абсолютна температура та залежний від неї коефіцієнт теплопровідності j -го шару відповідно; $\alpha_5(t^{(5)})$ – залежний від температури коефіцієнт теплообміну через поверхню $r = r_6$; $\varepsilon(t^{(5)})$ – ступінь чорноти цієї поверхні; σ – стала Стефана–Больцмана; $W^{(j)}(r)$ – густина розподілу джерел тепла в j -му шарі; $\delta_{kj} = \begin{cases} 1, & j = k, \\ 0, & j \neq k, \end{cases}$ – символ Кронекера.

Для зручності подальших викладок введемо температурну $T^{(j)} = t^{(j)}/t_0$ та координатну $\rho = r/l_0$ змінні, де t_0 – відлікова температура, l_0 – характерний розмір. Подамо коефіцієнти теплопровідності складових кулі у вигляді $\lambda_t^{(j)}(t^{(j)}) = \lambda_{t_0}^{(j)} \lambda_*^{(j)}(T^{(j)})$, де множники з індексом «0» – сталі величини з розмірністю коефіцієнта теплопровідності, а з індексом «*» – безрозмірні функції, які описують залежності коефіцієнтів теплопровідності матеріалів шарів від введених температурних змінних $T^{(j)}$. Коефіцієнт теплообміну і ступінь чорноти на поверхні $r = r_6$ подамо у вигляді $\alpha_5(t^{(5)}) = \alpha_{50} \alpha_5^*(T^{(5)})$ і $\varepsilon(t^{(5)}) = \varepsilon_0 \varepsilon^*(T^{(5)})$ відповідно.

Нехай коефіцієнти теплопровідності шарів задані у діапазоні температур $[t_p, t_k]$. Тоді їх лінійну апроксимацію запишемо так:

$$\lambda_t^{(j)}(t^{(j)}) = \lambda_{t_0}^{(j)} [1 + k^{(j)}(T^{(j)} - T_p)], \quad (5)$$

де $\lambda_{t_0}^{(j)}$ – значення коефіцієнтів теплопровідності матеріалів шарів за температури $T_p = t_p/t_0$ з діапазону їх задання $[T_p, T_k]$, $T_k = t_k/t_0$.

Густина розподілу джерел тепла

$$W^{(j)}(r) = W_0^{(j)} w_*^{(j)}(\rho), \quad (6)$$

де $w_*^{(j)}(\rho)$ – безрозмірна функція, яка описує просторовий розподіл.

У введених нових змінних математична модель (1)–(4) набуде вигляду

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{d}{d\rho} \left(\rho^2 \lambda_*^{(j)}(T^{(j)}) \frac{dT^{(j)}}{d\rho} \right) = -\text{Po}^{(j)} w_*^{(j)}(\rho) (\delta_{2j} + \delta_{4j}), \quad j = \overline{1, 5}, \quad (7)$$

$$T^{(j)} \Big|_{\rho=\rho_{j+1}} = T^{(j+1)} \Big|_{\rho=\rho_{j+1}},$$

$$\frac{\lambda_{t_0}^{(j)}}{\lambda_{t_0}^{(j+1)}} \lambda_*^{(j)}(T^{(j)}) \frac{dT^{(j)}}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_{j+1}} = \lambda_*^{(j+1)}(T^{(j+1)}) \frac{dT^{(j+1)}}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_{j+1}}, \quad j = \overline{1, 4}, \quad (8)$$

$$T^{(1)} \Big|_{\rho=\rho_1} = T_{\text{in}}, \quad (9)$$

$$\left[\lambda_*^{(5)}(T^{(5)}) \frac{dT^{(5)}}{d\rho} + \text{Bi}^{(5)} \alpha_5^*(T^{(5)}) (T^{(5)} - T_{\text{out}}) + \text{Sk}^{(5)} \varepsilon^*(T^{(5)}) \left((T^{(5)})^4 - T_{\text{out}}^4 \right) \right] \Big|_{\rho=\rho_6} = 0, \quad (10)$$

$$\text{де } \rho_j = r_j/l_0; \quad T_{\text{in}} = t_{\text{in}}/t_0; \quad T_{\text{out}} = t_{\text{out}}/t_0; \quad \text{Po}^{(i)} = \frac{w_0^{(i)} l_0^2}{t_0 \lambda_{t_0}^{(i)}}, \quad i = 2, 4, \quad \text{Bi}^{(5)} = \frac{\alpha_{50} l_0}{\lambda_{t_0}^{(5)}},$$

$$\text{Sk}^{(5)} = \frac{\sigma \varepsilon_5 l_0^3}{\lambda_{t0}^{(5)}} - \text{опорні критерії Померанцева, Біо і Старка}; \alpha_5^*(T^{(5)}) = 1 + k_\alpha (T^{(5)} - T_p).$$

Диференціальне рівняння (7), друга умова (8) та умова (10) нелінійні, бо коефіцієнти теплопровідності залежать від шуканих температур.

Для побудови розв'язку задачі (7)–(10) скористаємось змінними Кірхгофа [3]:

$$\theta^{(j)} = \int_{T_p}^{T^{(j)}} \lambda_*^{(j)}(T^{(j)}) dT^{(j)}, \quad j = \overline{1,5}. \quad (11)$$

У результаті отримаємо:

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{d}{d\rho} \left(\rho^2 \frac{d\theta^{(j)}}{d\rho} \right) = -\text{Po}^{(j)} w_*^{(j)}(\rho) (\delta_{2j} + \delta_{4j}), \quad j = \overline{1,5}, \quad (12)$$

$$\frac{\lambda_{t0}^{(j)}}{\lambda_{t0}^{(j+1)}} \frac{d\theta^{(j)}}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_{j+1}} = \frac{d\theta^{(j+1)}}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_{j+1}}, \quad j = \overline{1,4}, \quad (13)$$

$$\left[\frac{d\theta^{(5)}}{d\rho} + g_6(T^{(5)}(\theta^{(5)})) \right]_{\rho=\rho_6} = 0, \quad (14)$$

$$T^{(j)}(\theta^{(j)}) \Big|_{\rho=\rho_{j+1}} = T^{(j+1)}(\theta^{(j+1)}) \Big|_{\rho=\rho_{j+1}}, \quad j = \overline{1,4}, \quad (15)$$

$$\theta^{(1)} \Big|_{\rho=\rho_1} = \theta_{\text{in}}, \quad (16)$$

де

$$g_6(T^{(5)}(\theta^{(5)})) = \text{Bi}^{(5)} \alpha_5^*(T^{(5)}(\theta^{(5)})) (T^{(5)}(\theta^{(5)}) - T_{\text{out}}) + \text{Sk}^{(5)} \varepsilon^*(T^{(5)}(\theta^{(5)})) \left((T^{(5)}(\theta^{(5)}))^4 - T_{\text{out}}^4 \right),$$

$T^{(j)}(\theta^{(j)}) = \frac{\sqrt{1 + 2k^{(j)}\theta^{(j)}} - 1}{k^{(j)}} + T_p$ – подання температури через змінні Кірхгофа, вигляд яких знайдено у праці [2].

Застосовуючи перетворення Кірхгофа, можемо лінеаризувати диференціальне рівняння теплопровідності (7).

Розв'язок крайової задачі на змінні Кірхгофа (12)–(16) побудували за методикою, описаною раніше [2, 3, 8]. З рівняння (12) послідовним інтегруванням отримали:

$$\frac{d\theta^{(j)}}{d\rho} = \frac{1}{\rho^2} \left[\rho_j C_1^{(j)} - \text{Po}^{(j)} w^{(j)}(\rho) (\delta_{2j} + \delta_{4j}) \right], \quad (17)$$

$$\theta^{(j)} = C_1^{(j)} \left(1 - \frac{\rho_j}{\rho} \right) + C_2^{(j)} - \text{Po}^{(j)} \bar{w}^{(j)}(\rho) (\delta_{2j} + \delta_{4j}), \quad j = \overline{1,5}, \quad (18)$$

де $C_i^{(j)}$, $j = \overline{1,5}$, $i = 1, 2$ – сталі інтегрування,

$$w^{(j)}(\rho) = \int_{\rho_j}^{\rho} \xi^2 w_*^{(j)}(\xi) d\xi, \quad \bar{w}^{(j)}(\rho) = \int_{\rho_j}^{\rho} \xi \left(1 - \frac{\xi}{\rho} \right) w^{(j)}(\xi) d\xi.$$

Сталі інтегрування визначили з умов контакту (13), (15) та умов взаємодії кулі з довкіллям на обмежувальних поверхнях (14) і (16) [2]:

$$\begin{aligned}
C_1^{(2)} &= \frac{1}{\lambda_{i0}^{(2)} \rho_2} \lambda_{i0}^{(1)} \rho_1 C_1^{(1)}, \quad C_1^{(3)} = \frac{1}{\lambda_{i0}^{(3)} \rho_3} \left[\lambda_{i0}^{(1)} \rho_1 C_1^{(1)} - \lambda_{i0}^{(2)} \text{Po}^{(2)} w^{(2)}(\rho_3) \right], \\
C_1^{(4)} &= \frac{1}{\lambda_{i0}^{(4)} \rho_4} \left[\lambda_{i0}^{(1)} \rho_1 C_1^{(1)} - \lambda_{i0}^{(2)} \text{Po}^{(2)} w^{(2)}(\rho_3) \right], \\
C_1^{(5)} &= \frac{1}{\lambda_{i0}^{(5)} \rho_5} \left[\lambda_{i0}^{(1)} \rho_1 C_1^{(1)} - \lambda_{i0}^{(2)} \text{Po}^{(2)} w^{(2)}(\rho_3) - \lambda_{i0}^{(4)} \text{Po}^{(4)} w^{(4)}(\rho_5) \right], \\
C_2^{(2)} &= \frac{k^{(2)}}{k^{(1)}} \left(C_1^{(1)} \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) + C_2^{(1)} \right) + \left(1 - \frac{k^{(2)}}{k^{(1)}} \right) \frac{\sqrt{1 + 2k^{(1)}\theta^{(1)}(\rho_2)} - 1}{k^{(1)}}, \\
C_2^{(3)} &= \frac{k^{(3)}}{k^{(2)}} \left(C_1^{(2)} \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_3} \right) + C_2^{(2)} - \text{Po}^{(2)} \bar{w}^{(2)}(\rho_3) \right) + \left(1 - \frac{k^{(3)}}{k^{(2)}} \right) \frac{\sqrt{1 + 2k^{(2)}\theta^{(2)}(\rho_3)} - 1}{k^{(2)}}, \\
C_2^{(4)} &= \frac{k^{(4)}}{k^{(3)}} \left(C_1^{(3)} \left(1 - \frac{\rho_3}{\rho_4} \right) + C_2^{(3)} - \text{Po}^{(2)} \bar{w}^{(2)}(\rho_3) \right) + \left(1 - \frac{k^{(4)}}{k^{(3)}} \right) \frac{\sqrt{1 + 2k^{(3)}\theta^{(3)}(\rho_4)} - 1}{k^{(3)}}, \\
C_2^{(5)} &= \frac{k^{(5)}}{k^{(4)}} \left(C_1^{(4)} \left(1 - \frac{\rho_4}{\rho_5} \right) + C_2^{(4)} - \text{Po}^{(2)} \bar{w}^{(2)}(\rho_3) - \text{Po}^{(4)} \bar{w}^{(4)}(\rho_5) \right) + \\
&\quad + \left(1 - \frac{k^{(5)}}{k^{(4)}} \right) \frac{\sqrt{1 + 2k^{(4)}\theta^{(4)}(\rho_5)} - 1}{k^{(4)}}.
\end{aligned}$$

У результаті у виразах (18) невідомими залишилися базові сталі $C_1^{(1)}$ і $C_2^{(1)}$, для визначення яких використали умови на обмежувальних поверхнях (14) і (16).

З умови (16) знайдемо:

$$C_2^{(1)} = \theta_{\text{in}} = \int_{T_p}^{T^{(j)}} \lambda_{*}^{(1)}(T^{(1)}) dT = T_{\text{in}} - T_p + \frac{k^{(1)}}{2} (T_{\text{in}} - T_p)^2,$$

а з умови (14) отримаємо алгебричне рівняння для визначення базової невідомої сталої інтегрування $C_1^{(1)}$:

$$\lambda_{i0}^{(1)} \rho_1 C_1^{(1)} - \lambda_{i0}^{(2)} \text{Po}^{(2)} w^{(2)}(\rho_3) - \lambda_{i0}^{(4)} \text{Po}^{(4)} w^{(4)}(\rho_5) + \lambda_{i0}^{(5)} \rho_6^2 g_6(T^{(5)}(\theta^{(5)}(\rho_6))) = 0,$$

де

$$\theta^{(5)}(\rho_6) = C_1^{(5)} \left(1 - \frac{\rho_5}{\rho_6} \right) + C_2^{(5)}(C_1^{(1)}, C_2^{(1)}) \Big|_{C_2^{(1)} = \theta_{\text{in}}}.$$

Розв'язок останнього алгебричного рівняння отримуємо числовими методами.

Для оцінки впливу температурної залежності характеристик матеріалів та умов теплообміну на розподіл температур, розв'язали аналогічну задачу теплопровідності за сталих характеристик матеріалів, як у праці [1]. Сталий коефіцієнт теплопровідності вибирали при кімнатній температурі та як середньоінтегральний у межах апроксимації експериментальних даних:

$$\lambda_{ic}^{(j)} = \frac{1}{T_k - T_p} \int_{T_p}^{T_k} \left\{ \lambda_{i0}^{(j)} \left[1 + k_j (T_j - T_p) \right] \right\} dT = \lambda_{i0}^{(j)} \left[1 + \frac{k_j}{2} (T_j - T_p) \right], \quad j = \overline{1,5}.$$

Числові дослідження. Для прикладу дослідимо вплив температурної залежності теплових характеристик матеріалів шарів кулі на розподіл температур за різних вхідних параметрів. За матеріали виберемо для першого, третього і п'ятого шарів кераміку (ZrO_2), а для другого і четвертого – тита-

новий сплав (Ti-6Al-4V). Джерела тепла розподілені за радіальною координатою за параболічним законом:

$$W^{(i)}(r) = \frac{4W_0^{(i)}}{(r_i - r_{i+1})^2} (r - r_i)(r - r_{i+1}) = 4W_0^{(i)} \frac{(\rho - \rho_i)(\rho - \rho_{i+1})}{(\rho_i - \rho_{i+1})^2}, \quad i = 2, 4$$

де $W_0^{(i)}$ – найбільше значення потужності джерел тепла на серединній поверхні другого і четвертого шарів. За такого розподілу джерел тепла

$$w^{(i)}(\rho_{i+1}) = \frac{4}{(\rho_{i+1} - \rho_i)^2} \left(-\frac{\rho_{i+1}^5}{20} + \frac{\rho_i^5}{20} - \frac{\rho_{i+1}\rho_i^4}{12} + \frac{\rho_i\rho_{i+1}^4}{12} \right),$$

$$\bar{w}^{(i)}(\rho_{i+1}) = \frac{4}{(\rho_{i+1} - \rho_i)^2} \left(-\frac{\rho_i^5}{20\rho_{i+1}} - \frac{\rho_{i+1}^4}{30} + \frac{\rho_i^4}{6} + \frac{\rho_i\rho_{i+1}^3}{12} - \frac{\rho_{i+1}\rho_i^3}{6} \right), \quad i = 2, 4.$$

Експериментально задані коефіцієнти теплопровідності апроксимували многочленами другого степеня у діапазоні температур 300÷1100 К методом найменших квадратів. При цьому для кераміки отримали

$$\lambda_i^{(i)} = 1.915(1 + 0.24664(T_i - T_p)) \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right], \quad i = 1, 3, 5,$$

а для титанового сплаву

$$\lambda_i^{(i)} = 6.2(1 + 3.016(T_i - T_p)) \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right], \quad i = 2, 4.$$

Нехай $\rho_1 = 0.5, \rho_2 = 0.6, \rho_3 = 0.7, \rho_4 = 0.8, \rho_5 = 0.9, \rho_6 = 1, l_0 = \rho_6, T_p = 3/11, T_k = 1, T_{in} = 1/2, T_{out} = 3/11, Sk = 1.$

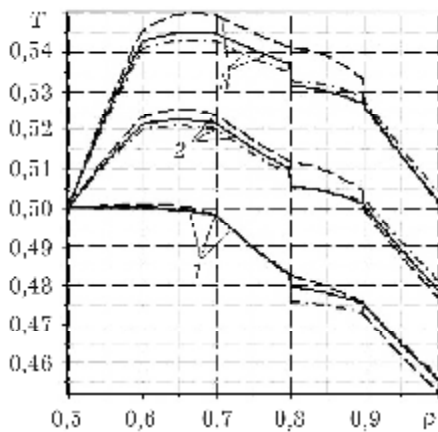


Рис. 1. Розподіл температур для різних значень критерію Померанцева (при $Bi = 1$).

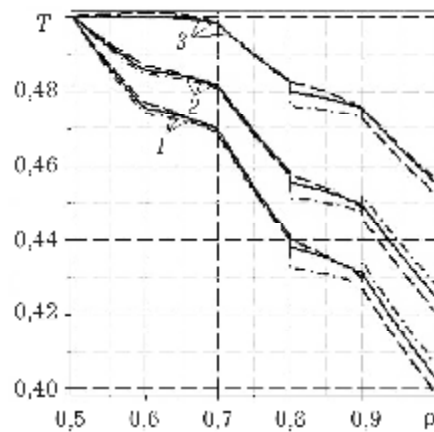


Рис. 2. Розподіл температур для різних значень критерію Біо (при $Ro = -1$).

Графіки розподілів температур для допустимих значень критеріїв Померанцева $Ro = \{-1; -1.5; -2\}$ і Біо $Bi = \{1, 1.5, 2\}$ (криві 1–3) подано на рис. 1 та 2. Тут суцільні лінії – термочутлива куля, штрихові – нетермочутлива за опорних значень, штрих-пунктирні – нетермочутлива за середньоінтегральних значень коефіцієнтів теплопровідності.

Висновки. Розроблена методика побудови розв'язку сформульованої нелінійної задачі теплопровідності з урахуванням залежності коефіцієнтів теплопровідності, а також коефіцієнта теплообміну від температури та умов ідеального теплового контакту на поверхнях шарів дає можливість отримати її точні аналітичні розв'язки. Досліджено вплив безрозмірних критеріїв Померанцева і Біо на розподіли температур у такій п'ятишаровій термо-

чутливий порожнистій кулі і аналогічних нетермочутливих за опорного та середньоінтегрального значень коефіцієнта теплопровідності.

У термочутливій порожнистій п'ятишаровій кулі необхідно враховувати реальні температурні залежності характеристик матеріалів під час розрахунків температурного поля, оскільки сталі характеристики змінюють характер його розподілу. Це особливо важливо для визначення напруженого стану, який залежить також і від перепадів температур.

1. Горошко В. О., Калиняк В. М., Попович В. С., Ракоча І. І. Математичне моделювання і визначення термопружного стану тришарової порожнистої кулі за складного теплообміну // Прикл. проблеми механіки і математики – 2016. – Вип. 14. – С. 123–132.
2. Кушнір Р. М., Попович В. С. Про визначення усталеного термопружного стану багатошарових структур за високотемпературного нагрівання // Вісн. Київськ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Сер. Фіз.-мат. науки. – 2013. – № 3. – С. 42–47.
3. Попович В. С., Калиняк В. М. Математичне моделювання та методика визначення статичного термопружного стану багатошарових термочутливих циліндрів // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2014. – 57, № 2. – С. 169–186.
4. Попович В. С., Ракоча І. І. Математичне моделювання та дослідження термопружного стану п'ятишарового термочутливого порожнистого циліндра // Прикл. проблеми механіки і математики – 2015. – Вип. 13. – С. 88–100.
5. Kushnir R., Protsiuk B. Determination of the thermal fields and stresses in multi-layer solids by means of the constructed Green functions // In R. B. Hetnarski (ed.). Encyclopedia of Thermal Stresses. – Springer, 2014. – Vol. 2. – P. 924–931.
6. Noda N. Thermal Stress in materials with temperature-dependent properties // In Thermal Stresses I / R. B. Hetnarski (ed.). – Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1986. – P. 391–483.
7. Popovych V. S. Methods for determination of the thermo-stressed state of thermosensitive solids under complex heat exchange conditions // In R. B. Hetnarski (ed.). Encyclopedia of Thermal Stresses. – Springer, 2014. – Vol. 6. – P. 2997–3008.
8. Rakocha I., Popovych V. The mathematical modeling and investigation of the stress-strain state of the three-layer thermosensitive hollow cylinder // Acta mech. et automatica. – 2016. – 10, № 3. – P. 181–188.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛООВОГО СОСТОЯНИЯ ПЯТИСЛОЙНОГО ПОЛОГО ШАРА ПРИ КОНВЕКТИВНО-ЛУЧЕВОМ ТЕПЛОБМЕНЕ С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Получены точные аналитические выражения распределения температурного поля в пятислойном термочувствительном полой шаре в рамках модели стационарной нелинейной задачи теплопроводности с зависимыми от температуры коэффициентами теплопроводности и теплообмена. Во втором и четвертом слоях находятся источники тепла. На внутренней поверхности шара поддерживается постоянная температура, а через внешнюю – происходит конвективно-лучевой теплообмен с окружающей средой. Между соседними слоями выполняются условия идеального теплового контакта. Исследовано влияние зависимости от температуры тепловых характеристик материалов слоев на распределение температурного поля.

DETERMINATION OF THE HEAT STATE IN THE FIVE-LAYER HOLLOW SPHERE AT CONVECTIVE RADIATION HEAT EXCHANGE WITH AN ENVIRONMENT

The exact analytical expressions for the temperature field in a five-layer thermal sensitive hollow sphere using the model of the stationary nonlinear heat conduction with temperature-dependent coefficients of heat conduction and heat exchange has been obtained. The heat sources are present in the second and fourth layers. The inner surface has steady temperature and the outer one is subjected to the convective and radiation heat exchange. The influence of the thermal sensitivity of the material of sphere components on the temperature distribution have been investigated.