

ТЕРМОМЕХАНІЧНІ ТА МІКРОСТРУКТУРНІ АСПЕКТИ ПРОЦЕСУ ГЕНЕРАЦІЇ ІМПУЛЬСІВ НАПРУЖЕННЯ ПРИ ТЕПЛОВОМУ ОПРОМІНЕННІ

Я. О. ЖУК

*Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України
Україна, 03057, м. Київ, вул. П. Нестерова, 3, e-mail: y_zhuk@inmech.kiev.ua*

The stress pulse generation caused by the laser pulse or electron beam irradiation is investigated within the framework of the dynamic statement of the coupled thermomechanics problem accounting for the microstructural phase transformations invoked by the heating and subsequent cooling of the material. Solution of axisymmetric problem carried numerically with using the thermodynamically consistent theory for inelastic behavior of the material involving finite element method and taking into account thermal dependencies of physical and mechanical properties of the material. The influence of the microstructural transformations on the dynamic processes in the steel disk are studied in details.

ВСТУП

Вплив лазерним імпульсом або імпульсами електронних пучків є ефективним методом обробки поверхонь металічних виробів або деталей механізмів [1–3]. Основна мета імпульсної теплової обробки полягає у створенні областей залишкових напружень стиску у приповерхневій зоні матеріалу, які забезпечують підвищену міцність, зносостійкість і втомну витривалість, та генерації імпульсів напружень, які можуть використовуватись у різноманітних реалізаціях методу акустичного контролю [1–3].

Основа процесу полягає у формуванні короткодючого джерела енергії високої густини на поверхні або безпосередньо в приповерхневій зоні на певній глибині [1,2]. Зміна температурного стану викликає створення зони швидкого розігріву з великими градієнтами температури. В цій області формуються теплові напруження, утворюється фронт ударної хвилі, а за високих температур, може спостерігатись розплавлення матеріалу. В сталях наступне за нагрівом охолодження супроводжується мікроструктурними перетвореннями, які характеризуються зміною вмісту мартенситу, аустеніту, бейніту та інших фаз. Кінетика мікроструктурних фазових перетворень зумовлює виникнення додаткових динамічних ефектів, які необхідно враховувати при аналізі прийнятого імпульсу.

В даній статті вивчається комплекс питань, пов'язаних з утворенням і розповсюдженням хвиль напруження в тілі, що перебуває під дією короткого теплового імпульсу. Особливу увагу в статті приділено описанню зв'язаної термомеханічної поведінки матеріалу в області теплового опромінення і генерації імпульсів зумовлених як термопружними інерційними явищами, так і мікроструктурними перетвореннями в сталі.

МОДЕЛЬ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ

Для описання поведінки матеріалу в умовах підвищених температур при великих швидкостях деформування використовується модель фізично нелінійного тіла [7,8]. Модель складається з представлення повної деформації ε_{ij} у вигляді суми пружної ε_{ij}^e , непружної ε_{ij}^p і теплової ε_{ij}^θ частин

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^\theta, \quad (1)$$

де теплова деформація представляється у вигляді

$$\varepsilon_{ij}^{\theta} = \delta_{ij} \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha(\theta') d\theta'; \quad (2)$$

α – коефіцієнт лінійного теплового розширення;

закону Гука, записаного для шарової і девіаторної частин тензорів,

$$s_{ij} = 2G(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^p), \quad \sigma_{kk} = 3K_V(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^{\theta}), \quad (3)$$

де σ_{ij} і ε_{ij} – тензори напруження і деформації, s_{ij} і e_{ij} – девіатори тензорів напруження і деформації відповідно; G і K_V – модулі зсуву і об’ємного стиску відповідно; по індексах, що повторюються, проводиться додавання; закону течії з умовою пластичної нестисливості

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0; \quad (4)$$

кінетичне рівняння

$$D_2^p = D_0^2 \exp\left[-\left(\frac{Z^2}{3J_2}\right)^n\right], \quad (5)$$

де $Z = K + D$, $J_2 = s_{ij}s_{ij}/2$, $D_2^p = \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p / 2$, $\lambda^2 = D_2^p / J_2$;

рівняння еволюції для внутрішніх змінних ізотропного K та направленого β_{ij} зміцнення

$$\begin{aligned} \dot{K} &= m_1(K_1 - K) \dot{W}_p, \quad K(0) = K_0, \\ \dot{\beta}_{ij} &= m_2(D_1 u_{ij} - \beta_{ij}) \dot{W}_p, \quad \beta_{ij}(0) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

де $D = \beta_{ij} u_{ij}$, $u_{ij} = \sigma_{ij} / (\sigma_{ij} \sigma_{ij})^{1/2}$, $\dot{W}_p = \sigma_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij}^p$.

Величини D_0 , D_1 , K_0 , K_1 , m_1 , m_2 і n є константами моделі. Експериментальні і теоретичні дослідження [8] показали, що для більшості металів параметри D_0 , D_1 , m_2 слабо залежать від температури і можуть вважатись сталими в широкому інтервалі температур. Параметри K_0 , K_1 , m_1 і n – функції температури.

Для описання структурних перетворень пропонується наступна модифікація моделі (1) – (6). Повна деформація записується у вигляді суми пружної, непружної і термоструктурної $\varepsilon_{ij}^{\theta s}$ складових аналогічно співвідношенню (1) (див. [6])

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^{\theta s}, \quad (7)$$

Для напруження і непружної деформації після деяких перетворень отримаємо

$$\sigma_{ij} = 2G(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^{\theta s}) + \lambda_E(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^{\theta s})\delta_{ij}, \quad (8)$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = D_0 \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{(\bar{K}_0 + K)^2}{3J_2}\right]^n\right\} s_{ij} / J_2^{1/2}, \quad \varepsilon_{ij}^p(0) = 0, \quad (9)$$

$$\dot{K} = m_1(\bar{K}_1 - K) \dot{W}^p, \quad K(0) = 0, \quad (10)$$

де \bar{K}_0 і \bar{K}_1 визначаються формулами

$$\bar{K}_0 = C_{\xi} K_{\xi 0}, \quad \bar{K}_1 = C_{\xi} K_{\xi 1},$$

λ_E – параметр Ляме; C_{ξ} – об’ємні концентрації мікроструктурних фаз, $\xi = f, p, b, m$,

відповідно, фериту, перліту, бейніту і мартенситу; $K_{\xi 0}$, $K_{\xi 1}$ – параметри моделі для відповідних фаз.

Деформація $\varepsilon_{ij}^{\theta s}$ визначається через питомі об'єми мікроструктурних фаз V_{ξ} за формулою

$$\varepsilon_{ij}^{\theta s}(\theta, \theta_r, C_{\xi}) = \frac{V_{\xi}(\theta)C_{\xi}(\theta) - V_{\xi}(\theta_r)C_{\xi}(\theta_r)}{3V_{\xi}(\theta_r)V_{\xi}(\theta)}. \quad (11)$$

Тут θ – поточна температура, θ_r – деяка відрахункова температура. В рівнянні (11) відбувається додавання по повторюваному індексу ξ .

Температурні залежності питомих об'ємів $V^{\xi}(\theta)$ в м³/кг, віднесені до $\theta=20^{\circ}\text{C}$, обираються у вигляді [8]

$$\begin{aligned} V_a(\theta, C_C) \cdot 10^3 &= 0,12282 + 8,56 \cdot 10^{-6}(\theta - 20) + 2,15 \cdot 10^{-3} C_C, \\ V_{f,p,b}(\theta, 20^{\circ}, C_C) \cdot 10^3 &= 0,12708 + 5,528 \cdot 10^{-6}(\theta - 20), \\ V_m(\theta, 20^{\circ}, C_C) \cdot 10^3 &= 0,12708 + 4,448 \cdot 10^{-6}(\theta - 20) + 2,79 \cdot 10^{-3} C_C, \end{aligned} \quad (12)$$

де C_C – концентрація вуглецю у відсотках.

Співвідношення (7)–(12) разом із другим еволюційним рівнянням з (6) для параметру анізотропного зміцнення β_{ij} визначають модель мікроструктурних перетворень. Слід зазначити, що у вихідній моделі непружної поведінки матеріалу (1)–(6) модифікуються рівняння еволюції параметру ізотропного зміцнення (перше рівняння у (6)) і кінетичне рівняння (5).

Об'ємні концентрації мікроструктурних фаз при нагріванні і охолодженні визначаються з експериментальних даних.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглядається диск радіусу R і товщини h , геометрія якого в циліндричній системі координат $Orz\varphi$ задається так: $|r| \leq R$, $0 \leq |z| \leq h$.

Крім рівнянь моделі мікроструктурних перетворень, поданих у §1, постановка осесиметричної задачі також містить співвідношення Коші

$$\varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi} = \frac{u_r}{r}, \quad \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right), \quad (13)$$

рівняння руху

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r}(\sigma_r - \sigma_{\varphi}) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}, \quad (14)$$

рівняння балансу енергії, що зводиться до рівняння теплопровідності,

$$c_v \dot{\theta} + 3\alpha \theta K_V (\dot{\varepsilon}_{kk} - 3\alpha \dot{\theta}) - D' - k \Delta \theta = r_s, \quad (15)$$

початкові умови

$$u_r = u_z = \dot{u}_r = \dot{u}_z = 0, \quad \theta = \theta_0 \quad \text{їдè} \quad t = 0, \quad (16)$$

механічні граничні умови

$$\sigma_{ij} n_j = 0 \quad \text{їа} \quad S \quad (17)$$

і теплові граничні умови.

У формулах (13)–(17) u_r , u_z – це переміщення вздовж відповідних осей; c_v і k – коефіцієнти теплоємності при сталому об’ємі і теплопровідності відповідно; r_s – потужність заданих внутрішніх джерел тепла; D' – швидкість дисипації механічної енергії, θ_0 – початкова температура; n_j – компоненти вектора одиничної нормалі до відповідної граничної поверхні; $\dot{\varepsilon}_{kk} = \dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_z + \dot{\varepsilon}_\varphi$; $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Теплові граничні умови формулюються таким чином, щоб змоделювати умови опромінення. Кругова область $0 \leq r \leq r_p$ в центрі поверхні $z=0$ опромінюється одноразовим тепловим імпульсом, що задається тепловим потоком q_s через межу диску

$$q_s = \begin{cases} q_0 \cos \frac{\pi r}{2r_p} \sin \frac{\pi t}{t_p}; & r \leq r_p, t \leq t_p, \\ 0; & r > r_p, t > t_p, \end{cases} \quad (18)$$

де t_p – тривалість імпульсу, r_p – радіус теплової плями.

Після припинення дії імпульсу на опроміненій частині поверхні відбувається конвективний теплообмін із зовнішнім середовищем. При цьому коефіцієнт тепловіддачі вибирається досить великим, $\alpha_T = 10^5$ кВт/м²·К. Вся інша поверхня диску вважається теплоізолюваною від самого початку.

В загальному випадку для повного описання зв’язаної термомеханічної поведінки матеріалу диска необхідна конкретизація вигляду дисипативної функції D' . В даній роботі внаслідок специфічних умов теплового навантаження вважаємо, що розсіяною механічною енергією можна знехтувати, тому дисипативна функція буде дорівнювати нулю: $D' = 0$.

ВЛАСТИВОСТІ МАТЕРІАЛУ І МЕТОД РОЗВ’ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ

Сталь 35ХМА використовується як матеріал диску. Її фізико-механічні властивості і залежності їх від температури взяті з роботи [3]. Методика визначення ізотермічних параметрів моделі детально описана в статті [7], а процедура отримання температурних залежностей – в статті [3]. Розрахунок концентрації мікроструктурних фаз розпаду переохолодженого аустеніту виконується за допомогою термодинамічних діаграм [5] і співвідношень для питомих об’ємів фаз (12). Методика, використана в цій статті, повністю відповідає процедурі, розвинутій в роботі [3]. Зауважимо, що у викладеній вище моделі мікроструктура матеріалу враховується через термоструктурну складову деформації (11). Тому макроскопічні властивості матеріалу вважаються незалежними від фази.

Постановка задачі (6) – (15) є суттєво нелінійною і розв’язується чисельно. Для цього використовується підхід, розвинений в статтях [1,2,4] для розв’язання динамічних плоских і осесиметричних задач термов’язкопластичності, в якому на кожному кроці по часу розраховуються мікроструктурний стан і обчислюються властивості елементарного об’єму.

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

Розрахунки проводились для диска радіусом $R = 5 \cdot 10^{-3}$ м і товщиною $h = 10^{-4}$ м.

Радіус зони опромінення $r_p = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м, тривалість дії імпульсу t_p змінювалась від 10^{-8} с до 10^{-7} с, параметр теплового потоку q_0 також відповідно змінювався від $6 \cdot 10^7$ кВт/м² до $2 \cdot 10^8$ кВт/м². Початкова температура диску θ_0 приймалась рівною 20 °С.

Внаслідок різкого розширення матеріалу в зоні опромінення виникають значні напруження стиску, які формують квазістатичну складову поля напружень. Після значного проміжку часу порівняно з тривалістю імпульсу, стискаючі напруження зникають, а в центрі диску формується область квазістатичних залишкових розтягуючих напружень. Ці ефекти демонструються на рис. 1. На рис. 1а зображені еволюції температури і радіального напруження в центральній точці опроміненої поверхні диску. Для напружень пунктирна лінія відповідає розв'язку задачі, отриманому без врахування мікроструктурних перетворень. Штрихова лінія показує історію зміни радіального напруження при врахуванні таких перетворень у випадку примусового охолодження, а суцільна лінія – при відсутності такого охолодження. Ці позначення збережені на всіх наступних рисунках. Аналогічні криві для непружних деформацій ε_{rr}^p і ε_{zz}^p показані на рис. 1б. Відзначається наявність значних залишкових непружних деформацій в центрі опроміненої області.

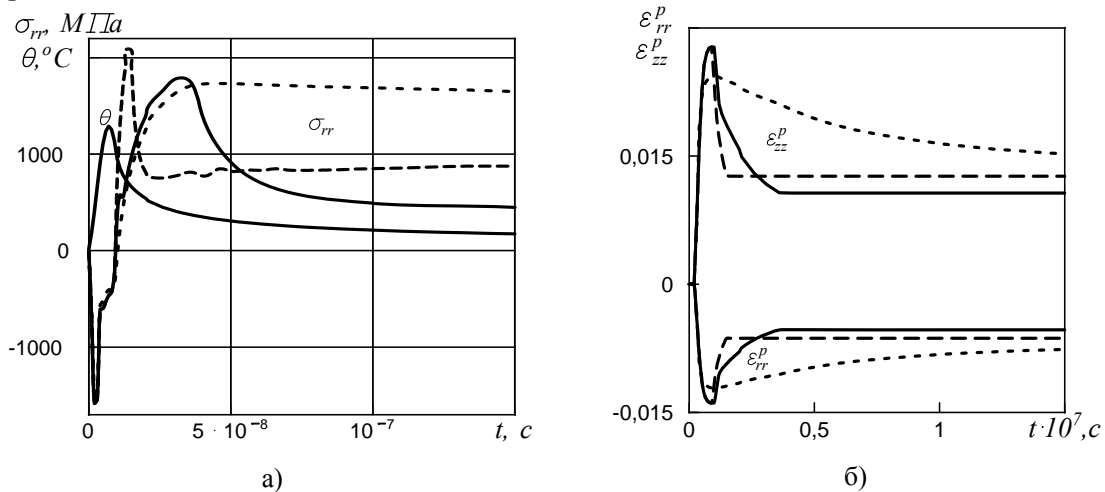
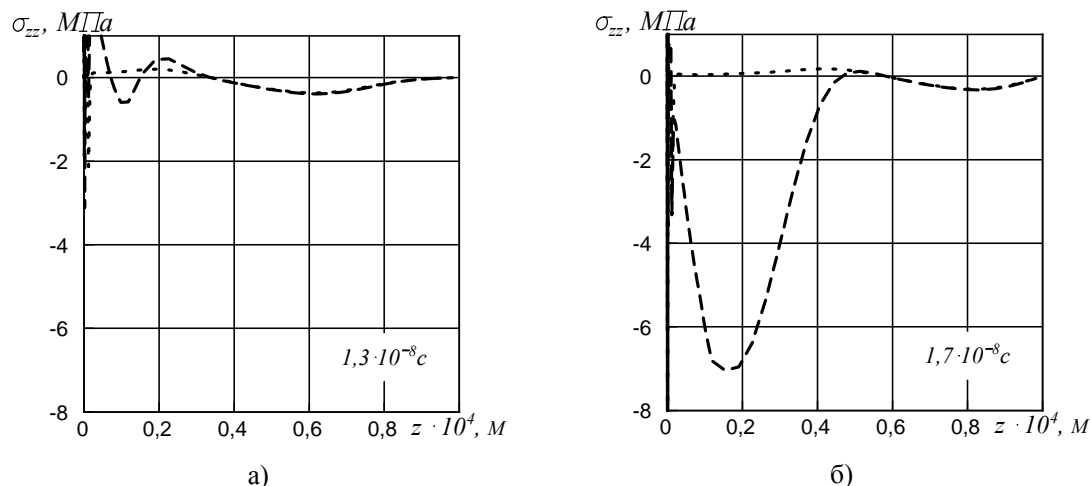


Рис. 1

Як інерційний ефект при швидкому термопружному деформуванні у диску генерується імпульс напруження – динамічна складова поля напружень на відміну від квазістатичних полів розглянутих вище. Детально цей ефект вивчено в роботах [2,3,10]. Врахування мікроструктурних перетворень суттєво уточнює дані про згенерований імпульс і дозволяє покращити саму технологію. При швидкому примусовому охолодженні в мікроскопічному об'ємі мартенсит утворюється практично миттєво. Оскільки питомий об'єм мартенситу найбільший, то внаслідок цього генерується імпульс стиснення. Цей імпульс напруження в десятки разів перевищує величину імпульсу стиснення, що генерується внаслідок термопружних інерційних ефектів. Результати порівняння таких процесів представлені на рис. 2. Тут, як і раніше, штрихова лінія відповідає випадку врахування мікроструктурних перетворень за примусового охолодження, а пунктирна – випадку нехтування перетвореннями (дані взяті з роботи [3] при $t_p = 10^{-8}$ с, $q_0 = 2 \cdot 10^8$ кВт/м² і тих самих геометричних розмірах диску). Видно, що імпульс напруження, спричинений мікроструктурним перетворенням аустеніт–мартенсит,

суттєво переважає термопружний імпульс, але виникає пізніше.

Рис. 2



Розроблена методика чисельного розв’язання задачі з врахуванням мікроструктури матеріалу дозволяє точніше оцінити залишковий напружено-деформований стан в глибині опроміненої зони, де важко провести експериментальні вимірювання, і визначити геометричні розміри області впливу мікроструктурного перетворення. Врахування цих перетворень виявляється необхідним також при описанні процесів генерації імпульсів напружень при опроміненні тепловим імпульсом.

ЛІТЕРАТУРА

1. Васильєва Л.Я., Жук Я.А., Сенченков И.К., Червинко О.П. Особенности генерации упругих волн при тепловом облучении стального образца и учете аустенитно-мартенситного преобразования // Теор. и прикл. механика. – 2009. – Вып. 46. – С. 98-103.
2. Жук Я.О., Сенченков И.К., Бойчук О.В. Динамічні процеси в тонкому циліндрі при тепловому опроміненні торця // Доповіді НАН України. – 2007. – № 2. – С. 45-51.
3. Жук Я.О., Сенченков И.К., Бойчук О.В. Залишковий напружено-деформований стан сталевго диска при імпульсному тепловому опроміненні // Математичні методи та фізико-механічні поля. – 2008. – 51, № 1. – С. 157–168.
4. Жук Я.А., Сенченков И.К., Козлов В.И., Табиева Г.А. Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности // Прикл. механика – 2001. – 37, №10. – С.83–89.
5. Попов А.А., Попова Л.Е. Справочник термиста. Изотермические и термокинетические диаграммы распада переохлажденного аустенита. – М. – С.: ГНТИ Машиностр. лит., 1961. – 430с.
6. Сенченков И.К. Термомеханическая модель растущих цилиндрических тел из физически нелинейных материалов // Прикл. механика. 2005. Т. 41, № 9. С. 118-126.
7. Чжань К., Линдхольм У. Неупругая деформация при неизотермическом нагружении // Современ. машиностроение. Сер. Б. – 1990. – № 6. – С. 11–21.
8. Юрьев С.Ф. Удельные объемы фаз в мартенситном превращении аустенита. – М.: Металлургиздат, 1950. – 48с.
9. Chen H., Kysar J. And Yao Y.L. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // J. Appl. Mech. – 2004. – 71. – P. 713–723.
10. Qin Y., Zou J., Dong C. et al. Temperature–stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam // Nuclear Instrum. & Meth. In Phys. Research. Part B. – 2004. – 225. – P. 544–554.