

УДК 539.3

ВАРІАНТ ЧИСЛОВОЇ МЕТОДИКИ ВИЗНАЧЕННЯ ЗУМОВЛЕНОГО СТРУКТУРНИМИ ПЕРЕТВОРЕННЯМИ ЗАЛИШКОВОГО НАПРУЖЕНОГО СТАНУ СТАЛЕВИХ ПЛАСТИН ЗА НАГРІВУ РУХОМИМИ РОЗПОДІЛЕНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ТЕПЛА

О. Р. Гачкевич¹, Т. В. Козакевич¹, М. Гаск²

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

²Політехніка Опольська, м. Опольє, Польща

Розроблено, ґрунтуючись на методах зважених залишків та скінчених елементів, варіант методики числового визначення фазового складу та залишкового напруженого стану сталевих низьколегованих маловуглецевих тонких пластин при локальному високотемпературному нагріві рухомими нормально розподіленими джерелами тепла.

Ключові слова: високотемпературний нагрів, монотонне охолодження, рухомі розподілені джерела тепла, фазовий склад, залишковий напружений стан, методи зважених залишків та скінчених елементів.

Вступ. При термообробці (фрезуванні, шліфуванні, зварюванні, відпалі, відпуску і т.п.) сталевих виробів, яка, як правило, є високотемпературною, в зонах термічного впливу можуть відбуватись структурні перетворення і виникати зумовлені ними залишкові напруження. Від величини відсоткового вмісту фазових складових та відповідних напружень суттєво залежать кінцеві функціональні та механічні властивості виробів. Тому проблема опису і дослідження розподілу фазового складу та напруженого стану в сталевих виробках при термічних впливах є актуальною і важливою для практичних застосувань.

Виходиться з адаптованої до випадку тонких пластин за нагріву рухомими розподіленими джерелами тепла відомої математичної моделі опису [1, 2] залишкових структурних фазових складових та зумовлених ними напружень у сталевих маловуглецевих низьколегованих тілах за монотонного охолодження зі стану з наявними аустенізованими областями, яка ґрунтується на приведених у літературі статистичних залежностях відсоткового вмісту фазових складових (мартенситу, бейніту і ферито-перліту, що утворюються при розпаді аустеніту) від часу перебування точки тіла в діапазоні температур поліморфних перетворень та хімічного складу сталі. На цій основі запропоновано числову методику визначення цих залишкових фазового і напруженого станів у розглядуваних пластинах, яка зводиться до наступної триетапної розрахункової схеми:

- постановка і розв’язування відповідної двовимірної нестационарної задачі теплопровідності для тонкої пластини за локального високотемпературного нагріву різного типу рухомими розподіленими джерелами тепла; окреслення ізотерм на основі розв’язків цієї задачі теплопровідності;
- розробка з врахуванням ізотерм алгоритму визначення часу перебування точки в інтервалі температур ($850^{\circ}\text{C} \div 500^{\circ}\text{C}$) поліморфних перетворень (прийнятому в вихідних статистичних даних) за монотонного охолодження; визначення, з використанням відомих аналітичних інтерполяційних залежностей відсоткового вмісту наявних залишкових фазових складових: мартенситу, бейніту і ферито-перліту від часу перебування точок пластини в діапазоні температур поліморфних перетворень при монотонному охолодженні та хімічного складу сталі;
- формулювання в переміщеннях та розв’язування задачі про знаходження залишкових напружень за підходу методу умовних залишкових деформацій при відомій (у відповідності до принципу адитивності) деформації, викликаний різним відсотковим вмістом наявних фазових складових за встановленої зміни питомого об’єму всіх складових у процесі перетворень.

Вихідні положення та припущення. Запропоновано основу на методі зважених залишків (зокрема, методі Гальоркіна) та методі скінчених елементів (МСЕ) [3, 4], методику чисельного послідовного розв’язування відповідних задач математичної фізики наявних етапів розрахункової схеми за врахування числової форми отримання результатів на кожному етапі. При цьому (щоб використати МСЕ) безмежну тонку пластину моделюємо як скінчену (яка займає скінчену область Ω), підбираючи при подальших розрахунках розміри пластини такими, щоб результати зі заданою точністю вже не залежали від її розмірів. Тоді, згідно МСЕ розбиваємо область Ω на скінчену кількість n_e скінчених елементів (СЕ) $\Omega^{(i)}$.

При цьому виконуються умови: $\Omega = \bigcup_{i=1}^{n_e} \Omega^{(i)}$; $\forall i: i = \overline{1, n_e}$, $\Omega^{(i)}$ – замкнуті підобласті, множина внутрі-

шніх точок яких не порожня; $\forall l, m: l = \overline{1, n_e}, m = \overline{1, n_e}, \Omega^{(l)} \cap \Omega^{(m)} = \emptyset, l \neq m, \forall \Omega^{(i)}$ – границя неперервна за Ліпшицом; границя Γ розділу тіла та зовнішнього середовища співпадає з границею відповідних елементів.

Використано одновимірні (на границі) та двовимірні (в областях) чотирикутні елементи серендипового типу [3, 4]. При розв'язуванні осесиметричних і плоских задач (з точки зору обчислювальних затрат та точності розв'язку) використано біквадратичні базисні функції (по 8 вузлів на кожному скінченному прямокутному елементі) [3, 4]. Елементи ізопараметричні: для довільного вузла СЕ з локальними координатами (ξ_1, ξ_2) відповідним вузлом у глобальних координатах є (x_1, x_2) . Складні підінтегральні вирази, які виникають при отриманні відповідних матриць скінчених елементів, обчислюються зі застосуванням числового інтегрування з використанням квадратурних формул Гауса. При розв'язанні алгебраїчних рівнянь у МСЕ використано метод Холецкого, який застосовується при симетричних і додатньо визначених матрицях.

Для підвищенні точності розв'язку використовується арифметика з подвійною точністю (з огляду на те, що сучасна обчислювальна техніка має велику кількість операційної пам'яті та швидкодію, хоча при цьому збільшується кількість використовуваної оперативної пам'яті й час обчислень). Розв'язування системи звичайних диференціальних рівнянь за нестационарних процесів здійснюється покроково.

Задача теплопровідності. На *першому етапі* розрахункової схеми розглядається температурна задача [5–8]. Скалярну величину T (температуру) на скінченному елементі подаємо за допомогою функцій форми:

$$T^{(i)}(\xi_1, \xi_2, \tau) = [N_t^{(i)}(\xi_1, \xi_2)] \{T^{(i)}(\tau)\},$$

де $[N_t^{(i)}] = (N_1^{(i)}(\xi_1, \xi_2), \dots, N_8^{(i)}(\xi_1, \xi_2))$ – матриця функцій форми i -го СЕ, $\{T^{(i)}(\tau)\}$ – вектор значень температури у вузлах скінчених елементів в момент часу τ .

При цьому вихідна температурна початково-крайова задача у частинних похідних зводиться до системи звичайних диференціальних рівнянь відносно невідомих значень температури у вузлах розбиття:

$$[C_t](d\{T\}/d\tau) + [K_t]\{T\} = \{F_t\}, \quad (1)$$

при початкових умовах

$$\{T(0)\} = \{T_0\}, \quad (2)$$

де $\{T_0\}$ – вектор температури зовнішнього середовища в кожному вузлі розбиття; $[C_t]$, $[K_t]$ – температурні матриці жорсткості, $\{F_t\}$ – вектор навантаження, які мають вигляд:

$$\begin{aligned} [C_t] &= \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} c\rho [N_t^{(i)}]^T [N_t^{(i)}] d\Omega, \\ [K_t] &= \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} \lambda [B_t^{(i)}]^T [B_t^{(i)}] d\Omega + \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} \alpha^* [N_t^{(i)}]^T [N_t^{(i)}] d\Omega, \\ \{F_t\} &= \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} \bar{Q} [N_t^{(i)}]^T d\Omega + \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} \alpha^* \cdot t_c [N_t^{(i)}]^T d\Omega. \end{aligned} \quad (3)$$

Тут $[B_t^{(i)}]$ – матриця похідних функцій форми на i -му скінченному елементі, c – питома теплоємність, ρ – густина матеріалу, λ – коефіцієнт теплопровідності, \bar{Q} – приведена (віднесена до одиниці товщини) потужність джерел тепла, $\alpha^* = \alpha / 2h$ – коефіцієнт теплообміну, h – півтовщина пластини, t_c – температура навколишнього середовища, T – знак транспонування.

Задачу Коші (1) – (2) за розбиття по часу (проміжку $[0, \tau_k]$) на дискретну множину точок τ_0, τ_1, \dots з кроком $\Delta\tau_n$) зводимо до системи нелінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{aligned} ([C_t] + \Theta\Delta\tau_n [K_t])\{T\}_{n+1} &= ([C_t] - (1 - \Theta)\Delta\tau_n [K_t])\{T\}_n + \\ &= ([C_t] - (1 - \Theta)\Delta\tau_n [K_t])\{T\}_n + (1 - \Theta)\{F_t\}_n \Delta\tau_n + \Theta\{F_t\}_{n+1} \Delta\tau_n, \end{aligned} \quad (4)$$

де індексами $n, n+1$ вказано значення величин відповідно в момент часу τ_n, τ_{n+1} , $\Theta = 0.66667$ (метод Гальоркіна). Система алгебраїчних рівнянь (4) розв'язується за допомогою методу Холецкого.

На початковому етапі дії джерела виникає нестационарне температурне поле, при якому прилегла до джерела область нагріву тіла розширюється з часом, а температура у кожній точці підвищується, прямуючи до деякого граничного значення (період теплонасичення). З часом розміри нагрітої області та температура

в ній усталюються. Навколо джерела тепла встановлюється незмінне температурне поле, яке переміщується разом з джерелом тепла (квазістаціонарне температурне поле) [9, 10]. Знайдено розподіли температури за квазістаціонарного поля, що переміщається разом з рухомих джерелом тепла (так званий усталений тепловий режим). Використано принцип «накладення джерел», який описаний у роботах [9, 10]: якщо в тілі за лінійних граничних умов діють декілька джерел тепла, то викликані окремими джерелами просторово-часові температурні поля не впливають одне на друге і можуть сумуватися (утворюючи одне поле спільної дії).

Визначення фазового складу. На *другому* етапі розрахункової схеми за отриманим температурним полем (за усталеного теплового режиму), обчислюється фазовий склад маловуглецевої низьколегованої сталевий пластини. Для цього використовується дискретизація області з температурної задачі (першого етапу) та будуються попередньо ізотерми (за відомими розв'язками задачі першого етапу) при певних критичних температурах: $T_m (\approx 500^{\circ}C)$ – температурі мінімальної стійкості аустеніту, $A_{c1} (\approx 723^{\circ}C)$ – температурі початку аустенізації, $A_{c3} (\approx 850^{\circ}C)$ – температурі повної аустенізації.

Основним параметром, який визначає фазовий склад у використаному підході, є час перебування точок пластини за монотонного охолодження у температурному проміжку поліморфних перетворень для сталей даного типу (від температури A_{c3} до T_m). На основі побудованих ізотерм знаходимо час τ^* охолодження в проміжку від A_{c3} до T_m для точок, температура яких задовольняє умові $T' \geq A_{c3}$ і час τ^{**} охолодження від температури T' до T_m для точок, температура яких задовольняє умові $A_{c1} \leq T' < A_{c3}$.

При встановлених τ^* і τ^{**} для кожної точки тіла відсотковий вміст фазових складових (мартенситу, бейніту та ферито-перліту) визначається за відомими інтерполяційними залежностями, отриманими узагальненням даних статистичної обробки термкінетичних діаграм розпаду аустеніту у взірцях [11], в яких фазовий склад пов'язується з приведеною тривалістю τ^0 (за яку приймається відповідно τ^* або τ^{**}) перебування точок тіла в практичному діапазоні температур поліморфних перетворень за монотонного охолодження та хімічним складом сталі.

Обчислення залишкових напружень. На *третьому* етапі розрахункової схеми використано метод зважених залишків та МСЕ для розв'язання двовимірної плоскої задачі теорії пружності в переміщеннях з врахуванням деформації, викликані структурними перетвореннями (відсотковим вмістом фазових складових, обчисленому на другому етапі). Компоненти вектора переміщення $\{u\} = (u_1, u_2)^T$ на СЕ записано у вигляді:

$$\{u^{(i)}\} = [N_u^{(i)}] \{U^{(i)}\},$$

де $[N_u^{(i)}]$ – матриця функцій форми СЕ для векторної величини, $\{U^{(i)}\}$ – значення компонент вектора переміщення $\{u\}$ у вузлах СЕ.

Двовірну плоску задачу теорії пружності, що описує залишкові напруження, сформульовано на основі методу умовних залишкових деформацій [12]. При цьому повна деформація $\hat{\epsilon}$, яка відповідає наявним в тілі залишковим напруженням $\hat{\sigma}$, за відомої залишкової деформації $\hat{\epsilon}^0$ за натурального теплового стану тіла є рівна сумі цієї деформації і пружної $\hat{\epsilon}^p$. Пружна деформація $\hat{\epsilon}^p$ визначається законом Гука. Компоненти тензорів напружень і деформацій задовольняють умови (рівняння) механічної рівноваги [12], рівняння сумісності повної деформації [12], а також граничні умови.

Співвідношення між напруженнями $\{\sigma\}^T = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_{12}\}^T$ і деформаціями $\{\epsilon\}^T = \{\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_{12}\}^T$ та геометричні співвідношення мають відповідно вигляд:

$$\{\sigma\} = [D] \{\epsilon - \epsilon_v\}, \quad (5)$$

$$\{\epsilon\} = [B] \{u\}, \quad (6)$$

де

$$[D] = \frac{E}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & (1-\nu)/2 \end{bmatrix}, \quad [B] = \begin{bmatrix} \partial/\partial x_1 & 0 \\ 0 & \partial/\partial x_2 \\ \partial/\partial x_2 & \partial/\partial x_1 \end{bmatrix},$$

E – модуль Юнга, ν – коефіцієнт Пуасона для відповідного матеріалу. Тут

$$\{\epsilon_v\} = \beta_m \xi_m + \beta_b \xi_b + \beta_{fp} \xi_{fp} - \quad (7)$$

зумовлена фазовими змінами залишкова об'ємна (структурна) деформація [1, 2, 13–15], де M , B , FP – відповідно відсотковий вміст мартенситної (M), бейнітної (B) та ферито-перлітної (FP) складової

фазового складу, отримана у відповідності до принципу адитивності деформації, викликаной різним відсотковим вмістом наявних фазових складових за відомих їх питомих об'ємів; $\xi_m = 0.01 \cdot M$, $\xi_b = 0.01 \cdot B$, $\xi_{fp} = 0.01 \cdot FP$. Деформація (7) відповідає, за врахування відомих експериментальних даних [1, 2, 11, 15], зміні питомого об'єму вихідного ферито-перліту ($V_{FP} \equiv 1/\rho_{FP} = 0.1274 \cdot 10^{-3}$, м³/кг, де ρ_{FP} – густина ферито-перліту) при аустенізації та наступній зміні питомого об'єму аустеніту ($V_A \equiv 1/\rho_A = 0.1227 \cdot 10^{-3}$, м³/кг, де ρ_A – густина аустеніту) на відсоткові об'ємні частини мартенситу ($V_M \equiv 1/\rho_M = 0.1282 \cdot 10^{-3}$, м³/кг, де ρ_M – густина мартенситу), бейніту ($V_B \equiv 1/\rho_B = 0.1277 \cdot 10^{-3}$, м³/кг, де ρ_B – густина бейніту) та ферито-перліту (V_{FP} вихідного) [15]. При цьому отримано такі значення коефіцієнтів $\beta_m = 0.002093$, $\beta_b = 0.000785$, $\beta_{fp} = 0$.

Сформульовану двовимірну плоску задачу теорії пружності для тонкої пластини в переміщеннях (за врахування структурної деформації при фазових перетвореннях в сталевих тілах), використовуючи МСЕ, зводимо до системи нелінійних алгебраїчних рівнянь відносно значень переміщень $\{U\}$ у вузлах скінчених елементів (у випадку відсутності об'ємної сили та крайових навантажень)

$$[K_u]\{U\} = \{F_u\}, \tag{7}$$

де $[K_u]$, $\{F_u\}$ – відповідно матриця жорсткості і вектор навантаження, які мають наступний вигляд:

$$[K_u] = \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} [B_u^{(i)}]^T [D^{(i)}] [B_u^{(i)}] d\Omega, \tag{8}$$

$$\{F_u\} = \sum_{i=1}^{n_e} \int_{\Omega^{(i)}} [B_u^{(i)}]^T [D^{(i)}] \{\varepsilon_v^{(i)}\} d\Omega. \tag{9}$$

Тут $[B_u^{(i)}] = [B][N_u^{(i)}]$. Залишкові напруження за відомих переміщень знаходимо, з використанням співвідношень (5), (6).

Напружений стан оцінюється на основі інваріантної величини – інтенсивності напружень σ_{int} (яка не залежить від вибраної при розв'язанні задачі геометричної системи відліку).

Зауважимо, що при розв'язуванні складових задач визначення температури і залишкових напружень з використанням МСЕ виникає необхідність створення програмного модуля дискретизації області. Даний модуль використовується два рази. При цьому для температурної задачі область обчислення є більшою й елементи розбиття є більших розмірів. При обчисленні напруженого стану розглядаються відповідно менші область і елементи розбиття. Значення фазових складових у додаткових точках, які відповідають «меншому» розбиттю дообчислюються (з використанням відповідного інтерполювання).

Достовірність розв'язків розглядуваних задач механіки деформівного твердого тіла за врахування фазових перетворень забезпечується використанням строгих математичних підходів при розв'язуванні відповідних складових задач, які ґрунтуються на методи зважених залишків та МСЕ за критерію практичної збіжності (за зменшенням розмірів сітки в два рази і послідовного порівняння розв'язків); узгодженням отриманих результатів з відомими в літературі теоретичними й експериментальними даними [13, 14].

На основі викладеного розроблено програмне забезпечення в середовищі Compaq Visual Fortran Standart Edition 6.6.0, яке реалізоване в пакеті програм визначення поля температури, часу перебування розглядуваних точок тіла в діапазоні температур поліморфних перетворень, відсоткового вмісту фазових складових за розпаду аустеніту та обчислення значень компонент та інтенсивності залишкових напружень.

Приклад. Розглянуто два (основне і додаткове) рухомі нормально розподілені джерела, які рухаються в напрямі осі $0x_1$ з постійною швидкістю v (рис. 1). Тут і далі на рисунках стрілка над рисунками вказує

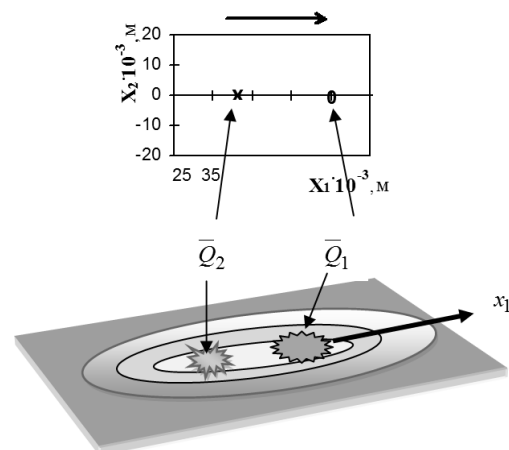


Рис. 1. Схема просторової локалізації двох джерел тепла

напряг руху джерел; o – місце розташування центра \bar{Q}_1 головного джерела, x – місце центра додаткового \bar{Q}_2 .

Система двох рухомих нормально розподілених джерела тепла описується формулою [9, 10]

$$\bar{Q} \equiv \bar{Q}_1 + \bar{Q}_2 = \frac{Q_1^*}{2\pi\bar{\sigma}} \exp\left[-\frac{x_2^2 + (x_1 - x_1^0)^2}{2\bar{\sigma}}\right] + \frac{Q_2^*}{2\pi\bar{\sigma}} \exp\left[-\frac{x_2^2 + (x_1 - x_1^*)^2}{2\bar{\sigma}}\right], \quad (10)$$

де Q_1^* і Q_2^* – параметри потужності відповідно, основного і додаткового джерел тепла (кВт/м), x_1 – координата вздовж лінії руху (м), x_2 – поперечна координата від центра (м), $x_1^0 = v\tau$ (м), $x_1^* = v\tau - L$ (м), L – віддаль між центрами локалізації основного і додаткового джерел тепла (м), $\bar{\sigma}$ – параметр розсіювання (м²). Розглядаються нормально розподілені джерела тепла (густина енергії яких є розподілена по нормальному (Гаусовому) закону). Такі розподіли створюють стандартні електричні, електромагнітні, інфрачервоні і ін. промислові нагрівачі [9, 10].

При обчисленнях наявні параметри і характеристики матеріалу для пластини з маловуглецевої низьколегованої сталі 17Г1С з хімічним складом: Mn = 1.35 %, C = 0.175 %, Si = 0.5 %, $\bar{\sigma} = 30 \cdot 10^{-6}$ м²; при $t_c = 20$ °С приймалися такими: $Q_1^* = 800$ кВт/м, $v = 2 \cdot 10^{-3}$ м/с, $\lambda = 4,42$ кВт/(м·°С); $\alpha / 2h = 2,34 \cdot 10^2$ Вт/(м³·°С); $c_p = 5,52$ КДж/(м³·°С) [16]. У праці [16] встановлено, що за теплофізичних характеристик, значення яких є постійні та рівні приведеним (визначені в [16]), розрахункові ізотерми, в задачах дугового зварювання малоуглецевих пластин і наплавки на них технологічних валиків, є досить близькі до експериментально вимірюваних. Тому в роботі виходиться з постійних характеристик значення яких встановлені в [16]. Залишкові напруження обчислено за природнього стану, коли значення механічних характеристик відповідають кімнатній температурі 20°С. Наявний фазовий склад, який утворився за охолодження до 500°С, не змінюється за подальшого охолодження (результати встановлені при отриманні термокінетичних діаграм розпаду аустеніту [1, 2, 11, 13, 14]).

Проаналізовано вплив додаткового джерела тепла \bar{Q}_2 . Встановлено, що таким джерелом можна коригувати фазовий склад пластини в напрямі зменшення вмісту мартенситної складової при відповідному зменшенні максимальних значень інтенсивності залишкових напружень σ_{int} . Проаналізовані ізотерми, фазовий склад та залишкові структурні напруження при зміні параметра L в межах $20 \cdot 10^{-3} \div 30 \cdot 10^{-3}$ м і параметра потужності Q_2^* в межах $40 \div 200$ кВт/м (рис. 2).

На рис. 2, 3 приведено для одного з розглядуваних варіантів результати розподілів температур, фазових складових та компонент залишкових напружень при двох джерелах тепла (лінії відповідають: 1 – 500 °С; 2 – 723 °С; 3 – 850 °С; 4 – мартенситу, 5 – бейніту, 6 – ферито-перліту, %; 7 – σ_{11} , 8 – σ_{22} , 9 – σ_{int} , МПа).

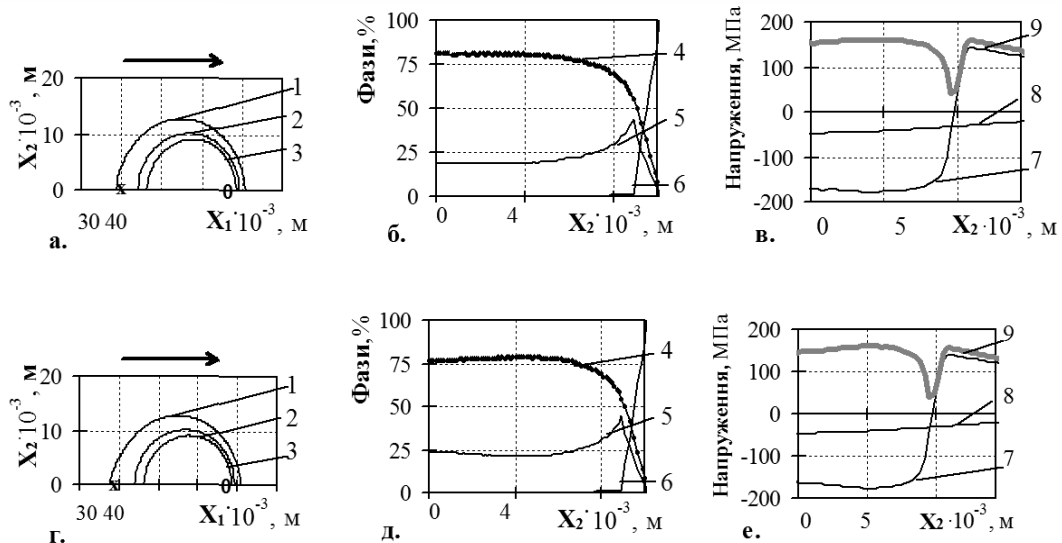


Рис. 2. Ізотерми (а,г), розподіл фаз (в,д) та залишкових напружень (в,е) у пластині при $L = 30 \cdot 10^{-3}$ м і параметри потужності Q_2^* відповідно: 40 кВт/м – (а,б,в); 80 кВт/м – (г,д,е).

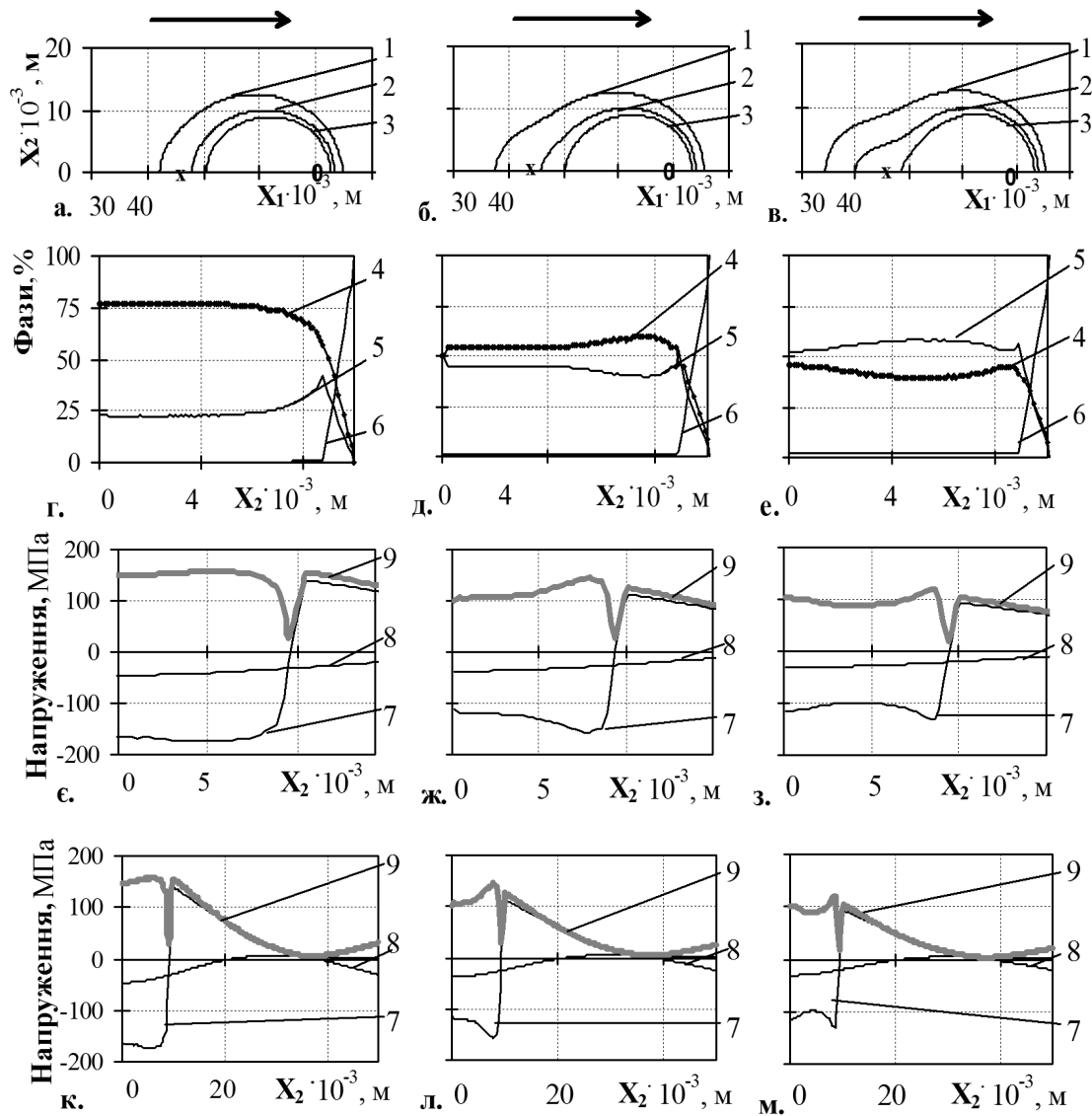


Рис. 3. Ізотерми (а-в), розподіл фаз (г-е) та залишкових напружень за різного масштабу (є-з) при $L = 20 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ і параметрі потужності Q_2^* відповідно: 40 кВт/м – (а,г,є,к); 80 кВт/м – (б,д,ж,л); 160 кВт/м – (в,є,з,м)

Видно, що максимальний вміст мартенситу є чутливим до віддалі L між основним і додатковим джерелами тепла. Найбільшого пониження вмісту мартенситу та рівня залишкових напружень при одному додатковому джерелі досягається при віддалі $L = 25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ та параметрі $Q_2^* = 160 \text{ кВт/м}$ (рис. 3, в, е, з, м).

Висновки. Розроблено числову методику визначення залишкових відсоткового вмісту фазових складових: мартенситу, бейніту і ферито-перліту та зумовлених ними напружень у маловуглецевій низьколегованій тонкій пластині за технологічного нагріву системою рухомих розподілених джерел тепла з різними центрами локалізації.

При числовому розв'язуванні сформульованих складових задач наявних трьох етапів запропонованої розрахункової схеми поставленої вихідної комплексної задачі механіки про визначення залишкового напруженого стану тонкої пластини за врахуванням структурних перетворень, використано метод зважених залишків у поєднанні з методом скінчених елементів

Опрацьовано пакет програм для реалізації розглянутої триетапної числової методики розрахунку фазового складу та залишкових напружень. Програмне забезпечення дозволило провести цикл досліджень при широкому діапазоні зміни параметрів.

Отримано, що при додатковому джерелі тепла \bar{Q}_2 (зі своїм центром локалізації) вибором параметра розміщення (за $L = 20 \div 30 \cdot 10^{-3} \text{ м}$) і потужності (за $Q_2^* = 40 \div 200 \text{ кВт/м}$), можна керувати залишковими фазовим складом сталі та напруженим станом. Додатковим (раціональним) джерелом нагріву, параметр

потужності якого у п'ять разів менший ніж основний ($Q_2^*=160$ кВт/м, $L=25\cdot 10^{-3}$ м), можна зменшити максимальний вміст мартенситу в 1.8 раз (рис. 3 (в,е,з,м)) і до 35% понизити значення максимальної інтенсивності напружень σ_{int} .

РЕЗЮМЕ

Разработан, основываясь на методах взвешенных невязок и конечных элементов, вариант методики численного определения фазового состава и остаточного напряженного состояния стальных низколегированных малоуглеродистых тонких пластин при локальном высокотемпературном нагреве подвижными нормально распределенными источниками тепла.

Ключевые слова: высокотемпературный нагрев, монотонное охлаждения, подвижные распределенные источники тепла, фазовый состав, остаточное напряженное состояние, методы взвешенных остатков и конечных элементов.

SUMMARY

Numerical method, based on weighted residues method and finite elements method, for definition of phase distribution and residual stresses of low carbon low alloyed thin steel plates subjected to local high-temperature heating of moving normally distributed heat sources is developed.

Keywords: high-temperature heating, monotonous cooling, moving normally distributed heat sources, phase composition, residual stress state, weighted residual method and finite elements method.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Зайффарт П. Расчетные модели для оценки механических свойств металла ЗТВ при сварке низколегированных сталей / П. Зайффарт, О. Г. Касаткин // Микроструктура и свойства. – 2002. – № 2. – С. 103-106.
2. Seyffarth P. Rechnerische Bestimmung der prozentualen Gefügezusammensetzung in der Wärmeeinflusszone niedriglegierter Stähle / P. Seyffarth, O.G. Kassatkin // ZIS-Mitteilungen. – 1984. – Vol. 26, No 12. – S. 1284-1292.
3. Ibrahimbegovic A. Nonlinear Solid Mechanics: Theoretical Formulations and Finite Element Solution Methods / A. Ibrahimbegovic. – Springer, 2009. – 574 p.
4. Zienkiewicz O. C. The Finite Element Method for Solid and Structural Mechanics / O. C. Zienkiewicz, R. L. Taylor. – London : Butterworth Heinemann, 2005. – 631 p.
5. До питання про розрахунок фазового складу і відповідних йому залишкових напружень при неоднорідному нагріві тонких сталевих пластин / О. Гачкевич, В. Асташкін, Б. Дробенко, Т. Козакевич // Машинознавство. – 2009. – № 12 (150). – С. 3-8.
6. К вопросу о расчете влияния легирующих элементов на фазовое и напряженное состояние стальной пластины при нагреве подвижным источником / О. Р. Гачкевич, В. И. Асташкин, Б. Д. Дробенко, Т. В. Козакевич // Теоретическая и прикладная механика. – 2009. – Вып. 46. – С. 19-28.
7. Calculation of the phase content of a steel plate at local heating / O. Hachkevych, V. Astashkin, T. Kozakevych et al. // Metallic Materials (Kovové Materiály). – 2007. – Vol. 45, No 6. – P. 319-325.
8. Uniform phase content optimal local heating of thin steel plates / V. Astashkin, O. Hachkevych, R. Kushnir, et al. // Optimization of production processes; edit. M. Gajek. – Opole, Oficyna wydawnicza Politechniki Opolskiej : Studia i monografie, 2008. – Z. 238, Ch. 1. – S. 11-21.
9. Рыкалин Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке / Н. Н. Рыкалин. – М. : Машгиз, 1951. – 296 с.
10. Рыкалин Н. Н. Тепловые процессы при сварке плавлением / Н. Н. Рыкалин, А. И. Пугин. – М. : Профиздат, 1959. – 96 с.
11. Seeffarth P. Großer Atlas Schweiß ZTU – Schaubilder / P. Seeffarth, B Meyer., A. Scharff. – Düsseldorf : Deutscher Verlag für Schweißtechnik DVS – Verlag GmbH., 1992. – 175 S.
12. Кир'ян В. І. Механіка руйнування зварних з'єднань металоконструкцій / В. І. Кир'ян, В. А. Осадчук, М. М. Николишин. – Львів : СПОЛОМ, 2007. – 320 с.
13. Бокота А. Моделирование остаточных напряжений при лазерной сварке / А. Бокота, В. Пекарска // Автоматическая сварка. – 2008. – № 6. – С. 25-30.
14. Пекарска В. Численное моделирование структуры металла в ЗТВ при сварке стали повышенной прочности / В. Пекарска // Автоматическая сварка. – 2008. – № 4. – С. 9-14.
15. Жукевич – Стоша А. В. Процесс закалки и метод численного определения возникающих напряжений / А. В. Жукевич-Стоша // Журнал технической физики. – 1940. – Т. 10, вып. 6. – С. 478-490.
16. Мельник Ю.П. Особенности цикла сварки низкоуглеродистой стали под водой / Ю.П. Мельник, И.М. Савич, Е.В. Глухова // Автоматическая сварка. – 1976. – № 1. – С. 17-21.

Надійшло до редакції 21.08.2013 р.