

І.Я. Долінська¹, О.О. Свірчевський²

¹Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України

²Львівський національний університет імені Івана Франка

РОЗРАХУНКОВА МОДЕЛЬ ПОШИРЕННЯ ТРІЩИНИ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЗУЧОСТІ ЗА НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ

Застосовуючи енергетичний підхід побудовано розрахункову модель для визначення кінетики і періоду докритичного росту тріщини в тонкостінних елементах конструкцій за дії довготривалого статичного навантаження, підвищених температур і нейтронного опромінення. Модель застосовано до визначення залишкової довговічності платини з наскрізною тріщиною високотемпературної повзучості в умовах нейтронного опромінення. Встановлено, що нейтронне опромінення пришвидшує ріст тріщини повзучості, а відтак знижує залишкову довговічність пластини.

Ключові слова: нейтронне опромінення, тріщина повзучості, енергетичний підхід, математична модель, залишкова довговічність.

I.Ya. Dolinska, O.O. Svirchevskyi

CALCULATED MODEL OF HIGH-TEMPERATURE CREEP CRACK PROPAGATION UNDER NEUTRON IRRADIATION

Using the energy approach, a calculation model was built to determine the kinetics and period of subcritical growth of cracks in thin-walled structural elements under the action of long-term static loading, elevated temperatures, and neutron irradiation. The model is applied to determine the residual life of a plate with a through crack of high temperature creep under neutron irradiation conditions. It was established that neutron irradiation accelerates the growth of creep cracks, and therefore reduces the residual life of the plate.

Key words: neutron irradiation, creep crack, energy approach, mathematical model, residual life.

Постановка проблеми. Проблема забезпечення надійної роботи ядерних реакторів стає дедалі актуальнішою, оскільки старіння обладнання (внутрішні компоненти) значно перевищує темпи технічного переобладнання. Тому для надійного прогнозування виходу з ладу таких об'єктів (можливих аварій) постає проблема визначення їхнього залишкового ресурсу. На підставі енергетичного підходу в механіці руйнування описано методику прогнозування поширення тріщини в конструкційних елементах, які перебувають під впливом високої температури, довготривалого статичного навантаження та нейтронного опромінення. Подаючи швидкість повзучості лінійно залежною від дози опромінення, отримано нове рівняння поширення тріщин високотемпературної повзучості в металах з урахуванням інтенсивного впливу опромінення.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Опромінення аустенітних сталей, що зазвичай використовують як структурні елементи у реакторах на легкій воді, призводить до зміни механічних властивостей та мікроструктури цих матеріалів [1]. Дослідженню впливу нейтронного опромінення на механічні властивості аустенітних сталей присвячено досить багато публікацій, зокрема [2–4]. Досить детально вивчено вплив нейтронного опромінення на характеристики міцності і пластичності, запропоновані залежності, що описують вплив параметрів нейтронного опромінення (доза і температура) на міцність і деформаційні характеристики. У меншій мірі вивчено вплив нейтронного опромінення на тріщиностійкість [5, 6] і опір росту втомних тріщин [6, 7]. Встановлено, що нейтронне опромінення призводить до зниження пластичності і тріщиностійкості [3, 4] і до незначної зміни опору росту втомних тріщин [7].

Так, наприклад, у працях [6, 8] проведено низку експериментальних досліджень росту тріщин повзучості за нейтронного опромінення сталі 304 і сталі 316 за температур 562 К. Отримано залежності коефіцієнта в'язкості руйнування від дози опромінення. Побудовано [6] криві швидкості росту тріщини повзучості від коефіцієнта інтенсивності напружень, а також експериментальні залежності росту тріщини повзучості сталі 304 від часу за дії на компактний зразок нейтронного опромінення і без. Теоретичні моделі, що враховують вплив дефектів типу тріщин на залишкову довговічність реакторного устаткування розроблені ще не достатньо [9].

Метою статті є розроблення математичної моделі для дослідження кінетики поширення тріщини високотемпературної повзучості в металевих тонкостінних елементах конструкцій за дії

довготривалого статичного навантаження і нейтронного опромінення і визначення на цій основі їх залишкової довговічності.

Виклад основного матеріалу.

Побудова рівняння росту тріщини високотемпературної повзучості за опромінення.

Розглянемо пластину з криволінійною макроскопічною тріщиною довжини l_0 , що знаходиться під дією розтягувальних, довільно прикладених навантажень p , яка нагріта рівномірно до температури T_0 та опромінюється потоком нейтронів інтенсивністю Φ_0 . Задача полягає у знаходженні періоду $t = t_*$ докритичного росту тріщини.

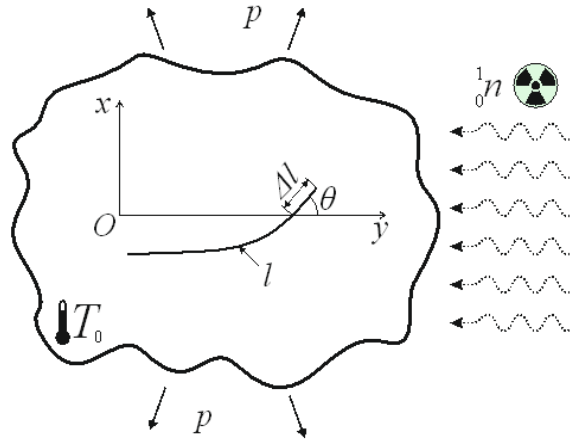


Рис. 1. Схема навантаження пластини з тріщиною.

Оскільки розглядаємо заповільнене руйнування, тобто стрибкоподібний рух тріщини, то задачу розв'язуватимемо на основі енергетичного підходу, запропонованого в [10]. В основу якого покладено перший закон термодинаміки, тобто баланс роботи, викликаній згаданими зовнішніми чинниками і енергетичними складовими процесу для одного стрибка тріщини. У результаті отримаємо

$$A = W + \Gamma. \tag{1}$$

Тут A – робота зовнішніх сил; W – енергія деформування пластини з тріщиною; Γ – енергія руйнування матеріалу пластини.

Оскільки виконується баланс енергетичних складових (1), то і буде виконуватися баланс швидкостей їх зміни, тобто

$$\frac{dA}{dt} = \frac{dW}{dt} + \frac{d\Gamma}{dt}. \tag{2}$$

Для даного випадку енергію деформування запишемо у вигляді

$$W = W_s + W_{pl}^{(1)}(l, \theta) - W_{pl}^{(2)}(t, \theta, \Phi_0), \tag{3}$$

де W_s – пружна складова; $W_{pl}^{(1)}(l, \theta)$ – частина енергії пластичного деформування, що залежить від довжини тріщини l ; θ – кут між напрямком поширення тріщини (Δl) і віссю абсцис Ox локальної декартової системи координат Oxy (рис. 1); $W_{pl}^{(2)}(t, \theta, \Phi_0)$ – частина енергії пластичного деформування, що затрачена на пластичне деформування за сталої довжини тріщини під час інкубаційного періоду $t = t_c$ підготовки її стрибка, залежить від часу t , нейтронного флюенсу Φ_0 і генерується самим тілом.

Підставивши співвідношення (3) в рівняння (2) та вважаючи, що $\frac{dA}{dt} = 0$ (зовнішні зусилля p , прикладені до пластини на значній відстані від тріщини та незмінні з часом) отримаємо

$$\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial l} - \frac{\partial A}{\partial l} + \frac{\partial W_s}{\partial l} + \frac{\partial W_{pl}^{(1)}(l, \theta)}{\partial l} \right) \frac{dl}{dt} - \left[\frac{dW_{pl}^{(2)}(t, \theta, \Phi_0)}{dt} \right]_{t=t_c} = 0. \tag{4}$$

Ураховуючи результати праць [10], похідну по l від виразу в квадратних дужках можна подати так:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\Gamma - (A - W_s - W_{pl}^{(1)}(l, \theta))] = \gamma_f - \gamma_t, \quad (5)$$

де γ_f – питома енергія руйнування під час поширення тріщини; γ_t – питома енергія пластичного деформування в зоні передруйнування біля вершини тріщини: $\gamma_t = \sigma_t \delta_{tr}(0) + \tau_t \delta_{tr}(0)$, де σ_t і τ_t – усереднені нормальні і дотичні напруження в зоні передруйнування, а $\delta_{tr}(0)$, $\delta_{tr}(0)$ – відповідно нормальне і дотичне розкриття вершини тріщини.

Рівняння (2) для знаходження швидкості поширення тріщини набуде вигляду

$$\frac{dl}{dt} = \left[\frac{dW_{pl}^{(2)}(l, \theta, \Phi_0)}{dt} \right]_{t=t_c} / (\gamma_f - \gamma_t(l, \theta)). \quad (6)$$

Вважаючи, що тріщина поширюється у напрямі $\theta = \theta_*$ максимально можливої швидкості, то з рівняння (6) отримаємо друге кінетичне рівняння для визначення напрямку її поширення

$$\frac{d}{d\theta} \left\{ \frac{dW_{pl}^{(2)}(t_c, \theta, \Phi_0)}{dt} / (\gamma_f - \gamma_t(l, \theta)) \right\}_{\theta=\theta_*} = 0. \quad (7)$$

Для повноти математичної моделі до рівнянь (6), (7) додамо такі початкову і кінцеву умови

$$t = 0, l(0) = l_0; \quad t = t_*, l(t_*) = l_0. \quad (8)$$

Отже, кінетичні рівняння (6), (7) та умови (8) становлять розрахункову модель для визначення періоду $t = t_*$ докритичного росту тріщини високотемпературної повзучості в конструкційних матеріалах за дії нейтронного опромінення.

Симетричний випадок. Розглянемо тепер випадок, коли тріщина в пластині є прямолінійною, розміщеною вздовж осі Ox з початком O у вершині тріщини (рис. 1). Навантаження прикладене симетрично до лінії розміщення тріщини, тоді напружено-деформований стан буде симетричним відносно осі Ox , тобто в околі вершини тріщини описуватиметься лише коефіцієнтом інтенсивності напружень K_I . У цьому разі рівняння (7) матиме розв'язок $\theta_* = 0$. Це означає, що тріщина поширюватиметься вздовж осі Ox .

Оскільки зона передруйнування пластично деформуватиметься під великими напруженнями σ_t , вважатимемо, що під час підготовки стрибка тріщини більшість часу займатиме усталена повзучість, тобто швидкість зміни деформації $\dot{\epsilon}_t = \text{const}$, а отже і швидкість розкриття зони передруйнування $\dot{\delta}_t = \text{const}$. Тоді деформаційні характеристики ϵ , δ_t зони передруйнування біля вершини тріщини запишемо так

$$\epsilon(t, \Phi_0) = \epsilon(0) + \dot{\epsilon}(\Phi_0)t; \quad \delta_t(t, \Phi_0) = \delta_t(0) + \dot{\delta}_t(\Phi_0)t. \quad (9)$$

Тут $\dot{\epsilon}_t(\Phi_0)$ – швидкість зміни деформації в зоні передруйнування, яка залежить від флюенсу Φ_0 ; $\dot{\delta}_t(\Phi_0)$ – швидкість розкриття вершини тріщини в зоні передруйнування, яка також залежить від флюенсу Φ_0 .

Оскільки за довготривалого статичного навантаження і радіаційного опромінення спостерігається заповільнений стрибкоподібний ріст тріщини, то довжину її стрибка Δl визначатимемо аналогічно (4) у вигляді

$$\Delta l \approx \alpha \delta_t(0, \Phi_0), \quad (10)$$

де α – константа, яку визначають із експерименту.

Величини пластичної енергії деформування, враховуючи (9), (10), а також результатів праці [11] можна записати так:

$$W_{pl}^{(2)}(t, \Phi_0) = \alpha \sigma_t [\delta_t(0) + \dot{\delta}_t(\Phi_0)t]^2; \\ \gamma_t = \sigma_t \delta_t(t, \Phi_0), \quad \gamma_f = \sigma_t \delta_c. \quad (11)$$

Підставивши (11) у (6)–(8), одержимо математичну модель для визначення періоду $t = t_*$

докритичного росту прямолінійної тріщини високотемпературної повзучості в пластині з урахуванням впливу радіоактивного нейтронного опромінення

$$\frac{dl}{dt} = \frac{2\alpha(\dot{\delta}_t(0) + \frac{\partial}{\partial t} [\dot{\delta}_t(\Phi_0) \cdot t]_{t=t_c})}{1 - \delta_t(t, \Phi_0)/\delta_c}; \quad (12)$$

$$t = 0, l = l_0; \quad t = t_*, l(t_*) = l_*; \quad \delta_t(l_*) = \delta_c. \quad (13)$$

Високотемпературна повзучість матеріалів, які перебувають під впливом нейтронного опромінення пришвидшується внаслідок дефектоутворення та явища радіаційного розбухання металу [12]. Тому, ґрунтуючись на результатах праць [13], у широкому діапазоні напружень швидкість усталеної повзучості можемо записати такою лінійною залежністю

$$\dot{\epsilon}_t(\Phi) = \dot{\epsilon}(0)(1 + \alpha_\Phi \Phi(t)), \quad (14)$$

де α_Φ – константа, яка визначає ступінь впливу опромінення на повзучість; $\Phi(t) = \Phi_0 t$ – кількість нейтронів, що потрапила до пластини через одиничну поверхню, Φ_0 – значення флюенса в одиничний момент часу.

Оскільки для макротріщини максимальна деформація у зоні переддруйнування біля її вершини пропорційна максимальному розкриттю, то на ділянці усталеної повзучості можна вважати справедливою залежність

$$\dot{\delta}_t(\Phi) = \dot{\delta}_t(0)(1 + \alpha_\Phi \Phi(t)). \quad (15)$$

Тоді друге співвідношення (9) для розкриття тріщини у зоні переддруйнування, урахувавши (15), можна подати так:

$$\delta_t(t, \Phi_0) = \delta_t(0) + \dot{\delta}_t(0)(1 + \alpha_\Phi \Phi_0 t)t. \quad (16)$$

Підставимо співвідношення (16) в (11), отримаємо формулу для визначення величини $W_{pl}^{(2)}(t, \Phi_0)$

$$W_{pl}^{(2)}(t, \Phi_0) = \alpha \sigma_t [\delta_t(0) + \dot{\delta}_t(0)(1 + \alpha_\Phi \Phi_0 t)t]^2. \quad (17)$$

У рівняння (6) входить величина тривалості часу $t = t_c$ інкубаційного періоду підготовки елементарного стрибка тріщини високотемпературної повзучості. Для знаходження цієї величини вважаємо, що подальше поширення тріщини відбувається за досягнення величини $\delta_t(t, \Phi_0)$ максимально допустимого значення розкриття в зоні переддруйнування δ_c , тобто на підставі (16) отримаємо рівняння

$$\delta_c - \delta_t(x, 0) = \dot{\delta}_t(0)t_c [1 + \alpha_\Phi \Phi_0 t_c]. \quad (18)$$

Розв'язуючи його щодо величини t_c , одержимо

$$t_c = \frac{-\dot{\delta}_t + \sqrt{\dot{\delta}_t^2 + 4\dot{\delta}_t \alpha_\Phi \Phi_0 (\delta_c - \delta_t)}}{2\dot{\delta}_t \alpha_\Phi \Phi_0}. \quad (19)$$

Для малих значень α_Φ, Φ_0 , формулу (18) можна записати так

$$t_c = \frac{\delta_c - \delta_t}{\dot{\delta}_t}. \quad (20)$$

Таким чином, маючи значення величини t_c кінцево запишемо математичну модель для визначення періоду докритичного росту $t = t_*$ тріщини високотемпературної повзучості з урахуванням впливу нейтронного опромінення

$$\frac{dl}{dt} = \frac{2\alpha\dot{\delta}_t(0)}{1 - \delta_t/\delta_{IC}} + 4\alpha\alpha_\Phi\Phi_0\delta_{IC}(\Phi(t)), \quad (21)$$

$$t = 0, l = l_0; \quad t = t_*, l(t_*) = l_*; \quad \delta_t(l_*) = \delta_{IC}. \quad (22)$$

Для випадку, коли тріщина макроскопічна і виконуються рівності $\delta_t = K_I^2/(\sigma_t E)$, $\delta_t/\delta_{IC} = (K_I/K_{IC})^2$, математична модель (21), (22) набуде вигляду

$$\frac{dl}{dt} = \frac{2\alpha\dot{\delta}_t(0)}{1 - (K_I/K_{IC}(\Phi(t)))^2} + 4\alpha\alpha_\Phi\Phi_0 K_{IC}^2(\Phi(t))/(\sigma_t E), \quad (23)$$

$$t = 0, l = l_0; \quad t = t_*, l(t_*) = l_*; \quad K_I(l_*) = K_{IC}. \quad (24)$$

У рівняння (23) входить величина швидкості розкриття $\dot{\delta}_t$ вершини тріщини високотемпературної повзучості. Визначатимемо її аналогічно до

$$2\alpha\dot{\delta}_t(0) = A_{2t}(K_I/K_{IC})^{2m}, \quad (25)$$

де A_{2t}, m – характеристики високотемпературної повзучості матеріалу, які визначають із експерименту.

З урахуванням (25) математична задача (21), (22) набуде вигляду

$$\frac{dl}{dt} = \frac{A_{2t}(K_I/K_{IC}(\Phi(t)))^{2m}}{1 - (K_I/K_{IC}(\Phi(t)))^2} + 4\alpha\alpha_\Phi\Phi_0 K_{IC}^2(\Phi(t))/(\sigma_t E), \quad (26)$$

$$t = 0, l = l_0; \quad t = t_*, l(t_*) = l_*; \quad K_I(l_*) = K_{IC}. \quad (27)$$

Таким чином, визначивши з експерименту необхідні константи для конкретного матеріалу і температури експлуатації можна розрахувати час $t = t_*$ – період докритичного росту тріщини повзучості з урахуванням впливу нейтронного опромінення.

Аналог задачі Гріффітса у випадку поширення тріщини високотемпературної повзучості за дії нейтронного опромінення. Розглянемо металеву пластину, яка знаходиться під дією нейтронного опромінення і високої температури. Вважається, що така пластина в нескінченно віддалених точках зазнає впливу рівномірно розподілених статичних зусиль інтенсивності p , які направлені перпендикулярно до площини розміщення тріщини. Пластину послаблена макроскопічною тріщиною довжиною $2l_0$. Опромінення пластини флюенсом $\Phi(t)$ пошкоджує структуру металу, що своєю чергою призводить до зміни його механічних властивостей. Вважається, що за досягнення тріщиною певного критичного розміру l_* пластина зруйнується. Задача полягає у знаходженні залишкової довговічності пластини t_* .

Для розв'язання задачі використаємо сформульовану вище розрахункову модель (26), (27), яка для значення коефіцієнта інтенсивності напружень $K_I = p\sqrt{\pi l}$ [10] набуде вигляду

$$\frac{dl}{dt} = \frac{A_{2t}(p\sqrt{\pi l}/K_{IC})^{2m}}{1 - p^2\pi l/K_{IC}^2} + 4\alpha\alpha_\Phi\Phi_0 K_{IC}^2/(\sigma_t E). \quad (28)$$

$$t = 0, l = l_0; \quad t = t_*, l(t_*) = l_*; \quad K_I(l_*) = K_{IC}. \quad (29)$$

Інтегруючи рівняння (28) отримаємо шуканий розв'язок

$$t_* = \int_{l_0}^{l_*} \frac{(1 - p^2\pi l/K_{IC}^2) dl}{A_{2t}(\pi l p^2)^m/K_{IC}^2 + 4\alpha\alpha_\Phi\Phi_0 K_{IC}^2(1 - p^2\pi l/K_{IC}^2)/(E\sigma_t)}. \quad (30)$$

Обчислення формули (30) проведено (рис. 2) для пластини зі сталі 304 для фіксованого значення тріщиностійкості $K_{IC} = 350 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$, а інші дані матеріалу взяті з праць [6, 8]: $m = 2,2$; $\alpha_\Phi = 4,2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2/\text{н}$; $\Phi_0 = 0,9 \cdot 10^{21} \text{ н/см}^2$; $A_{2t} = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ м/год}$.

Як видно з рис. 2, залишкова довговічність пластини, що не піддавалась опроміненню (крива 1) є вищою ніж пластини, опроміненої потоком нейтронів (крива 2). Дана графічна залежність також ілюструє те, що зі збільшенням навантаження вплив нейтронного опромінення на залишкову довговічність зменшується. Це можна пояснити зменшенням дози опромінення, оскільки час опромінення пластини до руйнування також зменшується.

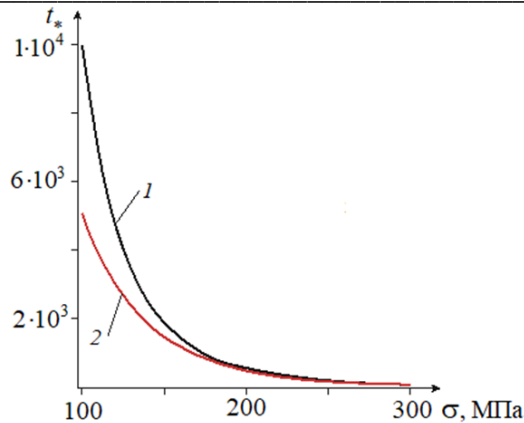


Рис. 2. Довговічність пластини для аналогу задачі Гріффітса: крива 1 – без опромінення; крива 2 – з урахуванням опромінення.

Висновки

Побудовано розрахункову модель для оцінювання впливу нейтронного опромінення (флюенсу) на залишкову довговічність елементів конструкцій з тріщинами високотемпературної повзучості. У випадку пластини зі сталі 304 з наскрізною тріщиною високотемпературної повзучості встановлено, що вплив нейтронного опромінення пришвидшує ріст тріщини, що призводить до зменшення залишкової довговічності пластини.

Список використаних джерел

1. Воеводин В. Н., Неклюдов И. М. Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов. К.: Наукова думка, 2006. 378 с.
2. Garner F. A. Radiation Damage in Austenitic Steels (Ed. R. J. M. Konings). *Comprehensive Nuclear Materials*. 2012. Vol. 4. P. 33–95.
3. Chopra O. K. Degradation of LWR Core Internal Materials due to Neutron Irradiation. NUREG CR-7027, ANL-10/11, 2010. 152 p.
4. Назарчук З. Т., Неклюдов И. М., Скальський В. Р. Метод акустичної емісії в діагностуванні корпусів реакторів атомних електростанцій. К.: Наук. думка, 2016. 306 с.
5. Effect of Irradiation on Water Reactors Internals. V. 3: Irradiation Embrittlement of Reactor Internals Materials. AMES Report № 11. CEA TechAtom VTT. ECSC-EECC-EAEC, Brussels-Luxemburg, 1997.
6. Chopra O. K., Shack W. J. Crack growth rates and fracture toughness of irradiated austenitic stainless steels in BWR environments. Argonne: Argonne National Laboratory, 2008. 142 p.
7. Lloyd G. J. Interpretation of the influences of irradiation upon fatigue crack propagation in austenitic stainless steels. *Journal of Nuclear Materials*. 1982. Vol. 110. P. 20–27.
8. Crack Growth Rates of Irradiated Austenitic Stainless Steel Weld Heat Affected Zone in BWR Environments / O. K. Chopra, B. Alexandreanu, E. E. Gruber [et al.]. Washington: U.S. Nuclear Regulatory Commission, 2006. 72 p.
9. Моделирование разрушения материалов при длительном статическом нагружении в условиях ползучести и нейтронного облучения. Сообщение 1. Физико-механическая модель / Б. З. Марголин, А. Г. Гуленко, И. П. Куревич, А. А. Бучатский. *Проблемы прочности*. 2006. № 3. С. 5–22.
10. Андрейків О. Є., Скальський В. Р., Долінська І. Я. Заповільнене руйнування матеріалів за локальної повзучості. Львів: ЛНУ імені Івана Франка, 2017. 400 с.
11. Andreikiv O. E., Dobrovolska L. N., Yavorska N. V. Growth of high-temperature creep cracks in metallic materials under the influence of hydrogen. *Materials Science*. 2014. No 3. P. 558–368.
12. Holt R. A. In-reactor deformation of cold-worked Zr–2,5Nb pressure tubes. *Journal of Nuclear Materials*. 2008. No 372. P. 182–214.
13. Расчетное моделирование радиационного формоизменения теплопроводящей сборки реакторов на быстрых нейтронах / С. А. Исхаков, В. Б. Кайдалов, Д. А. Лапшин, А. В. Рябцов. *Проблемы прочности и пластичности*. 2013. № 5. С. 33–39.