

КУЛІЧЕНКО А. Я., д.т.н., доцент (ДІТ);
КОВАЛЬЧУК В. В., аспірант (ДІТ).

Вплив методу термомеханічної очистки котлів залізничних цистерн на ймовірність розтріскування поверхневого шару металу

Обробка поверхні котлів залізничних цистерн термомеханічним методом інструментом з нежорсткими робочими елементами від шарів прокатної окалини, іржі та старої фарби, накопиченого технічного і атмосферного бруду щораз набуває широкого визнання і впровадження в залізничних депо України. В першу чергу це пов'язано з екологічно чистою технологією даного процесу, що суттєво відрізняється від традиційно прийнятої технології поверхневої очистки із застосовуванням хімреактивів.

Технологічний процес обробки ґрунтується на використанні в якості основного інструменту механічних дискових секційних щіток, до частини з яких під'єднана одна фаза змінного електричного струму, а друга фаза – до поверхні обробки. Особливість термомеханічної обробки даним інструментом полягає в тому, що у процесі контактування робочих елементів з поверхнею виникає миттєвий електродуговий розряд, який своєю температурою руйнує монолітність поверхневого накопичення, а ізольовані від контакту із струмом секції здійснюють їх механічне видалення.

У процесі такої обробки крім очищення поверхні, відбувається ще й зміцнення матеріалу поверхневого шару, викликаний як термічним впливом, так і віброударами гнучких робочих елементів, що приводить до пластичного деформування поверхні. Крім цього, позитивно зарекомендував себе метод термомеханічної обробки щітками поверхні зварних швів при виготовленні значних за своїми геометричними розмірами об'ємних конструкцій (мостових ферм, радіо- і телевізійних веж, опор ліній електропередач, залізничних вагонів і корпусів паро-

плавів тощо).

У наведеній роботі досліджено стан поверхні, яка нагрівається швидкоплинним тепловим джерелом і тертям внаслідок контактної взаємодії, та розглядається так звана критична глибина, яка відповідає максимуму розтягуючи термічних напружень та ймовірності виникнення термомеханічного розтріскування.

Термомеханічне розтріскування, викликане швидким переміщенням поверхнею теплового джерела, розглядалось в роботах [1,2]. Було встановлено, що розтріскування починається у приповерхневому шарі, де розтягуючи температурні напруження досягають свого максимуму і викликають руйнування матеріалу. Відстань від поверхні обробки до зони максимальних розтягуючих напружень називають критичною глибиною матеріалу.

Математична модель. Розрахункова схема, показана на рис. 1, являє собою напівнескінченне тіло, вздовж поверхні якого із сталою швидкістю V переміщується теплове джерело. Параметрами матеріалу обробки є коефіцієнти Ламе λ і μ (коефіцієнти Ламе характеризують пружні властивості ізотропних твердих тіл – модулі пружності, а коефіцієнт μ співпадає із модулем зсуву), густина ρ , теплопровідність k , температуропровідність κ , теплоємність c , коефіцієнт теплового розширення α та коефіцієнт кулонівського тертя μ_f . Для нашої мети матеріал можна розглядати як суцільне, однорідне та ізотропне середовище без локальних дефектів. Це дозволяє записувати аналітичні залежності у рухомій відносно матеріалу системі координат.

нат, яка є нерухомою відносно області контактування з елементами інструменту (див. рис. 1). Поля переміщень в напрямках осей X_1 та X_2 – $\{u_i\}$ та температур $\{T\}$ описуються в цій системі координат ди-

намічним рівнянням Нав'є 3. врахуванням термопружності (1) та однорідним (незв'язаним) рівнянням Фур'є (2). У нашому випадку ці рівняння запишуться наступним чином:

$$(\lambda + \mu) \cdot \delta_{ij} u_j + \mu \cdot \delta_{ij} u_i = \rho V^2 \delta_{ij} u_i + (3\lambda + 2\mu) \cdot \alpha \cdot \partial_i T \quad (1)$$

та $\kappa_{Dij} T = V \cdot \partial_i T$, (2) де $\partial_i = (\partial / \partial x_i)$ - позначення часткової похідної по координаті x_i ; T – поле температур; δ_{ij} - символ Кронекера.

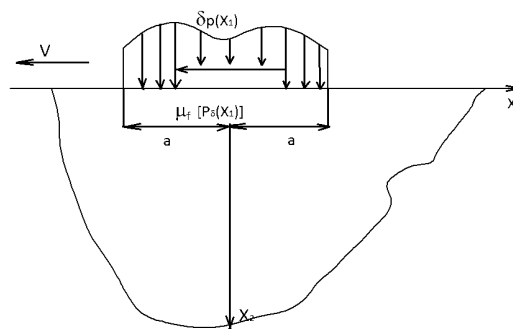


Рис. 1. Двовірна модель рухомого контакту (система координат $x_1 - x_2$ є нерухомою відносно навантаження, що переміщується).

У диференціальних рівняннях (1) та (2) використовуються індекси $i, j = 1, 2$, причому повторення індексів означає додавання відповідних членів.

Відомо, що термопружність це є область, в якій вивчаються залежності між напруженнями, деформаціями та темпера-

турою і в якій розробляються математичні методи розрахунку температури та деформації. Поле напружень $\{\sigma_{ij}\}$ підпорядковане закону Гука, який в теорії термопружності має вигляд

$$\sigma_{ij} = \lambda \cdot \partial_k u_k \delta_{ij} + \mu \cdot (\partial_j u_i + \partial_i u_j) - (3\lambda + 2\mu) \cdot \alpha \cdot T \cdot \delta_{ij}. \quad (3)$$

Якщо п'ятно контакту швидко переміщується поверхнею обробки термомеханічним методом, то в критичній області переважають термічні напруження. У роботах [3,4] було показано, що при переміщенні контакту із швидкістю (10...15) м/с термічні напруження становлять 85% від максимального значення головного термомеханічного напруження. Тому у даній роботі розглядаються напруження, спричинені лише від впливу нагрівання

матеріалу, нехтуючи напруженнями, що виникають внаслідок динамічного впливу робочих елементів інструменту обробки. За такої умови поверхня $x_2 = 0$ вважається вільною від сил тертя. Отже, єдиним впливом на тіло є передача йому теплоти, яка виділяється в контакті внаслідок виконання роботи лише силами тертя:

$$-k \partial_2 T = q_0 \quad - \text{в зоні контакту}; \quad (4)$$

-k д₂ T = 0.- поза зоною контакту (5)

На нескінченному віддаленні поля напружень і температур задовольняють умовою регулярності:

$$\sigma_{ij} = 0; \quad (6)$$

$$T = 0. \quad (7)$$

Підстановка безрозмірних змінних:

$$\xi = \frac{x_1}{a}; \eta = \frac{x_2}{a}; u = \frac{u_1}{a}; v = \frac{u_2}{a};$$

$$\sigma_{\xi\xi} = \frac{\sigma_{11}}{P_0}; \sigma_{\xi\eta} = \frac{\sigma_{12}}{P_0};$$

$$\sigma_{\eta\eta} = \frac{\sigma_{22}}{P_0}; C_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{p}}; C_2 = \sqrt{\frac{\lambda}{p}};$$

$$b = \sqrt{\frac{3\lambda + 2\mu}{p}}; M = \frac{V}{C_2};$$

$$\gamma = \frac{q_0 a \cdot \alpha}{k}; N = \frac{C_1}{C_2}; P = \frac{\delta}{P_0};$$

$$Q = \frac{q}{q_0}; R = \frac{V \cdot a}{k}; \phi = \frac{(T - T_0) \cdot k}{q_0 a}$$

у рівняння (1) дає наступні вирази

$$(N^2 - M^2) \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + (N^2 - 1) \frac{\partial^2 v}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} = c \frac{\partial \phi}{\partial \xi}; \quad (8)$$

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} + (N^2 - 1) \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} + N^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} = c \frac{\partial \phi}{\partial \eta}, \quad (9)$$

де $c = \frac{b^2 \gamma}{C_2^2}$ - питома теплоємність;

$\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{22}$ - поле напружень; $\sigma_{\xi\xi}, \sigma_{\xi\eta}, \sigma_{\eta\eta}$ - безрозмірне поле напружень; u_1, u_2 - переміщення в напрямках осей x_1 та x_2 ; C_1 - швидкість поширення об'ємних хвиль у навантаженому матеріалі; C_2 - швидкість поширення хвиль зсуву; M - число Маха; q - густина теплового потоку; q_0 - середня густина теплового потоку, що проходить через зону контакту; P, P_0 - тиск та середній тиск в зоні контакту; R - число Пекле (число або критерій Пекле характеризує відно-

шення між конвективним і молекулярним процесами переносу теплоти); ϕ - безрозмірне поле температур; c - питома теплоємність.

Для такого матеріалу, як низьколегована листовая сталь 09Г2С, та швидкості переміщення зони контакту $\sim 0,15$ м/с число Маха має порядок 10^{-3} . У такому випадку величиною M можна знехтувати у порівнюванні з N^2 та одиницею, оскільки похибка виявляється порівняною із похибкою заокруглення результатів. Аналогічним чином можна записати у безрозмірній формі закон Гука [5]

$$\sigma_{\xi\xi} = \frac{\mu_2}{P_0} \cdot \left[N^2 \frac{\partial u}{\partial \xi} + (N^2 + 1) \frac{\partial v}{\partial \eta} - c\phi \right], \quad (10)$$

$$\sigma_{\eta\xi} = \frac{\mu_2}{P_0} \cdot \left[\frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \right], \quad (11)$$

$$\sigma_{\eta\eta} = \frac{\mu_2}{P_0} \cdot \left[(N^2 + 1) \frac{\partial u}{\partial \xi} + N^2 \frac{\partial v}{\partial \eta} - c\phi \right]. \quad (12)$$

Рівняння Фур'є (2) у безрозмірній формі отримає наступний вигляд

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} = R \frac{\partial \phi}{\partial \xi}. \quad (13)$$

Загальне рішення. Пряме і зворотне перетворення Фур'є визначається наступним чином:

$$\tilde{g}(s, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\xi, \eta) \exp(is\xi) d\xi,$$

$$g(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty+ic}^{+\infty+ic} \tilde{g}(s, \eta) \exp(-is\xi) ds,$$

де s - комплексна змінна; $\tilde{g}(s, \eta)$ - позначення відображення по Фур'є функції $g(\xi, \eta)$.

Перетворення Фур'є відносно змінної ξ перетворює рівняння (8) і (9) у звичайні диференціальні рівняння. Після цього розв'язок поставленої задачі можна

отримати аналітично у просторі відображення за Фур'є.

Поле температур. Якщо тепловий потік розподілений рівномірно на відрізок $-1 \leq \xi \leq 1$, то відображення по Фур'є для безрозмірного поля температур, описаного рівнянням (13), має вигляд [6]

$$\tilde{\phi} = A' \exp\left(-\sqrt{s^2 - iRs} \cdot \eta\right), \quad (14)$$

де

$$A' = \frac{\tilde{Q}^*}{F}; F = \sqrt{s^2 - iRs};$$

$$\tilde{Q}^* = \frac{2\sin(s)}{s}$$

для рівномірного теплового потоку на вході $-1 \leq \xi \leq 1$.

Поле термічних напружень. Відображення за Фур'є полів переміщень $\{\tilde{u}, \tilde{v}\}$ і напружень $\{\tilde{\sigma}_i\}$ можна записати наступним чином:

$$\tilde{v} = A^* \exp(-\eta \cdot s) + C^* \eta \exp(-\eta \cdot s) + H \exp(-F \cdot \eta); \quad (15)$$

$$\tilde{u} = i \cdot \left[A^* \exp(-\eta s) + \left(\frac{2}{q} - 1\right) \cdot \frac{1}{s} C^* \exp(-\eta s) + C^* \eta \exp(-\eta s) - E_2 \exp(-F \eta) \right]; \quad (16)$$

$$\tilde{\sigma}_{\xi\xi} = \frac{\mu}{P_0} s \cdot \left[2A^* \exp(-\eta s) + 2 \left(\frac{2N^2 - 1}{1 - N^2} \right) \frac{1}{s} C^* \exp(-\eta s) + 2C^* \eta \exp(-\eta s) + E_3 \exp(-F \eta) \right]; \quad (17)$$

$$\tilde{\sigma}_{\xi\eta} = \frac{\mu}{P_0} (is) \cdot \left[-2A^* \exp(-\eta s) - 2 \left(\frac{1}{q} - 1 \right) \frac{1}{s} C^* \exp(-\eta s) + \eta C^* \exp(-\eta s) - E_4 \exp(-F \eta) \right] \quad (18)$$

$$\tilde{\sigma}_{\eta\eta} = \frac{\mu}{P_0} s \cdot \left[-2A^* \exp(-\eta s) - \frac{2}{q \cdot s} C^* \exp(-\eta s) - 2C^* \eta \exp(-\eta s) + E_5 \exp(-F \eta) \right], \quad (19)$$

$$\text{де } q = 1 - N^2; \quad E_1 = \frac{b^2 \gamma}{N^2 C_2^2}; \quad H = -\frac{\tilde{Q}^* E_1}{F^2 - s^2};$$

$$E_2 = \left[\frac{1}{q} \left(\frac{F}{s} \right)^3 - \left(1 + \frac{1}{q} \right) \cdot \left(\frac{F}{s} \right) \cdot H + E_1 \cdot \left(\frac{1}{q} \left(\frac{F}{s} \right)^2 \right) - 1 \right] \cdot \frac{\tilde{Q}^*}{Fs};$$

$$E_3 = -(N^2 E_2) - (N^2 - 2) \cdot \left(\frac{F}{s} \right) \cdot H - \frac{b^2 \gamma \cdot \tilde{Q}^*}{C_2^2 s \cdot F};$$

$$E_4 = -E_2 \cdot \left(\frac{F}{s} \right) + H; \quad E_5 = -(N^2 - 2) \cdot E_2 - N^2 \cdot \left(\frac{F}{s} \right) \cdot H - \frac{b^2 \gamma \cdot \tilde{Q}^*}{C_2^2 s \cdot F};$$

$$C^* = \frac{(E_4 + E_5) \cdot s}{2}; \quad A^* = \left(1 - \frac{1}{q} \right) \cdot \left(\frac{1}{s} \right) \cdot C^* - \frac{E_4}{2}.$$

Числовий розв'язок. Всі розв'язки знаходяться в перетвореному просторі. Для того щоб отримати рішення задачі, необхідно виконати зворотне перетворення Фур'є для виразів (14...19). Оскільки ці вирази є занадто складними для аналітичного обчислення інтегралів, зворотне перетворення здійснювалось числово при конкретних значеннях параметрів моделі.

Пробні розрахунки проводились авторами з параметрами матеріалу низьколегованої листової сталі марки 09Г2С. Метод інтегрування при числовому рішенні був зміщений, оскільки звичайному інтегруванню вздовж дійсної осі заважало присутність особливості функції-відображення.

У звичайному перетворенні Фур'є параметр S є дійсною змінною, а шлях зворотного перетворення Фур'є співпадає із напрямом дійсної осі. У той же час комплексні функції, які визначаються виразами (14...19), мають точки розгалуження з координатами $S = 0$ та iR . Крім того, на початку координат розташований звичайний полюс. Присутність особливостей у графіків цих функцій вимагають зміщення шляху інтегрування при виконанні зворотного перетворення Фур'є.

Як відомо із комплексного аналізу, інтеграл функції $\tilde{g}(s, \eta)$, аналітичної в області D , не залежить від шляху інтегрування. Тому ми можемо позбутися особливостей підінтегральних виразів, зміщуючи шлях інтегрування паралельно дійсної осі на відстань c ($c < R$). Оптимальний вибір відстані c дозволяє збільшити швидкість сходимості процесу числового інтегрування.

Залежність критичної глибини від параметрів контакту. Виникнення термічних напружень в матеріалі обробки обумовлене виділенням теплоти в зоні контакту робочих елементів інструменту з поверхнею обробки. Густина теплового потоку, який нагріває матеріал, становитиме $q = \mu_f P(\xi) \cdot \bar{V}$, де μ_f - коефіцієнт кулонівського тертя; $P(\xi)$ - тиск; $\bar{V}$ - швидкість ковзання, яка може співпадати або не співпадати по величині із швидкістю переміщення області контакту V .

Проведена серія експериментів, яка ґрунтувалась на порівнюванні їх результатів із результатами розрахунків згідно формул (14...19). Розрахунок проводився для матеріалу сталі марки 09Г2С, причому число Пекле ($R = Va/k$) варіювалось шляхом зміни швидкості переміщення контакту. У точках, розташованих на різній глибині під задньою границею зони контакту, вираховувались значення головних термічних напружень. Серед них вибиралось максимальне внутрішнє напруження розтягу, яке і буде відповідати критичній

глибині η_{cr} . Для двовірного випадку була виявлена залежність між η_{cr} та числом Пекле, яка описується емпіричним рівнянням [7]:

$$R(\eta_{cr})^{2,275} = 20,4368. \quad (20)$$

Швидкість переміщення контакту становила 0,15 м/с, а ширина контакту відповідала ширині робочої поверхні інструменту – 0,255 м.

Аналіз порівнювання теоретичних викладок і експериментальних досліджень вказав на то, що у випадках переміщення окремо взятого п'ятна контакту поверхнею однорідного тіла критична глибина визначається у першу чергу числом Пекле, а решта параметрів матеріалу відіграють другорядну роль.

У науковій праці [4] було висловлено припущення, що максимум головного внутрішнього напруження досягається при максимальному градієнті температур. Для перевірки цієї гіпотези був побудований графік залежності головного термічного напруження σ_1 і градієнта температур від глибини точок, розташованих на задньому краї контакту (рис. 2). Аналіз даного графіку дозволяє зробити висновок, що критична глибина відповідає не максимальному значенню градієнта температури, а області, в якій цей градієнт стає мінімальним і врешті зовсім зникає.

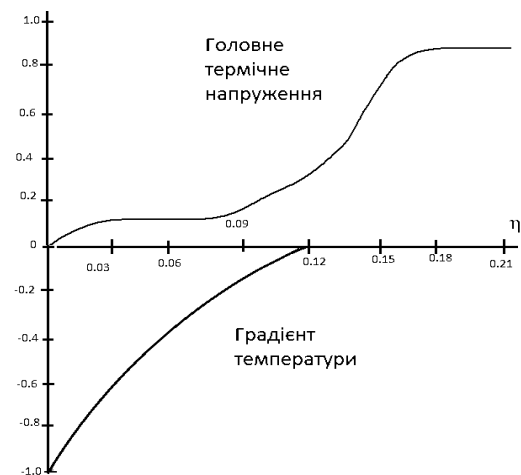


Рис. 2. Залежності головних термічних напружень σ_1 та градієнта температури від глибини розрахованої критичної точки η для сталі марки 09Г2С.

Висновок

У представленій роботі показаний значний вплив числа Пекле на стан матеріалу, який підлягає нагріванню рухомих швидкоплинним джерелом теплоти та контактом тертя. Виравувалась критична глибина η_{cr} , яка відповідає максимуму внутрішніх термічних напружень розтягу, причому пошуки максимуму проводились в області задньої границі контакту. Встановлено, що критична глибина залежить в основному від числа Пекле, тобто від швидкості переміщення контактуючих поверхонь, їх розмірів і величини температуропровідності матеріалу. Взаємозв'язок між числом Пекле і критичною глибиною наближено виражається формулою (20). Запропонована методика дозволяє проводити розрахунки максимуму безрозмірного напруження розтягу для будь-якої матеріалу.

Для визначення η_{cr} у даній роботі запропонована спрощена формула, яка рекомендується для конструкторських розрахунків. За допомогою даної формули можна користуватись при контактуванні у процесі обробки інструментами значних за величиною розмірами, тобто, при значних розмірах п'ятна контакту, а також при необхідності адекватного опису стану системи двомірною моделлю.

Список літератури

1. Жу Ф., Лью К. Термомеханическое растрескивание слоистых сред под действием движущейся нагрузки от сил трения // Ф. Жу, К. Лью. / Проблемы тре-

ния и смазки. – М.: «Мир», 1984, № 4. – С. 87-96.

2. Безъязычный В.Ф. Расчет температурных остаточных напряжений в поверхностном слое деталей при механической обработке./ Физика и химия обработки материалов. 1976, № 5. – С. 37-42.

3. Зарубин В.С. Инженерные методы решения задач теплопроводности./ В.С. Зарубин – М.: Энергоиздат, 1983. – 328 с.

4. Лыков А.А. Теория теплопроводности. / А.А. Лыков – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.

5. Абрамов В.В. Напряжения и деформации при термической обработке стали. – Киев: Техніка, 1985. – 133 с.

6. Беляев М.М., Рядно О.А. Математические методы теплопроводности. – Киев: Вища школа, 1992. 415 с.

7. Козлов В.П. Двумерные осесимметричные нестационарные задачи теплопроводности./ Под ред. А.Г.Шашкова. – Минск: Наука и техника, 1986. – 392 с.

Анотації:

Ключові слова: залізничні цистерни, термомеханічна обробка, поверхневий шар, критична глибина, поле температур.

У роботі розглядається стан котлів залізничної цистерни, поверхня якої у процесі термомеханічної обробки нагрівається швидкоплинним тепловим джерелом; встановлюється критична глибина, що відповідає максимуму термічних напружень розтягу; виявлена залежність між критичною глибиною і числом Пекле.

В работе рассматривается состояние котлов железнодорожной цистерны, поверхность которой в процессе термомеханической обработки нагревается скоротечным тепловым источником; устанавливается критическая глубина, что соответствует максимуму термических напряжений растяжения; выявлена зависимость между критической глубиной и числом Пекле.

The paper considers the boiler tank, the surface which is in the process of thermomechanical processing returns fleeting heat source, set the critical depth corresponding to the maximum thermal stress tension, discovered the relationship between critical depth and number of Hell.