

УДК 539.376

КІНЕТИКА ПОВЕРХНІ НАВАНТАЖЕННЯ ПРИ МЕХАНІКО-ТЕРМІЧНІЙ ОБРОБЦІ ТА НАСТУПНІЙ УСТАЛЕНІЙ ПОВЗУЧОСТІ МЕТАЛІВ

Андрій РУСИНКО

Національний університет "Львівська політехніка",
вул. Бандери, 12 79013 Львів, Україна

Наведено узагальнення синтезної теорії пластичності та повзучості на випадок описання усталеної повзучості металів як функції попередньої пластичної деформації, яка входить до складу механіко-термічної обробки (МТО). Досліджено формозміну поверхні навантаження при МТО та наступній усталеній повзучості.

Ключові слова: механіко-термічна обробка, деформація повзучості, інтенсивність дефектів і деформації.

1. Численні експериментальні дані свідчать, що механіко-термічна обробка (МТО) ефективний засіб покращення жароміцнісних властивостей металів [1 – 3]. МТО полягає у холодному пластичному деформуванні, наприклад, розтягом та наступним відпалюванням зразка у розвантаженому стані. Якщо так оброблені зразки випробувати на повзучість напруженням σ_x при температурі T_1 , то залежність швидкості усталеної повзучості $\dot{\epsilon}_x$, від величини попереднього наклепу ϵ_{x_0} (при однакових для всієї серії зразків часі відпалювання t_2 , температурі відпалювання T_2 та температурі T_1) не є монотонною (рис. 1).

Швидкість повзучості визначається інтенсивністю процесів полігонізації та рекристалізації, які відбуваються при повзучості [1, 4]. Помітний вплив на ці процеси має вихідна структура матеріалу, сформована під час відпалювання наклепаного матеріалу [1, 4]: полігональна мережа призводить до обмеження вільного пробігу дислокацій і чинить опір проходженню рекристалізації при випробуванні на повзучість. Це зумовлює зменшення швидкості усталеної повзучості, однак ця тенденція простежується лише до певної міри: $0 \leq \epsilon_{x_0} \leq \epsilon_{opt}$ (рис. 1). Перевищення ϵ_{opt} призводить до збільшення кута розорієнтації та кількості самих субзерен до такої міри, що границі субзерен стають центрами рекристалізації при підвищеній температурі. Отже, оптимальний ступінь попередньої деформації ϵ_{opt} повинен бути таким, щоб не спричинити в умовах випробування металу інтенсивної рекристалізації.

Якщо розвантаження після пластичного деформування неповне, то наступне відпалювання спричинить деформацію повзучості. Попередня деформація усталеної

повзучості (з проміжковим відпалюванням) також понижує $\dot{\epsilon}_x$ [1, 2], однак у цьому випадку діють відмінні від описаних у цій праці механізми обмеження накопичення деформації. Якщо розвантаження проводити не одразу після пластичного деформування, то, витримуючи зразок під навантаженням при кімнатній температурі, відбудеться лише невелика та короткотривала деформація неусталеної повзучості. У цьому випадку важко, внаслідок відсутності відповідних експериментальних даних, прогнозувати специфіку поведінки матеріалу при наступному відпалюванні та випробуванні на повзучість. У цій праці ці два випадки ми не розглядаємо.

Відомі класичні теорії повзучості [1] – теорія зміцнення, старіння, гіпотеза рівняння стану – не дають змоги описати залежність $\dot{\epsilon}_x = f(\epsilon_{x0})$, оскільки вони визначають залежність між швидкістю усталеної повзучості та діючим напруженням і не враховують усієї передісторії навантаження.

2. Математичне описання залежності усталеної повзучості від попередньої пластичної деформації, яка входить до складу МТО, виконаємо в рамках синтезної теорії пластичності та повзучості [5]. Поверхня пластичності (повзучості) у тривимірному підпросторі $\mathbf{R}^3$ п'ятивимірного простору девіаторів напруження задається у формі сфери, що відповідає умові пластичності Губера-Мізеса

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 2/3\sigma_T^2, \quad (1)$$

де σ_T – межа пластичності σ_S , або межа повзучості σ_P матеріалу відповідно при дослідженні пластичної деформації або деформації повзучості; S_i ($i = 1, 2, 3$) – координатні осі у $\mathbf{R}^3$.

У синтезній теорії поверхню пластичності розглядають як систему дотичних до неї площин. Вектор $\vec{S}$, зростаючи, переміщує на своєму вістрі ті площини, яких він досягнув. Площини пересуваються взаємно паралельно. Рух кожної площини символізує приріст незворотної деформації, яка залежить від величини переміщення й спрямована за нормаллю до рухомої площини. Сумарну деформацію визначаємо шляхом додавання приростів незворотної деформації від усіх рухомих площин.

Розглянемо випадок одновісного розтягу, коли компоненти $\vec{S}$ задають так [6]: $S_1 = \sqrt{2/3}\sigma_x$, $S_2 = 0$, $S_3 = 0$. При $|\vec{S}| = \sqrt{2/3}\sigma_S$ на вістрі вектора $\vec{S}$ перебуватиме лише одна, перпендикулярна до осі S_1 , площина, яка дотикається до сфери (1). При подальшому видовженні вектора на його вістрі потрапляють нові площини осесиметрично стосовно осі S_1 і поверхня навантаження набуває форми конуса, який переходить у сферу (1). Твірні конуса утворені площинами, які одночасно перебувають на вістрі вектора $\vec{S}$ і дотикаються до сфери (1).

Компонента вектора незворотної деформації e_1 при одновісному розтягу визначається так [5, 6]:

$$e_1 = \frac{2\pi}{r} \int_{\lambda} \int_{\beta} \varphi \sin \beta \cos \beta \cos \lambda d\beta d\lambda, \quad e_2 = 0, \quad e_3 = 0, \quad (2)$$

де φ – інтенсивність деформації, яка визначається з такого диференціального рівняння [5]:

$$d\psi = r d\varphi - K \psi dt. \quad (3)$$

Тут ψ – інтенсивність дефектів, dt – приріст часу, r – стала матеріалу, K – функція гомологічної температури Θ та діючого в цей момент напруження

$$K = K_1 \exp(K_2 \Theta) \left(\sqrt{2/3} \sigma_x \right)^{K_3}, \quad (4)$$

K_i ($i = 1, 2, 3$) – сталі матеріалу.

Інтенсивність дефектів задається таким співвідношенням [5, 6]:

$$\psi(H) = H^2 - 2/3 \sigma_T^2 \quad H^2 = S_1^2 \sin^2 \beta \cos^2 \lambda = 2/3 \sigma_x^2 \sin^2 \beta \cos^2 \lambda. \quad (5)$$

Тут H – відстань від початку координат до площини, яка перебуває на вістрі вектора навантаження; кути β та λ задають орієнтацією дотичних площин. Величина H характеризує ступінь деформаційного зміцнення матеріалу.

Співвідношення (3) при визначенні “миттєвої” пластичної деформації ($dt = 0$) набуває вигляду

$$\psi = r\varphi, \quad (6)$$

а при визначенні деформації усталеної повзучості ($\dot{\psi} = 0$) –

$$\dot{\varphi} = K\psi/r. \quad (7)$$

Швидкість деформації усталеної повзучості визначається формулою (2), в якій у підінтегральному виразі фігурує величина $\dot{\varphi}$.

Якщо після проведення пластичного деформування розвантажити зразок, то $d\varphi = 0$ і співвідношення (3) набуде вигляду

$$d\psi = -K\psi dt. \quad (8)$$

Розв’язок цього диференціального рівняння

$$\psi = \psi_0 \exp(-Kt),$$

де ψ_0 – інтенсивність дефектів, накопичених при попередньому пластичному деформуванні. З останнього співвідношення, з врахуванням (5), випливає, що

$$H^2 = \psi_0 \exp(-Kt) + 2/3 \sigma_T^2. \quad (9)$$

Формула (9) символізує рух площин до початку координат. Для кожної площини цей рух припиняється в момент її дотику до сфери (1).

3. Для визначення швидкості усталеної повзучості металу, якій передувала МТО, замінимо співвідношення (5) та (4) відповідно такими:

$$\psi_M(H) = H^2 - H_T^2, \quad (10)$$

$$K_M = f(\Theta, H_{\max}) = K_1 \exp(K_2 \Theta) H_{\max}^{K_3}, \quad (11)$$

де H_T – відстань до площин по завершенню МТО, яка характеризує стійкість полігональної мережі до рекристалізації при повзучості. Якщо МТО не проводили, то $H_T = \sqrt{2/3}\sigma_P$ і вираз для ψ_M збігається з (6). $H_{\max}$ – максимальна відстань до площин для певного рівня температури за всю історію навантаження.

3.1. Розтяг зразка при кімнатній температурі (величини з індексом 0). Компонента пластичної деформації e_{1_0} визначається так [5, 6]:

$$e_{1_0} = a_0 \Phi(\sin \beta_{1_0}), \quad a_0 = \pi \sigma_S^2 / (9r), \quad \sin \beta_{1_0} = \sigma_S / \sigma_{x_0}, \quad (12)$$

$$\Phi(\xi) = \left(2\sqrt{1-\xi^2} - 5\xi^2\sqrt{1-\xi^2} + 3\xi^4 \ln \frac{1+\sqrt{1-\xi^2}}{\xi} \right) 1/\xi^2. \quad (13)$$

Поверхня навантаження зображена на рис. 2,а. Після пластичного деформування $H_{\max}$ визначається з (5) при $\beta = \pi/2$, $\lambda = 0$.

3.2. Відпалювання попередньо деформованого зразка. Розглянемо випадок, коли температура відпалювання збігається з температурою наступного випробування на повзучість.

Зі співвідношення (5) видно, що підвищення температури ($t = 0$) до рівня T_2 зумовлює зменшення H , спричинене зниженням значення σ_T від температурного градієнта. Оскільки нас цікавить вплив попередньої МТО на швидкість усталеної повзучості, то замінімо σ_S на σ_P . Зміна величини H символізує стрибкоподібний рух усіх площин до початку координат. З цього випливає, що значення кутів λ_{1_0} та β_{1_0} з (12) залишаються незмінними і під час відпалювання. Отже, співвідношення (9) при $t = 0$ набуде такого вигляду:

$$[H(t=0)]^2 = \frac{2}{3} \begin{cases} [(\sigma_{x_0} \sin \beta \cos \lambda)^2 - \sigma_S^2] + \sigma_P^2, & \beta_{1_0} \leq \beta \leq \pi/2, \quad 0 < \lambda < \lambda_{1_0}, \\ \sigma_P^2, & -\pi/2 < \beta < \beta_{1_0}, \quad \lambda_{1_0} < \lambda. \end{cases} \quad (14)$$

Розглянемо величину $L(\beta, \lambda, t)$ – відстань від початку координат до точки перетину площини з віссю S_1 . Для простоти викладення (що не спотворить результат) досліджуватимемо величину L при $\lambda = 0$. З рис. 2,а видно, що

$$L(\beta, t) = H(\beta, t) / \sin \beta. \quad (15)$$

При активному навантаженні $L(\beta) = \text{const} = \sqrt{2/3}\sigma_{x_0}$ при $\beta_{1_0} \leq \beta \leq \pi/2$. При нагріванні зразка L , згідно з (14) та (15), буде таким:

$$[L(\beta, t=0)]^2 = \frac{2}{3} \left[\sigma_{x_0}^2 - (\sigma_S^2 - \sigma_P^2) / \sin^2 \beta \right], \quad \beta_{1_0} \leq \beta \leq \pi/2, \quad (16)$$

з чого видно, що поверхня навантаження зберігає форму конуса, але площини з діапазону $\beta_{1_0} < \beta \leq \pi/2$ віддалені від кутової точки конуса (рис. 2, б).

При відпалюванні, на підставі співвідношень (9), (11) та (15), маємо

$$[H(\beta, t)]^2 = \frac{2}{3} [(\sigma_{x_0}^2 \sin^2 \beta - \sigma_S^2) \exp(-K_M t) + \sigma_P^2], \quad (17)$$

$$[L(\beta, t)]^2 = \frac{2}{3} [\sigma_{x_0}^2 \exp(-K_M t) - (\sigma_S^2 \exp(-K_M t) - \sigma_P^2) / \sin^2 \beta], \beta_{1_0} \leq \beta \leq \pi/2. \quad (18)$$

Величина H_T визначається з формули (17) при $t = t_2$.

Величина K_M дає змогу співвідношенням (17) описувати рух площин до початку координат при нульовому навантаженні, оскільки у виразі (11) фігурує величина $H_{\max}$, яка не дорівнює нулю внаслідок проведення попередньої деформації. Інтенсивність руху площин до початку координат, яка залежить від показника експоненти у (17), визначається ступенем попереднього наклепу.

Характер функції $L(\beta)$ з (18) при $t = t_2$ залежить від співвідношення між величинами $\sigma_S^2 \exp(-K_M t_2)$ та σ_P^2 . Якщо $\sigma_S^2 \exp(-K_M t_2) > \sigma_P^2$, то L збільшується з ростом β . При зворотній нерівності L є спадною функцією від β .

Зростаючий характер L від β означає, що за час відпалювання площини з діапазону значень $\beta_{1_0} < \beta \leq \pi/2$ перемістяться в бік до початку координат на таку відстань, що точки їхнього перетину з віссю S_1 будуть розташовані правіше від вістря конуса. Форма поверхні навантаження залишиться такою самою, як і при $t = 0$, проте площини наблизились до вістря конуса.

Якщо $\sigma_S^2 \exp(-K_M t_2) = \sigma_P^2$, то $L(\beta) = \text{const}$, тобто поверхня навантаження має форму конуса, на вістрі якого розташовані усі площини, які переміщувалися при попередній пластичній деформації.

Спадний характер залежності L від β при $t = t_2$ означає, що поверхня навантаження, як огинаюча системи дотичних до неї площин, втратить кутову точку (рис. 2, в).

3.3. Усталена повзучість після проведення МТО. Поверхня навантаження при повзучості, як і при пластичному деформуванні, має форму конуса (рис. 2, г), проте він не змінюється в часі. Підставимо значення H_T у формулу (6)

$$\psi_M = \frac{2}{3} \begin{cases} (\sigma_x \sin \beta \cos \lambda)^2 - [(\sigma_{x_0} \sin \beta \cos \lambda)^2 - \sigma_S^2] \exp(-K_M t_2) - \sigma_P^2, & \Omega_{1_0}(\beta, \lambda), \\ (\sigma_x \sin \beta \cos \lambda)^2 - \sigma_P^2, & \Omega_1(\beta, \lambda) \end{cases} \quad (19)$$

де $\Omega_{1_0}(\beta, \lambda)$ – область зміни кутів β та λ : $\beta_{1_0} < \beta \leq \pi/2$, $0 < \lambda < \lambda_{1_0}$; $\Omega_1(\beta, \lambda)$ – $\lambda_{1_0} \leq \lambda \leq \lambda_1$, $\beta_1 \leq \beta \leq \beta_{1_0}$; σ_x – напруження при повзучості. Для визначення λ_1 та β_1 [5, 6] треба послідовно прирівнювати до нуля ψ_M та λ_1 з області $\Omega_1(\beta, \lambda)$

$$\cos \lambda_1(\beta) = \sigma_P / [\sigma_x \sin \beta], \quad \sin \beta_1 = \sigma_P / \sigma_x, \quad (20)$$

оскільки вектор $\vec{S}$ для накопичення незворотної деформації повинен вийти за межі поверхні навантаження, що утворилась після МТО. Поверхня навантаження при деформації повзучості без попередньої МТО має таку саму форму, що й на рис. 2, г, обмежується тими самими граничними площинами (20). Після проведення МТО площини з діапазону $\beta_{1_0} < \beta \leq \pi/2$ подолали меншу відстань на вістрі вектора $\vec{S}$.

Швидкість деформації усталеної повзучості $\dot{\epsilon}_{1M}$ після МТО визначається за фор-

мулами (20), (19), (7) та (2)

$$\dot{e}_{1M} = \frac{4\pi\tilde{K}}{3r} \left\{ \int_0^{\lambda_1} \int_{\beta_1}^{\pi/2} \{(\sigma_x \sin \beta \cos \lambda)^2 - \sigma_P^2\} \sin \beta \cos \beta \cos \lambda d\lambda d\beta - \right. \\ \left. - \exp(-K_M t_2) \int_0^{\lambda_{10}} \int_{\beta_{10}}^{\pi/2} \{(\sigma_{x_0} \sin \beta \cos \lambda)^2 - \sigma_S^2\} \sin \beta \cos \beta \cos \lambda d\lambda d\beta \right\}.$$

Згідно з формулами (5) та (2) перший інтеграл визначає швидкість усталеної повзучості $\dot{e}_1$ без попередньої МТО [6] $\dot{e}_1 = a\Phi(\sin(\beta_1))$, $a = \pi\sigma_P^2/(9r)$, а другий – величину попередньої пластичної деформації e_{10} (формули (12) та (13)). Отже,

$$\dot{e}_{1M} = \dot{e}_1 - \tilde{K} \exp[-K_M(e_{10})t_2] \cdot e_{10}, \quad (21)$$

де $\tilde{K} = \text{const}$ визначається з формули (11) при $H_{\max} = \sqrt{2/3}\sigma_x = \text{const}$.

Якщо попередня МТО не проводилася, то $e_{10} = 0$ і $\dot{e}_{1M} = \dot{e}_1$. Зі збільшенням попередньої деформації вираз $\tilde{K} \exp[-K_M(e_{10})t_2] \cdot e_{10}$ спочатку зростає, а потім зменшується, прямує до нуля.

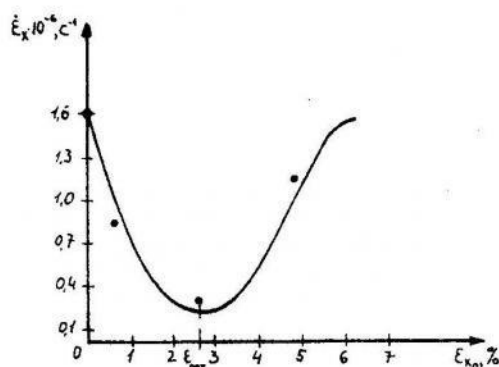


Рис. 1

На рис. 1 зображено залежність швидкості усталеної повзучості $\dot{\epsilon}_x$ ($\sigma_x = 19,6$ МПа, $T_1 = 700^\circ\text{C}$) від попередньої деформації ϵ_{x0} при кімнатній температурі (температура проміжкового відпалювання $T_2 = 700^\circ\text{C}$, тривалість відпалювання $t_2 = 1$ год). Точки – експериментальні дані [3], суцільна лінія – розрахункова крива [7].

На підставі співвідношення (21) побудована [7] розрахункова крива (рис. 1). Добре узгодження розрахункових та експериментальних результатів дає змогу використовувати формулу (21) для прогнозування швидкості усталеної повзучості матеріалів як функції попередньої пластичної деформації.

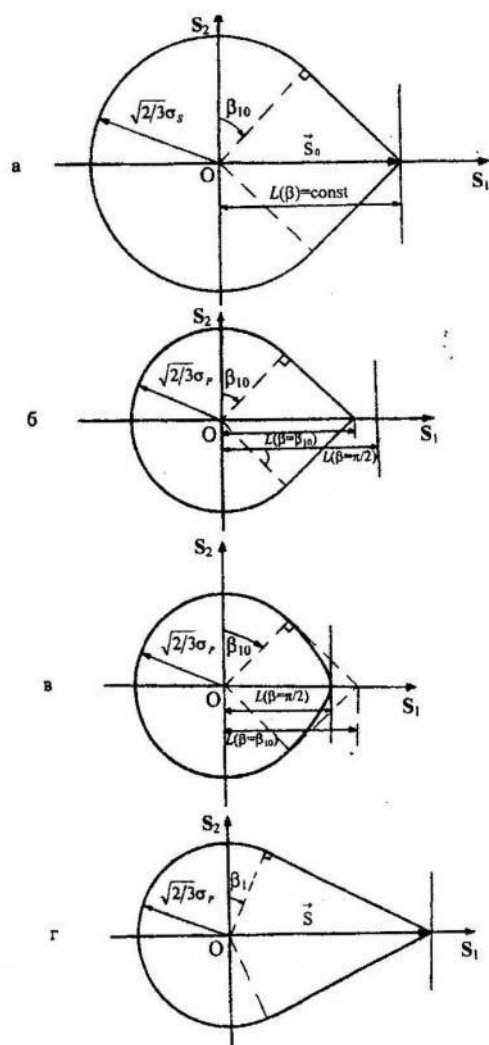


Рис.2

На рис. 2 зображено кінетику поверхні навантаження матеріалу при послідовному виконанні операцій МТО та наступному випробуванні на повзучість: а) розтяг при кімнатній температурі; б) розвантаження та підвищення температури до рівня T_2 ($t = 0$); в) завершення відпалювання ($t = t_2$); г) повзучість при температурі $T_1 = T_2$. Показано слід поверхні на площині S_1OS_2 . Зображено площини, для яких $\beta = \pi/2$ та $\beta = \beta_{10}$ (граничні площини) при $\lambda = 0$.

1. Чадек Й. Ползучесть металлических материалов. – М., 1987.
2. Eggeler G. Microstructural parameters for creep damage quantification // Acta Metal. Mater. – 1991. – Vol. 39. – N 2. – P. 222-231.
3. Козырский Г. Я., Окраинец П. Н., Петрунин Г. А. Особенности структур ни-

- кея с повышенным сопротивлением ползучести // Вопросы физики металлов и металловедения. – 1964. – N 20. – С. 42-51.
4. Новиков И. И. Теория термической обработки металлов. – М., 1974.
5. Андрусик Я. Ф., Русинко К. Н. Пластическая деформация упрочняющихся материалов при нагружении в трехмерном подпространстве пятимерного пространства девиаторов // Механика твердого тела. – 1993. – N 2. – С. 78-83.
6. Русинко А. К. Повзучість з температурним зміцненням // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 1997. – N 6. – С. 71-74.
7. Русинко А. К. Аналітична залежність швидкості усталеної повзучості від попередньої пластичної деформації // Проблеми міцності. – 2002. – N 4. – С. 91-102.

KINETIC OF LOAD SURFACE UNDER MECHANICS-THERMAL TREATMENT AND NEXT STEADY CREEP OF METALS

Andriy Rusynko

*Lviv Polytechnic National University,
Bandery Str., 12, 79013 Lviv, Ukraine*

Generalisation of synthesis theory of creep and plasticity for the case of creep deformation preceded by thermo-mechanical treatment is presented. In the framework of carried out generalisation the dependence of steady creep velocity on previous plastic deformation is obtained as well load surface transformation is explored.

Key words: mechanical thermal treatment, creep deformation, deformation and defects intensity.

Стаття надійшла до редколегії 31.05.2001

Прийнята до друку 02.10.2003