

Осесиметрична квазістатична задача термопружності для шару скінченної товщини з урахуванням фрикційного розігріву

Іваник Є. Г.*, Сікора О.В.**, Угрин Л.Є.***

email: sikora60@mail.ru

* Львівська академія сухопутних військ

** Дрогобицький державний педагогічний університет

імені Івана Франка, кафедра інформатики та обчислювальної математики

*** Інститут підприємництва та перспективних технологій національний університет «Львівська політехніка»

Дано розв'язок осесиметричної квазістатичної задачі термопружності для шару скінченної товщини за умови нестационарного режиму фрикційного теплоутворення в області взаємодії контактуючих тіл.

Ключові слова: нестационарна температура, квазістатичні температурні напруження, фрикційне теплоутворення, контактуюча поверхня, шар скінченної товщини.

ВСТУП

Дисипація теплової енергії на ділянці контакту при ковзанні двох тіл зумовлює значне підвищення рівня температури в області їх взаємодії. Дослідження теплових процесів на ковзаючій поверхні розділу двох контактуючих співдотичних середовищ має важливе значення для визначення трибологічних характеристик пар тертя і безпосередньо має практичне застосування в розрахунках зубчастих передач, підшипників, штамсів, контактів електричних машин, при різанні та шліфуванні металів тощо. Оскільки експериментальне вимірювання температури можливе лише на деякій віддалі від зони нагрівання, то актуальним є розвиток математичних моделей аналітичного опису розглядуваних явищ. Відповідні аналітичні розв'язки мають враховувати геометрію трибоспряжень та умови ковзання, зокрема враховувати температуру розігрівання кожного з контактуючих тіл.

АНАЛІЗ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

Вагомим внеском у дослідження проблеми контактної взаємодії пружних тіл з урахуванням стаціонарного фрикційного теплоутворення є роботи М. В. Коровчинського [1–4].

У теорії термічного контакту пружних тіл при локальному терті вважається, що внаслідок дії сил тертя на ділянці контакту відбувається генерування теплової енергії, яка у вигляді теплових потоків йде на нагрівання співдотичних тіл. Сумарна інтенсивність фрикційних потоків тепла рівна питомій потужності сил тертя, яка безпосередньо залежить від коефіцієнта тертя, швидкості ковзання та притискальної сили. Квазістаціонарний режим теплоутворення на ділянці контакту двох пружних тіл досліджувався у роботах Ю. І. Бабея [5], Дж. Барбера [6–8] та інших дослідників [9, 10].

Найбільш характерними задачами в трибології є теплові задачі тертя, що полягають у знаходженні температурного поля та напруженого стану деформівних тіл за відомим у локальній області на граничній поверхні розподілом інтенсивності фрикційного теплового потоку. Вважається, що діючий у локальній області тепловий потік співпадає з розподілом інтенсивності дотичних зусиль на ділянці контакту і пропорційний питомій потужності тертя. Розподіл нормального тиску беруть з розв'язку відповідної ізотермічної контактної задачі, причому найчастіше використовується рівномірний або герцівський розподіл. Розробці

методів розв'язування теплових задач тертя присвячено праці Х. Блока [11], Ю. І. Дроздова [12], Дж. Егера [13, 14], Ф. Лінга [15–17], В. А. Сіпайлова [18], Джесіма та В. Уайнера [19] та ін. [20, 21].

У більшості із згаданих досліджень залишається відкритою низка питань, зокрема при розв'язуванні теплових задач тертя обмежуються, як правило, знаходженням максимальної температури, однак важливим з погляду практики є розподіл температури та зумовлених нею температурних напружень у контактуючих деформівних тілах.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглянемо шар скінченної товщини l , поверхня якого $z = 0$ ковзає зі сталою швидкістю V по нерухомій осесиметричній поверхні в напрямі осі Or циліндричної системи координат Orz . Внаслідок тертя на площадці контакту відбувається теплоутворення, яке формує потік тепла, що розповсюджується всередину нерухомого тіла, потужність якого змінюється згідно із законом

$$q(r) = \gamma f V p(r), \quad (1)$$

де у залежності (1) позначено: γ – коефіцієнт розподілу теплових потоків; f – коефіцієнт тертя; $p(r)$ – контактний тиск, який приймемо у вигляді параболічного штамп. Розглядаємо випадок плоскої контактуючої поверхні, внаслідок чого $\gamma = 0, 5$. Тоді згідно з [21] можна записати

$$p(r) = 0,5 p_0 p_*(r),$$

$$\text{де } p_*(r) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}} S_-(R - r);$$

$S_-(\cdot)$ – асиметрична одинична функція Гевісайда [22]; $p_0 = 3P / (2\pi R^2)$; P – притискальна сила. Поверхня $z = l$ вважається теплоізолюваною, а початкова температура $t_i = \text{const}$.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Нестационарне температурне поле визначається з нестационарного рівняння теплопровідності [23]:

$$\Delta \theta = \frac{1}{a} \dot{\theta} \quad (2)$$

за крайових умов

$$\begin{aligned} \lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} &= -q(r) S_+(\tau), \quad \lambda \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=l} = 0, \\ \theta \Big|_{r \rightarrow \infty} &= 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{r \rightarrow \infty} = 0, \quad \theta \Big|_{\tau=0} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

У рівнянні (2) та умовах (3) позначено: λ , a – відповідно коефіцієнти тепло- і теплопроводності; $\theta(r, z, \tau) = t(r, z, \tau) - t_i$ – надлишкова температура; $t(r, z, \tau)$ – температурне поле; τ – час; $S_+(\cdot)$ – асиметрична одинична функція; Δ – оператор Лапласа в циліндричній системі координат.

Розв'язок крайової задачі (2), (3), отриманий з використанням інтегральних перетворень Лапласа за часом τ та Ганкеля за радіальною координатою r , подамо в безрозмірних змінних у вигляді

$$T(\rho, Z, Fo) = 1 + \Lambda \int_0^\infty \zeta \phi(\zeta) F(\zeta, Z, Fo) J_0(\zeta \rho) d\zeta \quad (4)$$

де у виразі (4) $T(\rho, Z, Fo) = \frac{t(r, z, \tau)}{t_i}$; $\Lambda = \frac{q_0 R}{\lambda t_i}$;

$q_0 = \gamma f V p_0$; $\rho = \frac{r}{R}$; $Z = \frac{z}{R}$; $Fo = \frac{a \tau}{R^2}$ – критерій

Фур'є; $\phi(\zeta) = \frac{\sin \zeta}{\zeta}$;

$$F(\rho, Z, Fo) = l_* \sum_{k=0}^\infty \frac{(2 - \delta_{k0})}{\beta_k} (1 - e^{-\beta_k Fo}) \cos \pi k Z;$$

$$\beta_k = \pi^2 k^2 + \zeta_*^2 l_*^2; \quad l_* = \frac{l}{R};$$

$\delta_{k0} = \begin{cases} 1, k=0, \\ 0, k \neq 0 \end{cases}$ – символ Кронекера; $J_m(\cdot)$ –

функція Бесселя першого роду порядку m ; ζ – безрозмірний параметр перетворення Ганкеля за радіальною координатою.

Для усталеного режиму ($Fo \rightarrow \infty$) з (4) матимемо:

$$T(r, z) = \Lambda l_* \int_0^\infty \sum_{k=0}^\infty \frac{(2 - \delta_{k0}) \beta_k^{-1} \cos \pi k Z}{l_* \xi \phi(\xi) J_0(\xi \rho)} d\xi.$$

Наступний етап – визначення напружено-деформованого стану, зумовленого температурним полем (4). При цьому виходимо зі співвідношень та рівнянь квазістатичної задачі термопружності, згідно з якими компоненти тензора напружень і вектора пружних переміщень подано через термопружний потенціал переміщень Ψ і функцію Лява L . Розв'язки відповідних диференціальних рівнянь отримуються, як у випадку температурного поля, з допомогою інтегральних пе-

ретворень Лапласа за часом τ та Ганкеля за радіальною координатою r . Для знаходження сталих інтегрування використовуємо умови відсутності зовнішнього навантаження на граничних поверхнях $z=0$ та $z=l$, тобто

$$\sigma_{rz} = 0, \quad \sigma_{zz} = 0 \quad \text{при } z=0 \text{ та } z=l.$$

Виконуючи необхідні перетворення, отримуємо такі вирази компонент тензора температурних напружень у шарі скінченної товщини, записані відносно безрозмірних змінних:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^{(t)} &= C_* \int_0^\infty \varphi \phi(\varsigma) \left\{ G_{r\phi}^{(1)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) J_0(\varsigma \rho) + \right. \\ &\quad \left. + G_{r\phi}^{(2)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) \left[\varsigma J_0(\varsigma \rho) - \frac{J_1(\varsigma \rho)}{\rho} \right] \right\} d\varsigma, \\ \sigma_{\phi\phi}^{(t)} &= C_* \int_0^\infty \varphi \phi(\varsigma) \left[G_{r\phi}^{(1)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) J_0(\varsigma \rho) + \right. \\ &\quad \left. + G_{r\phi}^{(2)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) \frac{J_1(\varsigma \rho)}{\rho} \right] d\varsigma \end{aligned} \quad (5)$$

$$\sigma_{zz}^{(t)} = C_* \int_0^\infty \varsigma^2 \phi(\varsigma) G_{zz}(\varsigma, Z, \text{Fo}) J_0(\varsigma \rho) d\varsigma,$$

$$\sigma_{rz}^{(t)} = C_* \int_0^\infty \varsigma^2 \phi(\varsigma) G_{rz}(\varsigma, Z, \text{Fo}) J_1(\varsigma \rho) d\varsigma.$$

У виразах (5) позначено:

$$\begin{aligned} G_{az}(\varsigma, Z, \text{Fo}) &= g_{az}^{(t)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) + \frac{1}{\Delta(\varsigma)} \left[-l_*^2 \text{Fo} M_{az}^{(1)} + \right. \\ &\quad \left. + g_{zz}^{(t)}(\varsigma, 0, \text{Fo}) M_{az}^{(2)} - g_{zz}^{(t)}(\varsigma, 1, \text{Fo}) M_{az}^{(3)} \right], \end{aligned}$$

$$\alpha = r, z;$$

$$\begin{aligned} g_{zz}^{(t)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) &= \varsigma l_*^3 \sum_{k=0}^\infty \frac{(2 - \delta_{k0})}{\beta_k} \left[\text{Fo} + \frac{1}{\beta_k} (1 - e^{-\beta_k \text{Fo}}) \right] \times \\ &\quad \times \cos \pi k Z; \end{aligned}$$

$$g_{rz}^{(t)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) = -\frac{1}{\varsigma l_*} \frac{\partial}{\partial Z} g_{rz}^{(t)}(\varsigma, Z, \text{Fo});$$

$$\Delta(\varsigma) = (4\varsigma^2 l_*^2 + 2) e^{-2\varsigma l_*} - e^{-4\varsigma l_*} - 1;$$

$$M_{az}^{(j)} = m_{j1}^{(\alpha)} e^{-\varsigma l_* Z} + m_{j2}^{(\alpha)} e^{-\varsigma l_* (1-Z)}, \quad j = 1, 3;$$

$$C_* = \frac{\alpha_t q_0 R E}{(1-\nu) \lambda};$$

$$m_{11}^{(r)} = \left[(1 - \varsigma l_* Z) m_0^+ + 2\varsigma^2 l_*^2 \right] e^{-2\varsigma l_*} - (1 - \varsigma l_* Z);$$

$$m_{12}^{(r)} = \left[(1 + \varsigma l_* Z) m_0^- + 2\varsigma^2 l_*^2 \right] e^{-\varsigma l_*} - (1 + \varsigma l_* Z) e^{-3\varsigma l_*};$$

$$m_{21}^{(r)} = \varsigma l_* Z - (2\varsigma^2 l_*^2 + \varsigma l_* m_0^-) e^{-2\varsigma l_*};$$

$$m_{22}^{(r)} = (2\varsigma^2 l_*^2 + \varsigma l_* m_0^+) e^{-\varsigma l_*} + \varsigma l_* Z e^{-3\varsigma l_*};$$

$$m_{31}^{(r)} = (\varsigma l_* Z m_0^+ - \varsigma l_*) e^{-\varsigma l_*} + \varsigma l_* (1 - Z) e^{-3\varsigma l_*};$$

$$m_{32}^{(r)} = \varsigma l_* (1 - Z) + (\varsigma l_* m_0^- - \varsigma l_*) e^{-2\varsigma l_*};$$

$$m_{11}^{(z)} = (2\varsigma^2 l_*^2 - \varsigma l_* Z m_0^+) e^{-2\varsigma l_*} + \varsigma l_* Z;$$

$$m_{12}^{(z)} = \varsigma l_* Z e^{-3\varsigma l_*} - (2\varsigma^2 l_*^2 + \varsigma l_* Z m_0^-) e^{-\varsigma l_*};$$

$$m_{21}^{(z)} = 1 + \varsigma l_* Z - \left[(1 + \varsigma l_* Z) m_0^- + 2\varsigma^2 l_*^2 \right] e^{-2\varsigma l_*};$$

$$m_{22}^{(z)} = (1 - \varsigma l_* Z m_0^+) e^{-3\varsigma l_*} - \left[(1 - \varsigma l_* Z) m_0^+ + 2\varsigma^2 l_*^2 \right] e^{-\varsigma l_*};$$

$$m_{31}^{(z)} = (1 + \varsigma l_* + \varsigma l_* Z m_0^+) e^{-\varsigma l_*} - \left[1 + \varsigma l_* (Z - 1) \right] e^{-3\varsigma l_*};$$

$$; m_{32}^{(z)} = \varsigma l_* (Z - 1) - 1 + (1 - \varsigma l_* - \varsigma l_* Z m_0^-) e^{-2\varsigma l_*};$$

$$\begin{aligned} G_{r\phi}^{(1)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) &= \frac{2\nu\varsigma}{\Delta(\varsigma)} \left[-l_*^2 \text{Fo} N_{r\phi}^{(1)} + g_{zz}^{(t)}(\varsigma, 0, \text{Fo}) N_{r\phi}^{(2)} - \right. \\ &\quad \left. - g_{zz}^{(t)}(\varsigma, 1, \text{Fo}) N_{r\phi}^{(3)} \right] - T(\varsigma, Z, \text{Fo}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_{r\phi}^{(2)}(\varsigma, Z, \text{Fo}) &= \frac{1}{\Delta(\varsigma)} \left[\frac{2}{*} \text{Fo} v_1 + g_{zz}^{(t)}(\varsigma, 0, \text{Fo}) v_2 - \right. \\ &\quad \left. - l g_{zz}^{(t)}(\varsigma, 1, \text{Fo}) v_3 \right] - g_{zz}^{(t)}(\varsigma, Z, \text{Fo}); \end{aligned}$$

$$N_{r\phi}^{(j)} = n_{j1} e^{-\varsigma l_* Z} + n_{j2} e^{-\varsigma l_* (1-Z)}; \quad n_{11} = 1 - m_0^+ e^{-2\varsigma l_*};$$

$$n_{12} = m_0^- e^{-\varsigma l_*} - e^{-3\varsigma l_*}; \quad n_{21} = 1 - m_0^- e^{-2\varsigma l_*};$$

$$n_{22} = e^{-3\varsigma l_*} - m_0^+ e^{-\varsigma l_*}; \quad n_{31} = -n_{21}; \quad n_{32} = -n_{21};$$

$$m_0^\pm = 1 \pm 2\varsigma l_*;$$

$$v_j = v_{j1} e^{-\varsigma l_* Z} + v_{j2} e^{-\varsigma l_* (1-Z)};$$

$$\begin{aligned} v_{11} &= \left[2(1-\nu) m_0^+ - \varsigma l_* Z m_0^+ + 2\varsigma^2 l_*^2 \right] e^{-2\varsigma l_*} + \varsigma l_* Z - \\ &\quad - 2(1-\nu); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{12} &= \left[2(1-\nu) + \varsigma l_* Z \right] e^{-3\varsigma l_*} - e^{-\varsigma l_*} \times \\ &\quad \times \left[2(1-\nu) m_0^- + \varsigma l_* Z m_0^- + 2\varsigma^2 l_*^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{21} &= \left[2\varsigma^2 l_*^2 + (\varsigma l_* Z - 1 + 2\nu) m_0^- \right] e^{-2\varsigma l_*} - \varsigma l_* Z - \\ &\quad - (1 - 2\nu); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{22} &= (1 - 2\nu + \varsigma l_* Z) e^{-3\varsigma l_*} - e^{-\varsigma l_*} \times \\ &\quad \times \left[(1 - 2\nu + \varsigma l_* Z) m_0^+ - 2\varsigma^2 l_*^2 \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{31} &= \left[(3 - 4\nu) \varsigma l_* - 1 + 2\nu - \varsigma l_* Z m_0^+ \right] e^{-\varsigma l_*} + \\ &\quad + \left[\varsigma l_* (Z - 1) - 1 + 2\nu \right] e^{-3\varsigma l_*}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{32} &= \varsigma l_* (Z - 1) - 1 + 2\nu + e^{-2\varsigma l_*} \times \\ &\quad \times \left[1 - 2\nu + \varsigma l_* Z m_0^- - \varsigma l_* (3 - 4\nu) \right]; \end{aligned}$$

α_t – температурний коефіцієнт лінійного розширення; E – модуль Юнга; ν – коефіцієнт Пуассона.

Оскільки компоненти тензора напружень залежні від вибору системи координат і мають допоміжний характер, то аналіз напруженого стану в довільній точці матеріального континууму здійснюють на основі загальних положень теорії пружності, відпо-

відно до одного з яких за характеристики напруженості і деформативності приймають інваріанти.

Характерною ознакою втрати пружності і початку розвитку пластичного стану є значення величини

$$\tau_{\text{окт}} = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\sigma_I)^2 - 3\sigma_{II}}, \quad (6)$$

де σ_I , σ_{II} – перший та другий інваріанти тензора напружень [25].

Для оцінки близькості напруженого стану, що виникає у деформівному тілі в околі точки, до граничного або початкового стану пластичності серед інших використовується «енергетична теорія міцності», або теорія «формозмін», згідно з якою розрахункове напруження має вигляд:

$$\sigma_p = \frac{3}{2} \tau_{\text{окт}}. \quad (7)$$

Часто аналіз осесиметричного напруженого стану в довільній точці пружного тіла здійснюється на основі напруження Губера-Мізеса [25]:

$$I = \left(\frac{1}{6} \left[(\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{\phi\phi})^2 + (\sigma_{rr} - \sigma_{zz})^2 + \sigma_{zz}^2 + \sigma_{r\phi}^2 + \sigma_{\phi z}^2 \right] \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Беручи до уваги залежності (6) і (7), вираз (8) можна подати у вигляді:

$$I = \sqrt{\frac{3}{2}} \tau_{\text{окт}}, \quad \sigma_p = \sqrt{3} I.$$

Зауважимо, що компоненти тензора напружень у виразі (8) подаються як сума статичних ізотермічних напружень $\sigma_{ij}^{(e)}$, зумовлених дією притискальної P та дотичної $fp(r)$ сил, зв'язок між якими задається згідно із законом Амонтона, та квазістатичних температурних напружень $\sigma_{ij}^{(t)}$, які визначені відповідно до залежностей (5). Таким чином,

$$\sigma_{ij}^* = \frac{\sigma_{ij}^{(e)}}{p_0} + w_t \frac{\sigma_{ij}^{(t)}}{C_*}. \quad (9)$$

де w_t – безрозмірний термоконтактний критерій [1, 2], який характеризує вплив теплового нагрівання внаслідок фрикційної взаємодії.

Числовий аналіз виконаємо для випадку сталевго шару з фізико-механічними харак-

теристиками: $\lambda = 21 \text{ Вт/(м}^\circ\text{C)}$; $a = 5,9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\nu = 0,3$; $E = 190 \cdot 10^6 \text{ ГПа}$, а також $f = 0,01$; $v = 0,01 \text{ м/с}$ для різних значень параметра l_* , який характеризує співвідношення між товщиною шару l та радіусом ділянки нагрівання R .

При проведенні числового експерименту інтеграли, що входять у праві частини співвідношень (4) та (5), оцінювались чисельно за допомогою процедур QAGS і QAWS пакета QUADPACK [27, 28]. Графіки, наведені на рис. 1 і рис. 2, ілюструють поведінку безрозмірної температури T залежно від безрозмірних значень просторових координат ρ, Z і часу Fo , а у випадку шару – параметра l_* . Неперервні криві, зображені на цих графіках, відображають теплові процеси в шарі, а штриховими лініями показано відповідні розподіли температури в півпросторі.

З графіків на рис. 1 видно, що поблизу гарячої плями впродовж короткого проміжку часу встановлюється різкий градієнт температури (при $Fo \geq 1$), тоді як в області $\rho > 3$ температурне поле зберігається на нульовому рівні. В міру досягнення стаціонарного стану поблизу області нагріву великі градієнти температури зберігаються, хоча їх рівні з плином часу спадають. Так, при $Fo = 0,1; 1; 10; 50$ значення відношення $T(0,0,Fo)/T(2,0,Fo)$ складають відповідно 2759,6; 18,6; 6,4; 5,7. У точках, найбільш близьких до центра гарячої плями, перехідний процес є менш тривалим. Наприклад, при $Fo = 2$ температура в центрі плями контакту складає 83,4 %, а в точці $\rho = 3$ – всього лише 19,3 % стаціонарного стану. Також відзначимо, що в області нагріву $\rho \leq 1$ для фіксованого моменту часу температура на поверхні шару є вищою за поверхневу температуру в півпросторі. Поза областю нагріву ця картина в розподілі температури змінюється на протилежну.

Вказані властивості перехідних процесів при фрикційному розігріві шару підтверджуються даними, поданими на рис. 2. Тут показано залежність нестационарної температури граничної поверхні за фіксованих значень ρ від величини

критерію Фур'є. Значення $Fo = 50$ майже точно відповідає стаціонарному стану в околі нерівності. Результати експериментальних досліджень показують, що середній розмір гарячих плям знаходиться в інтервалі 17-21 мкм. Для більшості металів $a \cong 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, так що характерний час перехідного процесу буде відповідно 1,4 мс і 2,2 мс.

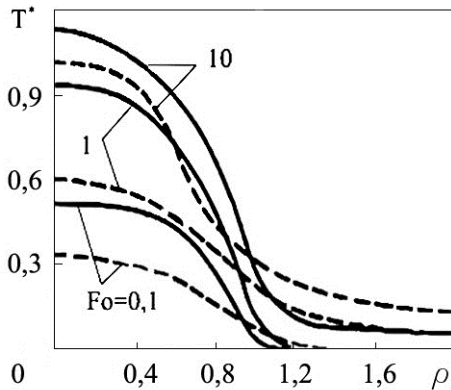


Рисунок 1. Поведінка безрозмірної температури T залежно від радіальної координати ρ за фіксованих значень критерію Фур'є

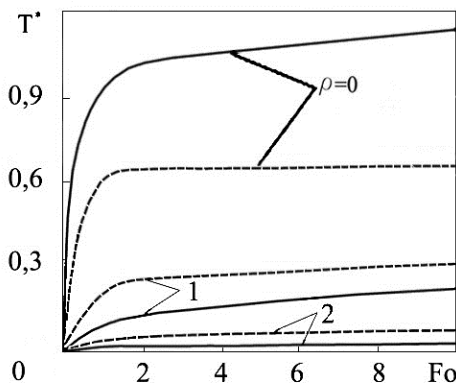


Рисунок 2. Залежність нестационарної температури граничної поверхні за фіксованих значень радіальної координати ρ від значення критерію Фур'є.

Криві на рис. 3 та рис. 4 ілюструють поведінку розподілу температури в центрі круга нагріву ($\rho = 0, Z = 0$) від параметра l_* ; рис. 3 відповідає усталеній температурі, рис. 4 ілюструє поведінку температури остигання в центрі гарячої плями контакту після зняття фрикційного джерела.

З наведених графіків видно, що для усталених значень температури із збільшенням параметра l_* температура монотонно спадає. Для нестационарного процесу поведінка температури дещо інша: максимальне

значення температури досягається на граничній поверхні в центрі області нагріву і залежить також від параметра l_* . Зокрема локальний екстремум температури при значеннях $Fo < 1$ досягається приблизно при $l_* = 8$, тоді як для значень $Fo > 1$ її екстремум має місце при $l_* = 1$. При певному значенні l_* , тобто при деякому співвідношенні між товщиною шару і розміром області нагріву, рівень температури на контакті може досягти або перевищити той, при якому матеріал починає руйнуватись, тобто може початись термодеструкція.

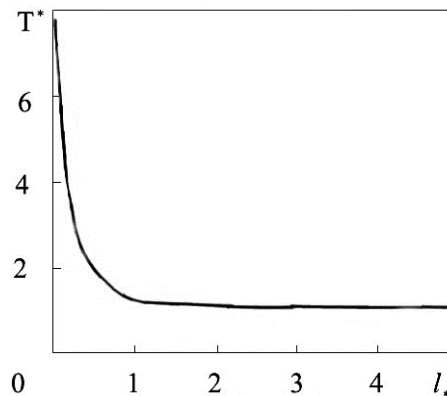


Рисунок 3. Поведінка розподілу усталеної температури в центрі круга нагріву ($\rho = 0, Z = 0$) залежно від параметра l_*

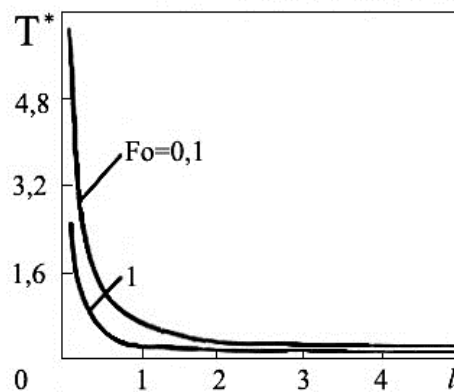


Рисунок 4. Температура остигання в центрі гарячої плями контакту після зняття фрикційного джерела

На рис. 5 відображено залежність максимального безрозмірного значення напруження Губера-Мізеса відповідно до компонент тензора напружень (9) від параметра w_i . Обчислення проводились окремо в пря-

мокутнику $|x| \leq 1,5R$, $0 \leq z \leq R$ площини $y = 0$ (криві 1) та на поверхні тертя $z = 0$ у півкрузі $0 \leq r \leq 1,5R$, $0 \leq \phi \leq 180^\circ$ (криві 2); криві 3, 4 побудовано для значень $Fo = 0,1$ та $Fo = 10$ відповідно.

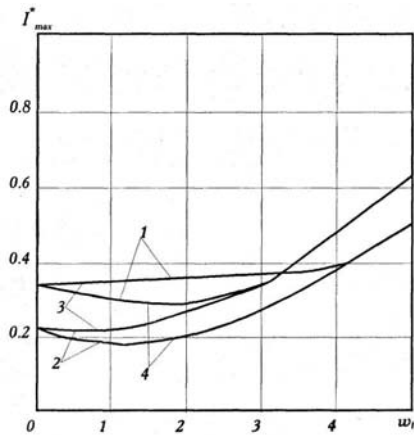


Рисунок 5. Залежність максимального значення інтенсивності напружень від значення термоконтактного критерію.

Числові дослідження показали, що врахування фрикційного тепловиділення вказує на те, що за певного значення величини w_t максимум напруження Губера-Мізеса може виходити навіть на поверхню тертя.

ВИСНОВКИ

Показано, що вклад температурних квазістатичних напружень у довільний момент часу в процесі фрикційної взаємодії шару скінченної товщини з нерухомою осесиметричною поверхнею визначається величиною термоконтактного критерію. Залежність максимального значення

інтенсивності напружень від цієї величини нелінійна.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Коровчинский М. В. Локальный термический контакт при квазистационарном тепловыделении в процессе трения / М. В. Коровчинский // Теория трения и износа. – М. : Наука, 1965. – С. 73–140.
- [2] Коровчинский М. В. Основы теории термического контакта при локальном трении. Ч. 1: Новое в теории трения / М. В. Коровчинский. – М. : Наука, 1966. – С. 98–145.
- [3] Коровчинский М. В. Основы теории термического контакта при локальном трении. Ч. 2: Вопросы трения и проблемы смазки / М. В. Коровчинский. – М. : Наука, 1968. – С. 5–71.
- [4] Коровчинский М. В. Осесимметричный термоупругий контакт при тепловыделении от трения / М. В. Коровчинский // Задачи нестационарного трения в машинах, приборах и аппаратах. – М. : Наука, 1978. – С. 54–83.
- [5] Бабей Ю. И. Физические основы импульсного упрочнения стали и чугуна / Ю. И. Бабей. – К. : Наук. думка, 1988. – 240 с.
- [6] Barber J. R. Thermoelastic displacement and stresses due to a heat source moving over the surface of a half plane / J. R. Barber // Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech. – 1984. – Vol. 51, N 3. – P. 636–664.