

УДК 539.3

МЕХАНІЧНА ПОВЕДІНКА ОХОЛОДЖУВАНИХ ТІЛ З УРАХУВАННЯМ ВИПРОМІНЕННЯ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ

О. Р. ГАЧКЕВИЧ¹, Р. Ф. ТЕРЛЕЦЬКИЙ¹, Ю. Р. СОСНОВИЙ¹,
М. Б. БРУХАЛЬ²

¹ Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

² Інститут математики і фізики Політехніки Опольської, Польща

Проаналізовано відомі підходи до опису процесів випромінення та поглинання теплової енергії в тілах з різними радіаційними властивостями. Визначено на основі теоретичних і експериментальних досліджень охолодження частково прозорої пластини та непрозорого циліндра межі застосовності цих підходів за постави задач теплопереносу. Встановлено, що за використання наближених підходів (наближення не випромінювального матеріалу та моделі зі смугою непрозорості) отримують занижені рівні температурних напружень у частково прозорому тілі за його охолодження.

Ключові слова: частково прозорі і непрозорі тіла, ефекти випромінювання, теплоперенос, експериментально обґрунтовані моделі, термонапружений стан.

До цього часу в літературі не вироблено єдиного підходу до врахування ефектів випромінювання під час дослідження нагріву чи охолодження тіл різної прозорості. Про це свідчать публікації [1–3], в яких числові розрахунки зіставляють з результатами експериментальних вимірювань. Така неоднозначність пов'язана як з проблемами визначення радіаційних характеристик матеріалів, так і способами моделювання процесів теплоперенесення. Від цих факторів залежить подальша оцінка напруженого стану тіл на основі співвідношень термопружності (динамічної або квазістатичної зв'язаної чи незв'язаної задач) [4, 5].

Мета праці – проаналізувати застосовність відомих у літературі моделей опису перенесення випромінювання і тепла для тіл з різними радіаційними властивостями на основі запропонованих методик числового розв'язування нелінійних крайових задач теплоперенесення та експериментального дослідження охолодження тіл, а також вивчення можливості використання спрощених моделей теплоперенесення в задачах термопружності. Вважали, що механічні поля, які виникають у тілі, зумовлені температурним полем, пов'язаним з тепловиділеннями внаслідок випромінення та поглинання матеріалом теплової енергії.

Під час опису ефектів теплообміну випромінюванням враховують характер поглинання та випромінення тілами теплової енергії – об'ємний (частково прозорі тіла) чи приповерхневий (непрозорі) [6, 7]. За об'ємного тепловиділення пов'язані з перенесенням у тілі теплового випромінювання, джерелом якого можуть бути як інші нагріті тіла, так і елементарні об'єми досліджуваного тіла. Тоді поширення випромінювання в тілі у кожному напрямку (\mathbf{g}_0 – орт у напрямку променя) описують отриманим феноменологічно квазістаціонарним рівнянням переносу відносно спектральної інтенсивності випромінювання $I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{g}_0)$, в якому враховано і власне випромінювання тіла [6, 8]. Його

Контактна особа: О. Р. ГАЧКЕВИЧ, e-mail: dept13@iapmm.lviv.ua

розв'язок записують у вигляді [9]

$$I_{\lambda}(\theta_{\lambda}, \mathbf{g}_0) = I_{\lambda}^{ef}(\mathbf{x}, \mathbf{g}_0) \exp(-\theta_{\lambda}) + \int_0^{\theta_{\lambda}} I_{m\lambda}(\lambda, T) \exp[-(\theta_{\lambda} - \theta_{\lambda}^*)] d\theta_{\lambda}^*. \quad (1)$$

Тут λ – довжина хвилі випромінювання; \mathbf{x} – радіус-вектор точок тіла; $\theta_{\lambda}(\mathbf{x}) = \int_0^{g(x_i)} a_{\lambda}(g^*) dg^*$ – оптична товщина шляху, $g(x_i)$ – віддаль від поверхні до точки \mathbf{x} у напрямку променя, x_i – декартові координати, $a_{\lambda}(\mathbf{x})$ – спектральний коефіцієнт поглинання; $I_{m\lambda}(\lambda, T) = n_{\lambda}^2 I_{\lambda b}(\lambda, T)$ – спектральна інтенсивність власного випромінювання, яку виражають через спектральні показник заломлення n_{λ} та інтенсивність випромінювання абсолютно чорного тіла $I_{\lambda b}(\lambda, T)$ за температури T ($I_{\lambda b}(\lambda, T) = 2\pi c_1 / [\lambda^5 \exp(c_2 / \lambda T - 1)]$), де c_1, c_2 – відомі сталі [6]). У такому наближенні ефективну інтенсивність I_{λ}^{ef} випромінювання на поверхні S тіла знаходять з крайової умови, що описує зв'язок спектральної інтенсивності випромінювання у ньому з відомою падаючого випромінювання (за визначених експериментально спектральних коефіцієнтів відбивання і заломлення) з урахуванням балансу всіх потоків випромінювання, що підводяться до поверхні (у тому числі й перевідбитих всередині тіла) [7, 8]. Така умова зводиться до інтегрального рівняння Фредгольма другого роду [8]. За інтенсивністю ефективного I_{λ}^{ef} і власного $I_{m\lambda}$ випромінювання об'ємні тепловиділення Q виражаємо співвідношеннями [10, 11]

$$Q = Q_{ef} + Q_{ir}^{(a)} - Q_{ir}, \quad (2)$$

де

$$\begin{aligned} Q_{ef} &= \int_{\lambda=0}^{\infty} \left[a_{\lambda}(\mathbf{x}) \int_{\Gamma=4\pi} I_{\lambda}^{ef}(\mathbf{x}, \mathbf{g}_0) \exp(-\theta_{\lambda}) d\Gamma_{\mathbf{g}_0} \right] d\lambda; \\ Q_{ir}^{(a)} &= \int_{\lambda=0}^{\infty} \left\{ a_{\lambda}(\mathbf{x}) \int_{\Gamma=4\pi} \left[\int_0^{\theta_{\lambda}} I_{m\lambda}(\lambda, T) \exp(-(\theta_{\lambda} - \theta_{\lambda}^*)) d\theta_{\lambda}^* \right] d\Gamma_{\mathbf{g}_0} \right\} d\lambda; \\ Q_{ir} &= 4\pi \int_{\lambda=0}^{\infty} a_{\lambda}(\mathbf{x}) I_{m\lambda}(\lambda, T) d\lambda. \end{aligned} \quad (3)$$

Тут Γ – тілесний кут, а $d\Gamma_{\mathbf{g}_0}$ – його елемент. Складник Q_{ir} тепловиділень (2) пов'язаний з випроміненням в області тіла теплової енергії, складник $Q_{ir}^{(a)}$ – з поглинанням цієї енергії, а Q_{ef} – як з поглинанням енергії зовнішнього випромінювання, так і перевідбитого поверхнею власного. Ці тепловиділення приймаємо за об'ємні джерела тепла в рівнянні теплопровідності

$$(\kappa T_{,i})_{,i} + Q = \rho c_{\epsilon} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4)$$

що описує теплоперенос у тілі [10, 12]. Тут t – час; $\rho, \kappa, c_{\epsilon}$, – відповідно густина, коефіцієнт теплопровідності та питома теплоємність (для термочут-

ливих тіл можна враховувати їх залежність від температури). Кома перед індексом означає диференціювання за відповідними координатами.

Теплову крайову умову формулюємо, як прийнято в літературі, на основі умови неперервності нормальних складників потоків тепла на поверхні S тіла. Зокрема, якщо тіло перебуває в умовах конвективного теплообміну із довкіллям, температура $T^{ext}(t)$ якого задана як функція часу, то такий обмін теплом описують за законом Ньютона [13], і крайова умова має вигляд

$$(\kappa T_{,i})n_i = \alpha(\mathbf{x})[T(\mathbf{x},t) - T^{ext}(t)], \quad \mathbf{x} \in S, \quad (5)$$

де $\alpha(\mathbf{x})$ – коефіцієнт тепловіддачі з поверхні S тіла; n – зовнішня нормаль до поверхні.

У сильно поглинальних тілах (непрозорих) енергія зовнішнього випромінювання (як і випромінена тілом теплова енергія) поширюється на віддалі, які рівні кільком приповерхневим атомним шарам. Тому в теорії випромінювання ефекти поглинання і випромінення вважають поверхневими [6]. Поглинуту та випромінену енергії враховують в умовах балансу потоків тепла на поверхні [6, 14]. Тоді теплову крайову умову можна звести до однієї:

$$(\kappa T_{,i})n_i = q + \alpha(\mathbf{x})[T(\mathbf{x},t) - T^{ext}(t)], \quad \mathbf{x} \in S. \quad (6)$$

Тут $q = q^{(a)} - q^{(b)}$, де $q^{(a)}$ – потік поглинутої енергії зовнішнього випромінювання, а $q^{(b)}$ – випроміненої тілом теплової енергії в довкілля з показником заломлення $n_\lambda^{(e)}$. Цей потік задають співвідношенням [6]

$$q^{(b)} = \int_{\lambda=0}^{\infty} \int_{\Gamma=2\pi} (n_\lambda^{(e)})^2 \varepsilon_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{g}_0) I_{\lambda b}(\lambda, T) d\Gamma_{\mathbf{g}_0} d\lambda, \quad (7)$$

де $\varepsilon_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{g}_0)$ – односпрямований ступінь чорноти поверхні [6]. Якщо ступінь чорноти і показник заломлення середовища прийняти незалежними від напрямку \mathbf{g}_0 і довжини хвилі λ (зокрема, рівними середньоінтегральним у реальному спектральному діапазоні: $\varepsilon_\lambda = \varepsilon$, $n_\lambda^{(e)} = n^{(e)}$), то $q^{(b)} = \varepsilon(n^{(e)})^2 \sigma T^4(\mathbf{x}, t)$. Тоді умова (6) має вигляд умови Стефана–Больцмана. Розподіл температури в непрозорому тілі описує рівняння вигляду (4), якщо $Q = 0$.

Відмінності підходів до опису теплоперенесення в частково прозорих тілах пов'язані зі специфікою спектральної залежності коефіцієнта поглинання a_λ і суттєвою різницею його значень у різних спектральних діапазонах. У літературі здебільш наводять такі залежності лише в діапазоні спектра $0 - \lambda_{\max}$ (λ_{\max} – верхня практична межа діапазону вимірювання, яка становить 5... 8 μm і відповідає ближній області інфрачервоного діапазону спектра). Однак під час дослідження нагріву (охолодження) частково прозорих тіл з урахуванням власного теплового випромінювання максимум енергії такого випромінювання (за певних температур) може знаходитися в діапазоні 8...50 μm . При цьому a_λ можна оцінити теоретично за співвідношеннями геометричної оптики [10]. Значення коефіцієнта поглинання зростає зі збільшенням довжини хвилі λ . Часто в літературі [1–3, 8] значення a_λ в згаданому діапазоні приймають достатньо великим, що дає можливість звести випромінення і погли-

нання частково прозорим тілом теплової енергії до поверхневого і врахувати його в цьому діапазоні і поза ним (діапазон “непрозорості”), як для непрозорого тіла у крайовій умові виду (6) – модель зі смугою непрозорості. Тоді використовують ефективну монохроматичну напівсферичну випромінювальну здатність частково прозорого тіла $\bar{\varepsilon}_\lambda$, яку визначають експериментально [15] і яка залежить від температури. При цьому випромінений потік у діапазоні $\lambda_{\max} < \lambda < \infty$

$$q^{(b)} = \pi \int_{\lambda=\lambda_{\max}}^{\infty} \bar{\varepsilon}_\lambda I_{m\lambda} d\lambda. \quad (8)$$

Розглядають також інтегральну напівсферичну випромінювальну здатність $\bar{\varepsilon}$, яку теж визначають експериментально [15]. Тоді випромінений потік

$$q^{(b)} = \pi \bar{\varepsilon} \int_{\lambda=\lambda_{\max}}^{\infty} I_{m\lambda} d\lambda. \quad (9)$$

Застосовність моделі зі смугою непрозорості для конкретних матеріалів (встановлення реальності значень $\bar{\varepsilon}_\lambda$, $\bar{\varepsilon}$, $q^{(b)}$) потребує додаткових досліджень, зокрема за відносно невеликих значень коефіцієнта поглинання a_λ на межі діапазону вимірювання (коли повинен проявлятися об’ємний характер випромінення і поглинання теплової енергії у тілі і в діапазоні “непрозорості”). Зауважимо також, що відбивальна здатність поверхні частково прозорих тіл (яка визначає внутрішнє перевідбивання власного теплового випромінювання у тілі) суттєво зростає в діапазоні 8...50 μm [7, 16] (випромінювальна здатність $\bar{\varepsilon}_\lambda$ не характеризує всієї випроміненої в області тіла теплової енергії у цьому діапазоні).

Особливості дослідження теплового стану непрозорих тіл пов’язані з урахуванням умов теплообміну виду (6) (конвективно-променевого) і оцінки впливу параметрів, що характеризують радіаційний і конвективний складники. Зауважимо, що вплив радіаційних властивостей поверхні (ступеня чорноти) на тепловий стан тіла за нагріву (охолодження) найточніше можна оцінити, визначаючи (теоретично і експериментально) температуру тіла в умовах високого вакууму (коли конвективний складник можна знехтувати).

Щоб встановити межі застосовності згаданих моделей для частково прозорих тіл з різними радіаційними властивостями, експериментально досліджували зміни температури поверхні рівномірно нагрітої пластини із віконного скла (розмірами 70×70 mm та товщиною 4 mm) під час охолодження на повітрі і у вакуумі (пластина по краях вільно оперта на теплоізолювальний матеріал) за різних початкових температур T_0 (вихідних для охолодження). Високий вакуум (тиск не перевищує $2,5 \cdot 10^{-2}$ Pa) забезпечували в серійній установці ВУП-5М. До початкової температури на повітрі і в вакуумі підігрівали електротермічним способом за допомогою багатовиткової ніхромової спіралі, що охоплювала поверхню пластини. Для вимірювання температури використовували типові термопари ХА діаметром 0,2 mm. Результати порівнювали з числово розрахованою температурою на основі одновимірного рівняння (4) (розглядали зміну температури лише по товщині пластини) за врахування об’ємного випромінення і поглинання теплової енергії (через вирази (2), (3)) за крайової умови (5) (у вакуумі коефіцієнт тепловіддачі $\alpha \approx 0$) –

об'ємна модель. Вираз для тепловиділень у пластині і методика розрахунку наведені в праці [11]. Значення коефіцієнта поглинання апроксимували такою кусково-сталою функцією:

$$a_\lambda = \begin{cases} a_1, & 0 < \lambda \leq \lambda_b, \\ a_2, & \lambda_b < \lambda \leq \lambda_{\max}, \\ a_3, & \lambda_{\max} < \lambda \leq \infty \end{cases}$$

де $\lambda_b = 2,73 \mu\text{m}$, значення $a_1 = 40 \text{ m}^{-1}$, $a_2 = 400 \text{ m}^{-1}$ відомі з експерименту [15], а $a_3 = 800 \text{ m}^{-1}$ (у діапазоні $\lambda_{\max} < \lambda < 50 \mu\text{m}$ розраховано за співвідношенням геометричної оптики [10, 11]). Теплофізичні характеристики для скла згідно з [17] такі: $\kappa = 0,74 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m})$; $\rho = 2500 \text{ kg}/\text{m}^3$; $c_\varepsilon = 670 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$. Значення коефіцієнта тепловіддачі в повітря за вільного конвективного теплообміну були: $\alpha = 2 - 20 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ [17, 18]. Вони залежать від форми, розмірів та матеріалу тіла і для адекватного розрахунку температури потребують уточнення в кожному розглядуваному випадку за збігом знайдених теоретично і експериментально кривих охолодження на повітрі. Розраховували за середньоінтегрального значення $R=0,02$ коефіцієнта дифузного відбивання у діапазоні $0 \leq \lambda \leq \lambda_{\max}$ [7, 15, 16] та різних значень у діапазоні “непрозорості”.

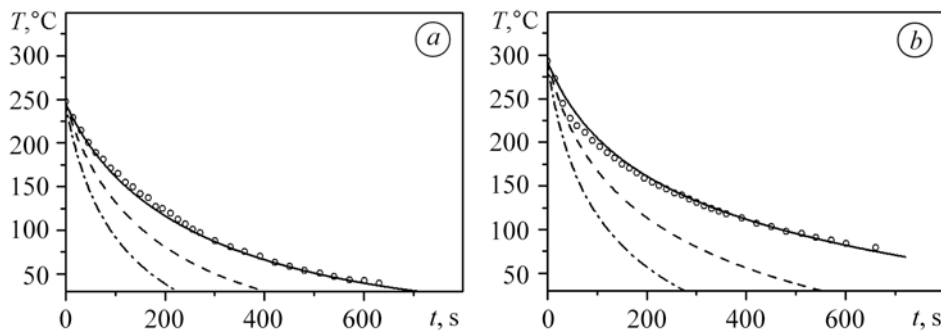


Рис. 1. Залежність від часу температури поверхні $z = \pm h/2$ скляної пластини під час охолодження на повітрі за $\alpha = 6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ (а) та у високому вакуумі (б). Суцільні криві – $R = 0,85$; штрихові – $R = 0,55$; штрихпунктирні – $R = 0,02$ (побудовані на основі об'ємної моделі); \circ – експеримент.

Fig. 1. Variaton of temperature at the glass plate surface $z = \pm h/2$ under cooling in air for $\alpha = 6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ (a) and in high vacuum (pressure not exceeding $2.5 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$) (b) with time. Solid curves – $R = 0.85$; dashed – $R = 0.55$; dot-dashed – $R = 0.02$ calculated using volume model; \circ – experimental data.

Видно, що експериментальні дані за охолодження на повітрі збігаються з розрахунковими за об'ємною моделлю, коли $\alpha = 6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ та враховано зростання коефіцієнта відбивання в діапазоні “непрозорості” (суцільні криві на рис. 1). Результати за моделлю зі смугою непрозорості збігаються з експериментальними, коли інтегральна напівсферична випромінювальна здатність $\bar{\varepsilon} = 0,3$ (штрихова крива на рис. 2) не відповідає вимірюваній $0,8...0,95$ [15].

Числово досліджено також охолодження скляної пластини за відносно великих значень коефіцієнта поглинання у діапазоні “непрозорості” за моделлю зі смугою непрозорості. Характеристики скла та умови охолодження були такі, як і в праці [2], де наведено і результати експериментів. Отримано збіг роз-

рахункових і експериментальних кривих охолодження, коли $\bar{\epsilon} = 0,5$ (у згаданій праці значення цієї характеристики не наведено). Таке значення може бути достовірним для цього виду скла, оскільки зі збільшенням коефіцієнта поглинання a_3 у діапазоні “непрозорості” $\bar{\epsilon}$ повинно зменшуватися. Отримані результати вказують на можливість застосування згаданої моделі лише для сильно поглинальних частково прозорих матеріалів ($a_3 \gg 1000 \text{ m}^{-1}$).

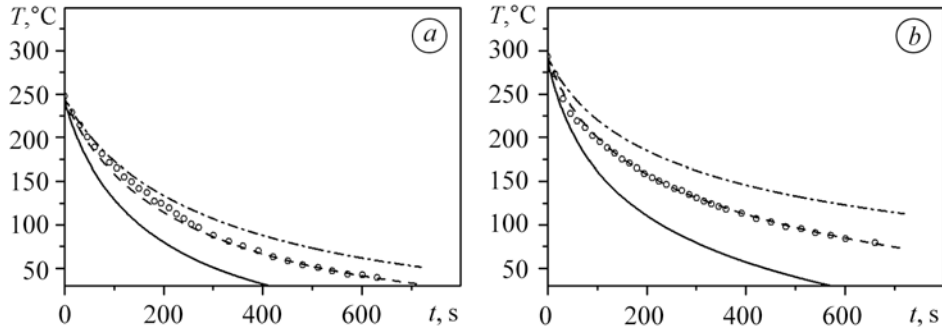


Рис. 2. Залежність від часу температури поверхні $z = \pm h/2$ скляної пластини під час охолодження на повітрі за $\alpha = 6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ (а) та у високому вакуумі (б). Суцільні криві – $\bar{\epsilon} = 0,9$; штрихові – $\bar{\epsilon} = 0,3$; штрихпунктирні – $\bar{\epsilon} = 0,05$ (побудовані на основі моделі зі смугою непрозорості); \circ – експеримент.

Fig. 2. Variaton of temperature at the glass plate surface $z = \pm h/2$ under cooling in air for $\alpha = 6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ (a) and in high vacuum (b) with time. Solid curves – $\bar{\epsilon} = 0.9$; dashed – $\bar{\epsilon} = 0.3$; dot-dashed – $\bar{\epsilon} = 0.05$ calculated using opaque spectral band model; \circ – experimental data.

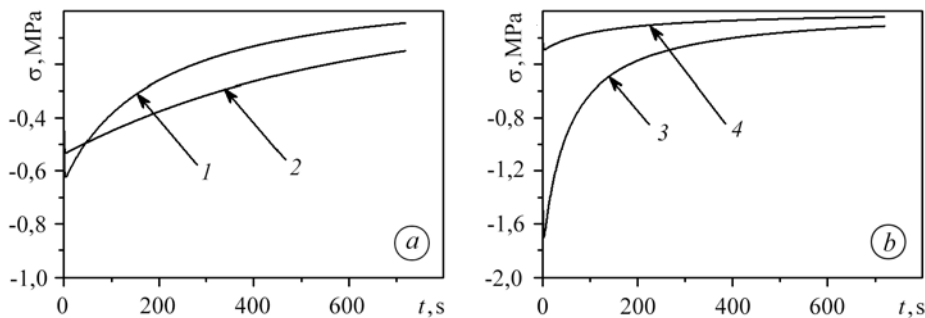


Рис. 3. Залежність від часу нормальних напружень $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ в центрі пластини ($z = 0$) за охолодження на повітрі (а) та у високому вакуумі (б). Криві 1, 3 – розрахунок за об’ємною моделлю; 2 – за неврахування випромінення і поглинання теплової енергії пластиною; 4 – за моделлю зі смугою непрозорості при $\bar{\epsilon} = 0,9$.

Fig. 3. Variation of normal stresses $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ in the center of a glass plate under cooling in air (a) and in high vacuum (b) with time. Curves 1, 3 – calculation by volume model; 2 – calculation neglecting self-radiation of a plate; 4 – calculation by opaque spectral band model for $\bar{\epsilon} = 0.9$.

На основі співвідношень температурної задачі теорії пружності розраховано нормальні напруження, які виникають за температурного згину вільно опертої пластини (за умов закріплення, які реалізували, вимірюючи температуру) та поля температури, що описує задача (4), (5) ($T(z, 0) = T_0$) для одновимірного випадку. Тоді [19]

$$\sigma_{xx}(x, y, z) = \frac{12M_x z}{h^3} + \frac{E}{1-\nu} (\epsilon_T + z\kappa_T - \alpha_T \Theta),$$

$$\sigma_{yy}(x, y, z) = \frac{12M_y z}{h^3} + \frac{E}{1-\nu}(\varepsilon_T + z\kappa_T - \alpha_T \Theta),$$

де $\varepsilon_T = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \alpha_T \Theta dz$; $\kappa_T = \frac{12}{h^3} \int_{-h/2}^{h/2} \alpha_T \Theta z dz$; $\Theta = T - T_0$ – відхилення температури від початкової. Вирази для моментів $M_x(x, y)$, $M_y(x, y)$ наведені раніше [19], а розміри пластини такі ж, як в експерименті ($a = b = 70$ mm, $h = 4$ mm). Механічні характеристики віконного скла згідно з [20] були: $E = 65,4$ GPa, $\nu = 0,215$, $\alpha_t = 8,79 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

За використання наближених підходів (наближення невідпромінювального матеріалу [6, 10], модель зі смугою непрозорості) для вивчення теплоперенесення отримуємо суттєву різницю в рівнях температурних напружень у частково прозорому тілі (криві 2 і 4 на рис 3).

Для експериментального дослідження теплового стану непрозорого тіла під час охолодження у вакуумі і на повітрі застосовували циліндричний зразок зі сталі 20 (з нанесеним на лицеву поверхню аквадаговим покритвом товщиною 0,01 mm з відомим ступенем чорноти $\varepsilon = 0,7$ [21]). Виконано також цикл досліджень для циліндра з полірованою поверхнею (зі ступенем чорноти $\varepsilon = 0,3$ [6]). Щоб послабити вплив теплопроводу, зразок підвішували на тонкій металевій нитці, прикріпленій до торця циліндра. До початкової (для режиму охолодження) температури на повітрі підігрівали індукційним способом за допомогою багатовиткового циліндричного індуктора, який живився від високочастотного генератора Б.624.10, 0,5 kW на частоті 1,76 MHz. Високий вакуум забезпечувала експериментальна вакуумна установка, оснащена дифузійним насосом (виготовлена на основі стандартного відкачного поста, що використовують для термовакuumної обробки електронно-променевої апаратури [21]). Індуктор розташовували поза скляною оболонкою установки. Для вимірювання температури бічної поверхні використовували типові термомпари ХА діаметром 0,2 mm. Розміри циліндра: довжина $l = 68$ mm, діаметр $d = 8$ mm.

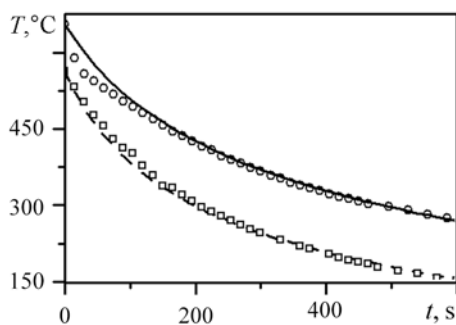


Рис. 4. Залежність від часу температури бічної поверхні полірованого (суцільна крива) та з аквадаговим покритвом (штрихова) циліндрів у високому вакуумі ($\alpha \approx 0$); \circ , \square – відповідні експериментальні дані.

Fig. 4. Variation of temperature at the steel cylinder side surface under cooling in high vacuum ($\alpha \approx 0$) with time. Solid curve (polished surface) and dashed curve (the coating surface of the aquadag) – calculation; \circ , \square – experimental data, respectively.

Осесиметричний розподіл температури в циліндрі, що описує задача (4), (6) у циліндричних координатах r, z ($T(r, z, 0) = T_0$) при $Q = 0$, для двовимірного випадку розраховували числово, використовуючи метод скінченних елементів. У вакуумі і на повітрі вважали, що на бічній поверхні $q^{(b)}(d/2, z, t) =$

$= \varepsilon \sigma T^4(d/2, z, t)$, $q^{(a)}(d/2, z, t) \approx 0$, а на торцях $q^{(b)}(r, \pm l/2, t) = \varepsilon \sigma T^4(r, \pm l/2, t)$, $q^{(a)}(r, \pm l/2, t) \approx 0$. Коефіцієнт тепловіддачі у вакуумі $\alpha \approx 0$. На повітрі його значення встановлювали за збігом експериментальних і розрахункових кривих охолодження на повітрі. Теплофізичні характеристики сталі 20 наведені раніше [22].

Рис. 5. Залежність від часу температури бічної поверхні сталюого циліндра з аквадаговим покритвом під час охолодження на повітрі при $\alpha = 13 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Суцільні та штрихові криві – числовий розрахунок відповідно за врахування та неврахування випромінення теплової енергії з поверхні циліндра; \circ – експеримент.

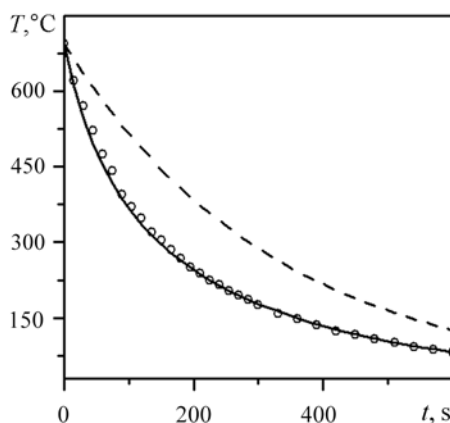


Fig. 5. Variation of temperature at the steel cylinder side surface with the aquadag coating under cooling in air for $\alpha = 13 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ with time. Solid and dashed curves – calculation taking into account self-radiation on the cylinder surface and neglecting heat energy from the cylinder surface; \circ – experimental data.

Отримано достатній збіг результатів розрахунку та експерименту в умовах охолодження у вакуумі за різних радіаційних характеристик поверхні (рис. 4). Підтверджено, що швидкість охолодження непрозорих тіл знижується зі зменшенням ступеня чорноти поверхні (суцільні та штрихові криві на рис. 4). Ефекти випромінення суттєво впливають на тепловий стан тіл під час охолодження на повітрі за вільного конвективного теплообміну, особливо на початковій стадії (за підвищених початкових температур) (рис. 5).

Зазначимо, що запропонований експериментально-теоретичний підхід до дослідження охолодження тіл різної прозорості може стати основою для розробки методики визначення коефіцієнтів тепловіддачі як частково прозорих, так і непрозорих тіл за конвективного теплообміну.

РЕЗЮМЕ. Проанализированы известные подходы к описанию процессов излучения и поглощения тепловой энергии в телах с различными радиационными свойствами. На основе теоретических и экспериментальных исследований процесса охлаждения частично прозрачной пластины и непрозрачного цилиндра определены границы применимости этих подходов при постановке задач теплопереноса. Установлено, что при использовании приближенных подходов (приближение неизлучающего материала и модели с полосой непрозрачности) получают заниженные уровни температурных напряжений в частично прозрачном теле при его охлаждении.

SUMMARY. Different approaches to description of thermal radiation and absorption in solids with various radiation properties are analyzed. The theoretical and experimental proofs of these approaches are carried out for the cases of cooling of a semi-transparent plate and an opaque cylinder. Approximate models like the model of self-radiation neglecting and the model of opaque spectral band are shown to underestimate the stress level in a semi-transparent solid under its cooling.

1. *Siedow N. and Grosan T.* Application of a new method for heat transfer to flat glass tempering // *J. Am. Ceram. Soc.* – 2005. – **88**, № 8. – P. 2181–2187.
2. *Field R. E. and Viskanta R.* Measurement and prediction of the dynamic temperature distributions in soda-lime glass plates // *Ibid.* – 1990. – 73 (7). – P. 2047–2053.
3. *Anderson E. E. and Viskanta R.* Effective thermal conductivity for heat transfer through semitransparent solids // *Ibid.* – 1973. – 56 (10). – P. 541–546.
4. *Коваленко А. Д.* Основы термоупругости. – К.: Наук. думка, 1970. – 307 с.
5. *Новацкий В.* Динамические задачи термоупругости. – М.: Мир, 1970. – 256 с.
6. *Зигель Р., Хауелл Дж.* Теплообмен излучением. – М.: Мир, 1975. – 935 с.
7. *Петров В. А., Марченко Н. В.* Перенос энергии в частично прозрачных твердых материалах. – М.: Наука, 1985. – 192 с.
8. *Рубцов Н. А.* Теплообмен излучением в сплошных средах. – Новосибирск: Наука, 1984. – 277 с.
9. *Siegel R.* Transient effects of radiative transfer in semitransparent materials // *Int. J. Eng. Sci.* – 1998. – **36**. – P. 1701–1739.
10. *Гачкевич О. Р., Терлецький Р. Ф., Курницький Т. Л.* Моделювання та оптимізація в термомеханіці електропровідних неоднорідних тіл: в 5-ти т. Т. 2: Механотермодифузія в частково прозорих тілах. – Львів: СПОЛЮМ, 2007. – 184 с.
11. *Гачкевич О. Р., Терлецький Р. Ф., Брухаль М. Б.* Деякі проблеми математичного моделювання в термомеханіці тіл різної прозорості за теплового опромінення // *Мат. методи і фіз.-мех. поля.* – 2008. – **51**, № 3. – С. 202–219.
12. *Гачкевич О. Р., Терлецький Р. Ф.* Моделі термомеханіки намагнетовних і поляризованих електропровідних деформованих твердих тіл // *Фіз.-хім. механіка матеріалів.* – 2004. – **40**, № 3. – С. 19–37.
(*Nachkevych O. R. and Terlets'kyi R. F.*, Models of Thermomechanics of Magnetizable and Polarizable Conducting Deformable Solids // *Materials Science.* – 2004. – **40**, № 3. – P. 320–336.)
13. *Крейт Ф., Блэк У.* Основы теплопередачи. – М.: Мир, 1983. – 512 с.
14. *Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н.* Теплообмен излучением: Справ. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 432 с.
15. *Излучательные свойства твердых материалов:* Справ. / Под ред. А. Е. Шейдлина. – М.: Энергия, 1974. – 471 с.
16. *Оптические материалы для инфракрасной техники:* Справ. изд. / Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров. – М.: Наука, 1965. – 366 с.
17. *Теплотехнический справочник* / Под ред. В. Н. Юрнева и др. – М.: Энергия, 1975. – **1**. – 744 с.
18. *Постольник Ю. С., Огурцов А. П.* Нелінійна прикладна термомеханіка. – К.: НМЦ ВО МОНУ, 2000. – 280 с.
19. *Коваленко А. Д.* Термоупругость. – К.: Вищ. шк., 1975. – 216 с.
20. *Сопротивление материалов деформированию и разрушению:* Справ. пос. – К.: Наук. думка, 1993. – 288 с.
21. *Производство цветных кинескопов* / Под ред. В. И. Барановского. – М.: Энергия, 1978. – 366 с.
22. *Лариков Л. Н., Юрченко Ю. Ф.* Тепловые свойства металлов и сплавов: Справ. – К.: Наук. думка, 1985. – 436 с.

Одержано 10.07.2009