

УДК 539.4:536.543

## ОЦІНКА ПЕРІОДУ ДОКРИТИЧНОГО РОСТУ ТРІЩИНИ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЗУЧОСТІ В КОЛЕСІ ПАРОВОЇ ТУРБИНИ

О. Є. АНДРЕЙКІВ, Н. Б. САС

Львівський національний університет ім. Івана Франка

За допомогою сформульованої раніше розрахункової моделі поширення в металевих матеріалах тріщин високотемпературної повзучості розроблений метод для визначення залишкового ресурсу коліс парових турбін. Розглянуті приклади кільцевого і кругового коліс.

**Ключові слова:** залишковий ресурс, період докритичного росту, повзучість, коефіцієнт інтенсивності напружень, тріщина повзучості.

Одна із важливих проблем під час експлуатації енергетичного обладнання, особливо теплових і атомних електростанцій – визначення залишкового ресурсу їх елементів, послаблених тріщинами. Це пов'язано ось з чим. Відомо [1], що в більшості випадків матеріали елементів конструкцій мають дефекти типу тріщин. Вони pojawiaються під час виготовлення матеріалів або елементів, а також після довготривалої їх експлуатації. В таких елементах за довготривалого статичного навантаження і високої температури розвиваються тріщини високотемпературної повзучості, які ростуть, досягають критичних розмірів і конструкція катастрофічно руйнується. Щоб передбачити і відвернути це, розраховують залишковий ресурс відповідальних (несучих) елементів (період докритичного росту таких тріщин). Розв'язанню задач такого типу і присвячене це дослідження. Зокрема, визначено залишковий ресурс коліс парової турбіни.

**Розрахунок залишкової довговічності кільцевого диска парової турбіни з тріщиною.** Розглянемо диск (кільце) парової турбіни з внутрішнім  $r_1$  і зовнішнім  $r_2$  радіусами, питома маса якого  $\rho$  і кутова швидкість обертання  $\omega$  (рис. 1). На основі відомих результатів [2] отримаємо такі співвідношення для визначення напружень у диску:

$$\sigma_r^{(0)}(r) = \frac{1}{8}(3 + \mu)\rho\omega^2 \left( r_1^2 + r_2^2 - \frac{r_1^2 r_2^2}{r^2} - r^2 \right), \quad (1)$$

$$\sigma_\theta^{(0)}(r) = \frac{1}{8}\rho\omega^2 \left[ (3 + \mu) \left( r_1^2 + r_2^2 + \frac{r_1^2 r_2^2}{r^2} \right) - (1 + 3\mu)r^2 \right]. \quad (2)$$

Тут  $r$ ,  $\theta$  – полярні координати;  $\mu$  – коефіцієнт Пуассона. Для інженерної практики важливий випадок, коли такий диск має поверхневу тріщину (рис. 1) завдовжки  $l_0$  і нагрітий до температури, яка може викликати в зоні передруйнування біля контуру тріщини високотемпературну повзучість, що спричинить її ріст, а отже, руйнування диска.

Тоді актуальна задача визначення періоду  $t = t_*$  докритичного періоду рос-

ту такої тріщини (залишкового ресурсу диску), коли вона досягне критичної довжини  $l = l_*$  і диск зруйнується. Розв'яжемо таку задачу так.

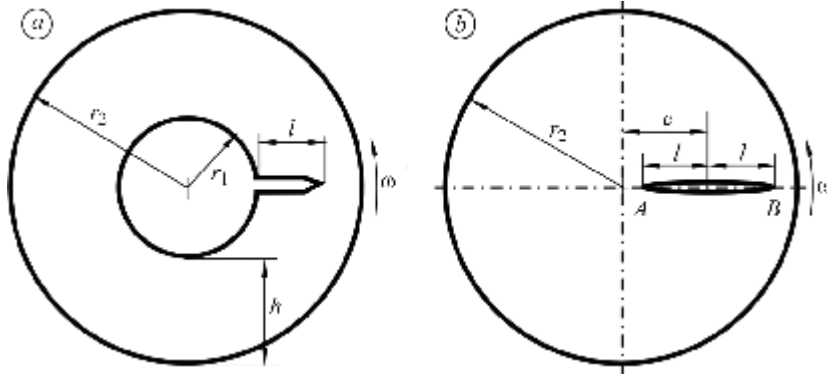


Рис. 1. Кільцевий (а) та круговий (б) диски парової турбіни.

Fig. 1. A ring (a) and a circular (b) disks of the steam-turbine.

На основі математичної моделі [3–5] період  $t = t_*$  докритичного росту тріщини в тонкостінних елементах конструкцій визначимо із співвідношень

$$dl/dt = 2\alpha_0 A_1 \left[ K_I K_{IC}^{-1} \right]^{2m} \left[ 1 - K_I^2 K_{IC}^{-2} \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$t = 0, \quad l(0) = l_0; \quad t = t_*, \quad l(t_*) = l_*; \quad K_I(l_*) = K_{IC}.$$

Тут  $K_I$  – коефіцієнт інтенсивності напружень (КІН) біля вершини тріщини;  $K_{IC}$  – його критичне значення;  $\alpha, m, A_1$  – характеристики опору матеріалу диска поширенню тріщин. Для розв'язку задачі (3) спочатку визначаємо наближено параметр  $K_I$ , використовуючи відомий [1] метод граничної інтерполяції:

$$K_I = \sigma \alpha, \quad (4)$$

де  $\sigma$  і  $\alpha$  – відповідно силова і геометрична частини параметра  $K_I$ .

Розглянемо граничні випадки цієї задачі, коли величина  $\varepsilon = lh^{-1}$  прямує до нуля – нескінченно мала тріщина і до одиниці – тріщина перерізає майже все кільце. Для першого випадку [1]

$$K_I^{(0)} = \sigma_0 \alpha^{(0)}, \quad (5)$$

$$\text{де } \sigma_0 = \sigma_\theta^{(0)}(r_1); \quad \alpha^{(0)} = 1,1215\sqrt{\pi l}; \quad \sigma_\theta^{(0)}(r_1) = 0,25\rho\omega^2 \left[ (3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2 \right].$$

Для другого [6]

$$K_I^{(1)} = \sigma_1 \alpha_1, \quad (6)$$

$$\text{де } \sigma_1 = P(h-l)^{-1}; \quad \alpha_1 = 0,8255\sqrt{\pi(h-l)}; \quad P = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_\theta^{(0)}(r) dr = \frac{\rho\omega^2 h}{3} (r_1^2 + r_2^2 + r_1 r_2).$$

Величини  $\sigma, \alpha$  знайдемо [1] через  $\alpha^{(0)}, \alpha_1, \sigma_0, \sigma_1$  так:

$$\alpha = \frac{\alpha^{(0)} \alpha_1}{\sqrt{(\alpha^{(0)})^2 + \alpha_1^2}}, \quad (7)$$

$$\sigma = \left[ \sqrt[4]{\sigma_0} + \sqrt[4]{\sigma_1} - \sqrt[4]{\sigma_1}_{\varepsilon=0} \right]^4. \quad (8)$$

Підставляючи вирази (5), (6) у (7) і (8), для наближеного визначення значень  $\sigma$  і  $\alpha$  отримаємо:

$$\alpha = \frac{1,1215\sqrt{\pi l(1-\varepsilon)}}{\sqrt{1+0,8460\varepsilon}}, \quad (9)$$

$$\sigma = 0,25\rho\omega^2 \left[ (3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2 \right] \left[ 1 + 4\sqrt{\frac{1,3333(r_1^2 + r_2^2 + r_1r_2)}{(1-\varepsilon)(3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2}} - \sqrt[4]{\frac{1,3333(r_1^2 + r_2^2 + r_1r_2)}{(3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2}} \right]^4.$$

На основі співвідношень (4) і (9)

$$K_1 = 0,25\sqrt{\pi l}\rho\omega^2 \left[ (3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2 \right] F(\varepsilon, \lambda), \quad (10)$$

де

$$F(\varepsilon, \lambda) = \frac{1,1215\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{1+0,8460\varepsilon}} \left\{ 1 + 4\sqrt{\frac{1,3333[(2+\lambda)^2 - 1 - \lambda]}{(1-\varepsilon)[(3+\mu)(1+\lambda)^2 + (1-\mu)]}} - \sqrt[4]{\frac{1,3333[(2+\lambda)^2 - 1 - \lambda]}{[(3+\mu)(1+\lambda)^2 + (1-\mu)]}} \right\}, \quad \lambda = hr_1.$$

Якщо  $\lambda = 1$ , функція

$$F(\varepsilon, 1) = \frac{1,1215\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{1+0,8460\varepsilon}} \left( 0,0948 + \frac{0,9052}{\sqrt[4]{1-\varepsilon}} \right)^4. \quad (11)$$

Числові значення формули (11) отримані раніше [6] точнішим методом. Порівняння результатів (рис. 2) підтверджує достатньо добру її точність.

Розв'яжемо тепер задачу для колеса турбіни (сталь 15X1M1Ф) [7] і таких значень її параметрів:  $\lambda = 1$ ,  $h^{0,5}\rho\omega^2r_1^2 = 0,1400K_{IC}^2$ ,  $T_0 = 565^\circ\text{C}$ ,  $K_{IC} = 529 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ ,  $2\alpha_0hA_1 = 1,7 \cdot 10^4 \text{ mm/h}$ ,  $m \approx 2,3$ .

Тут рівняння (3) зведемо наближено до вигляду

$$\frac{dl}{dt} = 2\alpha_0hA_1 \frac{(0,8486)^m \varepsilon^m (1-0,1476\varepsilon)^{2m} (1-\varepsilon)(1+0,8460\varepsilon)}{(1-\varepsilon)^m (1+0,8460\varepsilon)^m [(1+0,8460\varepsilon)(1-\varepsilon) - 0,8486\varepsilon(1-0,1476\varepsilon)^2]},$$

або у безрозмірних змінних

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 2\alpha_0hA_1 \frac{(0,8486)^m \varepsilon^m (1-0,1476\varepsilon)^{2m}}{(1-\varepsilon)^{1-m} (1+0,8460\varepsilon)^{1-m} (1-1,0026\varepsilon - 0,6260\varepsilon^2 - 0,0185\varepsilon^3)} \quad (12)$$

за початкових і кінцевих умов

$$t = 0, \quad \varepsilon(0) = \varepsilon_0; \quad t = t_*, \quad \varepsilon(t_*) = \varepsilon_*; \quad K_1(\varepsilon_*) = K_{IC}. \quad (13)$$

На основі формул (10), (11) і (13) знайдемо:

$$\varepsilon(t_*) = \varepsilon_* = 0,7. \quad (14)$$

Тепер, інтегруючи (12) за умов (13) і (14), отримаємо:

$$t_* = 0,5(\alpha_0hA_1)^{-1} F_1(\varepsilon_0), \quad F_1(\varepsilon_0) = \int_{\varepsilon_0}^{0,7} \frac{(1-\varepsilon)^{1-m} (1+0,8460\varepsilon)^{1-m} (1-\varepsilon-0,6260\varepsilon^2)}{(0,8486)^m \varepsilon^m (1-0,1476\varepsilon)^{2m}} d\varepsilon. \quad (15)$$

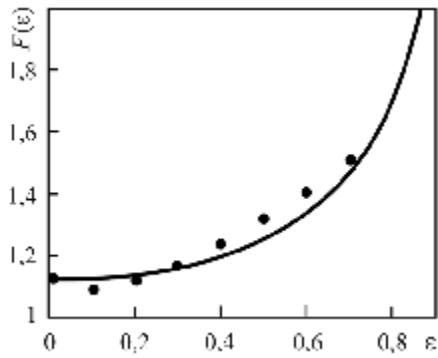


Рис. 2. Fig. 2.

Рис. 2. Порівняння залежності  $F(\epsilon)\sim\epsilon$  за наближеною формулою (11) (суцільна лінія) і точним розв'язком (значки) [6].

Fig. 2. Comparison of the dependence  $F(\epsilon)\sim\epsilon$  by approximate formula (11) (solid line) and exact solution (marks) [6].

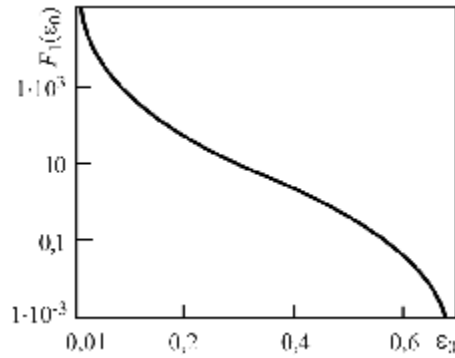


Рис. 3. Fig. 3.

Рис. 3. Залежність безрозмірного значення залишкової довговічності  $F_1(\epsilon_0)$  від безрозмірного початкового розміру тріщини  $\epsilon_0$ .

Fig. 3. Dependence of dimensionless value of residual life-time,  $F_1(\epsilon_0)$ , on the dimensionless value of the initial crack size,  $\epsilon_0$ .

Виявлено (рис. 3), що зі зменшенням початкового розміру тріщини  $\epsilon_0$  залишковий ресурс колеса парової турбіни збільшується.

**Розрахунок кругового диска парової турбіни з тріщиною.** Розглянемо круговий диск радіуса  $r_2$  і сталої товщини, який має масу  $\rho$  і повертається з кутовою швидкістю  $\omega$  (рис. 1b). Напружено-деформований його стан визначаємо на основі відомих результатів [2]. Звідси

$$\sigma_r^{(0)}(r) = \frac{3+\mu}{8}\rho\omega^2(r_2^2 - r^2), \quad (16)$$

$$\sigma_\theta^{(0)}(r) = \frac{1}{8}\rho\omega^2[(3+\mu)r_2^2 - (1+3\mu)r^2]. \quad (17)$$

Як і раніше, вважатимемо, що диск має внутрішню тріщину (рис. 1b) довжини  $2l_0$  і нагрітий до температури, яка може викликати в зоні передруйнування біля контуру тріщини високотемпературну повзучість, що спричинить її ріст, а отже, руйнування диска. Слід визначити період  $t = t_*$  докритичного росту такої тріщини, коли вона досягне критичної довжини  $l = l_*$  і диск зруйнується. Розв'язуємо задачу, як у попередньому випадку. Зведемо її до системи диференціальних рівнянь

$$dx/dt = -2\alpha_0 A_1 [K_{IA} K_{IC}^{-1}]^{2m} [1 - K_{IA}^2 K_{IC}^{-2}]^{-1}, \quad (18)$$

$$dy/dt = -2\alpha_0 A_1 [K_{IB} K_{IC}^{-1}]^{2m} [1 - K_{IB}^2 K_{IC}^{-2}]^{-1}$$

за початкових і кінцевих умов

$$t = 0, \quad r_2 - x(0) - y(0) = 2l_0; \quad t = t_*, \quad r_2 - x(t_*) - y(t_*) = 2l_*; \quad K_{I*}(l_*) = K_{IC}. \quad (19)$$

Тут  $K_{IA}, K_{IB}$  – КІН біля вершин тріщини  $A$  і  $B$  (див. рис. 1b);  $K_{I*}(l_*) = \max[K_{IA}(l_*), K_{IB}(l_*)]$ ;  $x(t) = c - l$ ,  $y(t) = r_2 - c - l$ . КІН  $K_{IA}, K_{IB}$  визначаємо на

основі результатів праці [6]:

$$\begin{aligned}
K_{IA} &= \sigma_{01} \sqrt{\pi l} \left[ 0,9971 + 0,98\lambda + 0,6826\lambda^2 + 0,6704\lambda^3 + \right. \\
&\quad \left. + \varepsilon(0,0191 - 0,0749\lambda + 1,1709\lambda^2 - 5,7403\lambda^3) + \right. \\
&\quad \left. + \varepsilon^2(-0,6249 + 1,1082\lambda - 6,7943\lambda^2 + 15,2689\lambda^3) + \right. \\
&\quad \left. + \varepsilon^3(0,039 - 1,3412\lambda + 6,0820\lambda^2 - 12,0336\lambda^3), \right. \\
K_{IB} &= \sigma_{01} \sqrt{\pi l} \left[ 0,997 + 0,1038\lambda + 0,6525\lambda^2 + 0,7149\lambda^3 + \right. \\
&\quad \left. + \varepsilon(0,0013 - 0,6114\lambda - 2,1643\lambda^2 + 1,4431\lambda^3) + \right. \\
&\quad \left. + \varepsilon^2(-0,5794 + 0,6721\lambda + 1,8428\lambda^2 - 1,9293\lambda^3) + \right. \\
&\quad \left. + \varepsilon^3(0,0096 - 0,2912\lambda + 0,3117\lambda^2 - 0,9704\lambda^3), \right.
\end{aligned} \tag{20}$$

де

$$\lambda = \frac{r_2 - y - x}{r_2 - x + y}; \quad \varepsilon = \frac{r_2 + x - y}{2r_2}; \quad 0 \leq \varepsilon \leq 0,7; \quad 0 \leq \lambda \leq 0,8; \quad \sigma_{01} = 0,25\rho\omega^2 r_2^2 (3 + \mu).$$

Аналітичний розв'язок системи рівнянь (18) пов'язаний із значними математичними труднощами. Тому розв'язуватимемо її чисельно. Для цього рівняння (18) зведемо до безрозмірного виду, ввівши заміну

$$x = \varepsilon_1 r_2, \quad y = \varepsilon_2 r_2. \tag{21}$$

Тепер система рівнянь (18) набуде вигляду

$$\begin{aligned}
d\varepsilon_1 / dt &= -2\alpha_0 A_1 r_2^{-1} \left[ K_{IA} K_{IC}^{-1} \right]^{2m} \left[ 1 - K_{IA}^2 K_{IC}^{-2} \right]^{-1}, \\
d\varepsilon_2 / dt &= -2\alpha_0 A_1 r_2^{-1} \left[ K_{IB} K_{IC}^{-1} \right]^{2m} \left[ 1 - K_{IB}^2 K_{IC}^{-2} \right]^{-1}
\end{aligned} \tag{22}$$

за початкових і кінцевих умов

$$\begin{aligned}
t = 0, \quad \varepsilon_1(0) &= (c - l_0) r_2^{-1}, \quad \varepsilon_2(0) = 1 - (c + l_0) r_2^{-1}; \\
t = t_*, \quad \varepsilon_1(t_*) &= \varepsilon_{1*}, \quad \varepsilon_2(t_*) = \varepsilon_{2*}; \quad K_{I*}(\varepsilon_{1*}, \varepsilon_{2*}) = K_{IC}.
\end{aligned} \tag{23}$$

Тут  $K_{I*}(\varepsilon_{1*}, \varepsilon_{2*})$  визначаємо, як і раніше, так:

$$K_{I*}(\varepsilon_{1*}, \varepsilon_{2*}) = \max[K_{IA}(\varepsilon_{1*}, \varepsilon_{2*}), K_{IB}(\varepsilon_{1*}, \varepsilon_{2*})]. \tag{24}$$

Під час розв'язку задачі можливі два випадки: колесо турбіни зруйнується, коли параметри  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  не досягнуть нуля; спочатку параметр  $\varepsilon_1$  досягне за час  $t_1$  нуля (тут  $K_{IA}$  найбільший і, відповідно, швидкість руйнування  $d\varepsilon_1/dt$  більша), а тріщина поширюватиметься з вершини  $B$  і за час  $t_2$ , коли  $K_{IB}$  досягне значення  $K_{IC}$ , колесо зруйнується. Перший випадок реалізується за розв'язку рівнянь (22) за початкових і кінцевих умов (23). У другому задачу розв'язуємо в два етапи. На першому для визначення часу  $t = t_1$  розв'язуємо систему диференціальних рівнянь (22) за таких початкових і кінцевих умов:

$$\begin{aligned}
t = 0, \quad \varepsilon_1(0) &= (c - l_0) r_2^{-1}, \quad \varepsilon_2(0) = 1 - (c + l_0) r_2^{-1}; \\
t = t_1, \quad \varepsilon_1(t_1) &= 0, \quad \varepsilon_2(t_1) = \varepsilon_{20}.
\end{aligned} \tag{25}$$

Для визначення часу  $t = t_2$  розв'язуємо диференціальне рівняння

$$d\varepsilon_2 / dt = -2\alpha_0 A_1 r_2^{-1} \left[ K_{IB} K_{IC}^{-1} \right]^{2m} \left[ 1 - K_{IB}^2 K_{IC}^{-2} \right]^{-1} \tag{26}$$

за початкових і кінцевих умов

$$t = 0, \quad \varepsilon_2(0) = \varepsilon_{20}; \quad (27)$$

$$t = t_2, \quad \varepsilon_2(t_2) = \varepsilon_{2*}; \quad K_{IB}(\varepsilon_*) = K_{IC}.$$

Аналогічно, як і раніше, для реалізації задач (22), (25), (26), (27) задамо характеристики матеріалу і відповідні параметри колеса турбіни:

$$\begin{aligned} \sigma_{01}\sqrt{\pi r_2} &= 1,6556K_{IC}, \quad \sigma_0 = 943 \text{ МПа}, \quad T_0 = 565^\circ\text{C}, \quad r_2 = 400 \text{ mm}, \quad \varepsilon_1(0) = 0,2, \\ \varepsilon_2(0) &= 0,725, \quad K_{IC} = 529 \text{ МПа}\sqrt{\text{m}}, \quad 2\alpha_0 A_1 = 1,7 \cdot 10^4 \text{ mm/h}, \quad m = 2,3. \end{aligned} \quad (28)$$

Тоді КІН (20) можна подати так:

$$K_{IA} = 1,6556K_{IC}F_1(\varepsilon, \lambda), \quad K_{IB} = 1,6556K_{IC}F_2(\varepsilon, \lambda), \quad (29)$$

де  $\lambda = (1 - \varepsilon_1 - \varepsilon_2)(1 - \varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{-1}$ ,  $\varepsilon = 0,5(1 + \varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ ,

$$\begin{aligned} F_1(\varepsilon, \lambda) &= \sqrt{\lambda(1-\varepsilon)} \left[ 0,9971 + 0,98\lambda + 0,6826\lambda^2 + 0,6704\lambda^3 + \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon(0,0191 - 0,0749\lambda + 1,1709\lambda^2 - 5,7403\lambda^3) + \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon^2(-0,6249 + 1,1082\lambda - 6,7943\lambda^2 + 15,2689\lambda^3) + \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon^3(0,039 - 1,3412\lambda + 6,0820\lambda^2 - 12,0336\lambda^3) \right], \\ F_2(\varepsilon, \lambda) &= \sqrt{\lambda(1-\varepsilon)} \left[ 0,997 + 0,1038\lambda + 0,6525\lambda^2 + 0,7149\lambda^3 + \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon(0,0013 - 0,6114\lambda - 2,1643\lambda^2 + 1,4431\lambda^3) + \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon^2(-0,5794 + 0,6721\lambda + 1,8428\lambda^2 - 1,9293\lambda^3) + \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon^3(0,0096 - 0,2912\lambda + 0,3117\lambda^2 - 0,9704\lambda^3) \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

На основі співвідношень (29) рівняння (22) будуть

$$d\varepsilon_1 / dt = -1,25 \cdot 10^{-4} [1,6556F_1(\varepsilon, \lambda)]^{2m} [1 - 2,7410F_1^2(\varepsilon, \lambda)]^{-1}, \quad (31)$$

$$d\varepsilon_2 / dt = -1,25 \cdot 10^{-4} [1,6556F_2(\varepsilon, \lambda)]^{2m} [1 - 2,7410F_2^2(\varepsilon, \lambda)]^{-1}$$

за початкових і кінцевих умов

$$t = 0, \quad \varepsilon_1(0) = 0,2, \quad \varepsilon_2(0) = 0,725; \quad t = t_1, \quad \varepsilon_1(t_1) = 0, \quad \varepsilon_2(t_1) = \varepsilon_{20}. \quad (32)$$

Математичну задачу (31), (32) реалізуємо методом Рунге–Кута. В результаті знайдемо:

$$t_1 = 2,76 \cdot 10^4 \text{ h}, \quad \varepsilon_{20} = 0,629. \quad (33)$$

Величини  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  змінюються з часом на більшому проміжку дуже повільно (рис. 4). Перейдемо тепер до визначення часу  $t_2$ . Для цього розв'язуємо задачу (26), (27), яка у безрозмірних параметрах набуде вигляду

$$d\varepsilon_2 / dt = -1,25 \cdot 10^{-4} [1,6556F_2(\varepsilon, \lambda)]^4 [1 - 2,7410F_2^2(\varepsilon, \lambda)]^{-1} \quad (34)$$

за початкових і кінцевих умов

$$t = 0, \quad \varepsilon_2(0) = 0,629; \quad t = t_2, \quad \varepsilon_2(t_2) = 0,1111. \quad (35)$$

Інтегруючи рівняння (34) за умов (35), отримаємо:

$$t_2 = 8 \cdot 10^3 \int_{0,1111}^{0,629} [1,6556F_2(\varepsilon, \lambda)]^{-4} [1 - 2,7410F_2^2(\varepsilon, \lambda)] d\varepsilon_2. \quad (36)$$

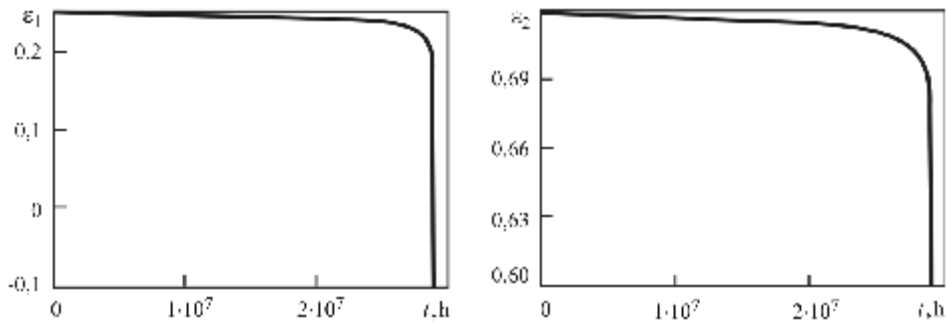


Рис. 4. Залежність безрозмірних параметрів тріщини  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  від часу  $t$ .

Fig. 4. Dependence of dimensionless parameters  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  on time  $t$ .

Підставляючи із (30) значення функції  $F_2(\varepsilon, \lambda)$  і обчислюючи інтеграл (36), знайдемо:

$$t_2 = 3,6 \cdot 10^3 \text{ h} . \quad (37)$$

Тоді на основі (33) і (37) визначимо залишкову довговічність  $t = t_*$  колеса парової турбіни:  $t_* = t_1 + t_2 = 3,1 \cdot 10^4 \text{ h}$ .

Таким чином, при заданих параметрах матеріалу, його дефектності і геометричних розмірах турбіна пропрацює всього  $3,1 \cdot 10^4 \text{ h}$ .

**РЕЗЮМЕ.** С помощью сформулированной ранее расчетной модели роста в металлических материалах трещин высокотемпературной ползучести разработан метод для определения остаточного ресурса колес паровых турбин. Рассмотрены примеры кольцевого и кругового колес.

**SUMMARY.** Using the earlier formulated by the authors calculation model of the propagation of high-temperature creep cracks in metallic materials, a method is developed for determination of residual life time of steam-turbines wheels. The examples of a ring and a circular wheel are considered.

1. Панасюк В. В., Андрейків О. Є., Партон В. З. Основы механики разрушения. – К.: Наук. думка, 1988. – 488 с.
2. Писаренко Г. С., Яковлев В. П., Матвеев В. В. Справочник по сопротивлению материалов. – К.: Наук. думка, 1988. – 736 с.
3. Андрейків О. Є., Сас Н. Б. Модель для визначення періоду докритичного поширення тріщин високотемпературної повзучості в твердих тілах // Доп. НАН України. – 2006. – № 5. – С. 47–52.
4. Андрейків О. Є., Сас Н. Б. Докритичний ріст плоскої тріщини в тривимірному тілі за високотемпературної повзучості // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2008. – **44**, № 2. – С. 19–26.  
(Andreikiv O. E. and Sas N. B. Subcritical Growth of a Plane Crack in a Three-Dimensional Body under the Conditions of High-Temperature Creep // Materials Science. – 2008. – **44**, № 2. – P. 163–174.)
5. Андрейків О. Є., Сас Н. Б. Міцність тонкостінних елементів конструкцій з тріщинами під час повзучості // Там же. – 2007. – **43**, № 2. – С. 33–39.  
(Andreikiv O. E. and Sas N. B. Strength of Thin-Walled Structural Elements with Cracks under the Conditions of Creep // Materials Science. – 2007. – **43**, № 2. – P. 174–182.)
6. Саврук М. П. Коэффициенты интенсивности напряжений в телах с трещинами. – К.: Наук. думка, 1988. – 620 с.
7. Хромченко Ф. А. Ресурс сварных соединений паропроводов. – М.: Машиностроение, 2002. – 352 с.

Одержано 12.11.2009