ЛЬВІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ІВАНА ФРАНКА

Механіко-математичний факультет

Кафедра механіки

Пояснювальна записка

до кваліфікаційної (дипломної) роботи

бакалавр

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему

Залишкова міцність колеса парової турбіни з тріщиною вздовж радіуса і дії корозивного середовища

Виконав: студент IV курсу,
група МТП-41,
спеціальність 113 Прикладна математика
спеціалізація Математичне моделювання та комп'ютерна механіка

Процик В.В.

Керівник *проф. Андрейків О.Є.*

Рецензент Проф., д.т.н. Звірко О.
Зав. відділу діагностики корозійно-водневої деградації матеріалів ФМІ ім. Г.В. Карпенка НАНУ

Львів - 2023

ЛЬВІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені ІВАНА ФРАНКА

Факультет механіко-математичний
Кафедра механіки
Освітньо-кваліфікаційний рівень бакалавр
Спеціальність **113 прикладна математика**
(шифр і назва)
Спеціалізація Математичне моделювання та комп'ютерна механіка

«ЗАТВЕРДЖУЮ»
Завідувач кафедри механіки
проф. Андрейків О.Є.
"23" лютого 2023 року

З А В Д А Н Н Я

НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ (ДИПЛОМНУ) РОБОТУ СТУДЕНТУ

Процику Володимиру Володимировичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1.Тема роботи Залишкова міцність колеса парової турбіни з тріщиною вздовж радіуса і дії корозивного середовища
керівник роботи Андрейків О. Є., проф.,
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)
затверджені Вченою радою факультету від "22" лютого 2023 року № 7
2. Строк подання студентом роботи 12 червня 2023 року
3. Вихідні дані до роботи Andreikiv O.E. Determination of the residual service life of a torsion bar under the influence of corrosive media. / O.E. Andreikiv, I.Ya. Dolinska, S.V. Nastasiak, M.S. Shefer // Materials Science. – 2022. – 57. – P. 633–639

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) 1. Положення механіки руйнування для тіл з тріщиноподібними дефектами; 2. Математична модель росту корозійно-механічних тріщин; 3. Залишкова міцність колеса парової турбіни з тріщиною вздовж радіуса і дії корозивного середовища; Висновки; Список використаних джерел.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень)

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів кваліфікаційної (дипломної) роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка

Студент Прозик (підпис) Прозик В. В. (прізвище та ініціали)

Керівник роботи (підпис) Андрейків О. Б. (прізвище та ініціали)

Зміст

Вступ

У даний час значна частина парових турбін, що експлуатуються на теплових і атомних електростанціях, відпрацювала не тільки призначений заводом-виробником термін служби, але і свій парковий ресурс, встановлений з урахуванням досвіду експлуатації та робочих параметрів пари і обмежує напрацювання та число пусків з холодного, гарячого та неохолодженого станів. Подальша експлуатація елементів парових турбін пов’язана з дедалі зростаючим ризиком аварій, які призводять не тільки до економічних втрат, але і до людських жертв. Тому питання про можливість оцінювання і продовження фактичного ресурсу працюючих парових турбін набуває все більшої актуальності. Особливо, це стосується питань з рекомендацій засобів, а також часу (періодичності) проведення технологічних оглядів та діагностування обладнання енергоблоків в тому числі парових турбін.

Парові турбіни відносять до визначальних елементів, без яких не можливо забезпечити дієвість і продуктивність енергоблоків. Вони працюють за складних режимів навантаження і дії зовнішніх середовищ, особливо корозійного, що призводить до їх прискореного зносу і до утворення тріщин у зонах концентраторів напружень в їх відповідних елементах (найчастіше роторах, дисках, лопатках). Досягнення критичного розміру таких тріщин призводить до виникнення експлуатаційних відмов відповідних елементів парової турбіни. Для відвернення непередбачених аварійних ситуацій, важливо вміти визначати період докритичного росту таких тріщин (залишковий ресурс).

Мета дипломної робити – побудувати розрахункову модель для визначення періоду докритичного росту тріщини в кільцевому диску парової турбіни. Для побудови розрахункової моделі застосовано відомі в літературі математичні співвідношення, які описують руйнування матеріалу внаслідок дії довготривалого статичного навантаження і корозійного середовища. Визначено залишкову довговічність диска зі сталі 45Х2МФА.

Розділ 1. Положення механіки руйнування для тіл з тріщино подібними дефектами

1.1. Критерії механіки руйнування

Механіка руйнування матеріалів, зокрема механіка зародження й поширення тріщин, як головного інструменту руйнування матеріалів, є розділ механіки і фізики твердого деформованого тіла, об'єкт дослідження якого – процеси руйнування матеріалів під дією механічних зусиль або інших зовнішніх впливів.

Одним із перших хто розглядав задачу про поширення тріщини в твердому тілі був вчений Гріффітс [1]. Ним був сформульований наступний принцип: тріщина починає поширюватися в крихкому тілі, якщо швидкість звільнення енергії пружної деформації досягне приросту поверхневої енергії тріщини

$$\frac{\partial}{\partial l}\left[U\left(l_1\right)-W\left(P_*,l_1\right)\right]=0, \tag{1.1}$$

де $U\left(l_1\right)$ – поверхнева енергія тріщини; $W\left(P_*,l_1\right)$ − енергія пружних деформацій, спричинена розкриттям тріщини довжини $2l_1$, при дії на тіло зовнішніх навантажень P; P_* – критичне значення навантаження P.

Для випадку квазікрихких тіл ця концепція була більш узагальнена Орованом [1]. Автор пов'язав затрати енергії на утворення нових поверхонь тріщини з роботою пластичних деформацій, тобто ця теорія стала придатною і для пластичних матеріалів.

Для опису поширення тріщин в довільному суцільному середовищі Г.В. Черепановим був запропонований більш загальний підхід [1]. Цей підхід базується на енергетичній концепції і на представленні зони перед руйнування в кінці тріщини, як об'єму "тонкої структури". Умова граничної рівноваги тіла з тріщиною в цьому випадку має вигляд

$$R\int_0^{2\pi}\left[\left(E+K-B\right)\cos\theta-A\right]d\theta=2\gamma\,, \tag{1.2}$$

де R – радіус кола з центром в вершині тріщини, величина якого дуже мала в порівнянні з розмірами тіла і тріщини; E, K, B, A − відповідно робота внутрішніх сил, кінетична енергія, робота об'ємних і поверхневих сил; θ – кут полярної системи координат з центром у вершині тріщини; γ – густина енергії руйнування матеріалу.

Широкого застосування в інженерній практиці набув силовий підхід, зв'язаний з використанням введеного Дж. Р. Ірвіном поняття коефіцієнта інтенсивності напружень. Опис руйнування з цих позицій відрізняється відносною простотою і ясністю, оскільки виключається застосування таких характеристик, які важко визначаються як дійсна поверхнева енергія, робота локальної пластичної деформації, які фігурують в інших підходах і критеріях. Формулюється він наступним чином: тріщина починає поширюватися в тому випадку, коли коефіцієнт інтенсивності напружень K_{I} в певній точці контуру тріщини в момент локального руйнування досягає критичного для даного матеріалу значення $K_{\mathrm{I}C}$ (характеристика його тріщиностійкості)

$$\begin{aligned} &\sigma_z(x, y, 0) = \frac{K_{\mathrm{I}}(P, l)}{\sqrt{2\pi s}} + o(1); \\ &K_{\mathrm{I}}(P_*, l) = K_{\mathrm{I}C}, \end{aligned} \tag{1.3}$$

де l – розмір тріщини; s – відстань по нормалі до контуру тріщини в площині z=0; 0(1) - регулярна частина нормальних напружень $\sigma_z(x, y, 0)$.

Аналогічно критерію Ірвіна умова руху тріщини при поперечному зсуві $(K_{\mathrm{I}} = K_{\mathrm{III}} = 0)$ представляється у вигляді

$$K_{\mathrm{II}}(P_*, l) = K_{\mathrm{II}C}, \tag{1.4}$$

а при повздовжньому зсуві $(K_{\mathrm{I}} = K_{\mathrm{II}} = 0)$ − у вигляді

$$K_{\mathrm{III}}(P_*, l) = K_{\mathrm{III}C}. \tag{1.5}$$

Для металів з високою пластичністю більш ефективний є класичний деформаційний критерій міцності [1]

$$\varepsilon_{\max}(l, \sigma_*) = \varepsilon_C, \tag{1.6}$$

де ε_{max} − максимальна деформація розтягу в околі тріщини (зони передруйнування); ε_C − гранична деформація розтягу для матеріалу тіла.

Однак, цей критерій важко реалізується в прямому застосуванні для тіл з тріщинами, оскільки припускає визначення величини ε_{max} в зоні передруйнування.

1.2. Метод граничної інтерполяції для визначення коефіцієнта інтенсивності напружень

Для написання даного розділу використано результати, що наведені в працях [2]. Нехай конфігурація тіла характеризується одним лінійним параметром *a*, а розмір наявної в ньому тріщини – лінійним параметром *b*. В цьому випадку задача граничної рівноваги тіла із тріщиною описується двома лінійними параметрами або одним безрозмірним параметром $\Lambda = \dfrac{b}{a} < 1$.

Коефіцієнти інтенсивності напружень в околі контуру тріщини записують в такому вигляді:

$$K_{\mathrm{I}} = \sigma_{\text{н}}\alpha_1', \; K_{\mathrm{II}} = \tau_{1\text{н}}\alpha_2', \; K_{\mathrm{III}} = \tau_{2\text{н}}\alpha_3', \tag{1.7}$$

де $\sigma_{\text{н}}$, $\tau_{1\text{н}}$, $\tau_{2\text{н}}$ – номінальні напруження, обчислені для даного випадку на основі відомих формул опору матеріалів; α_1', α_2', α_3' – геометричні частини коефіцієнтів, що залежать від форми елемента конструкції і типу напруженого стану.

Коефіцієнти K_{I}, K_{II}, K_{III} обчислюємо, узагальнюючи на випадок задач теорії тріщин інтерполяційний метод Нейбера. При цьому розглядаємо два граничних випадки:

а) необмежене тіло із тріщиною заданої конфігурації *b*, коли $\Lambda \to \infty$ $(a \to \infty)$, а коефіцієнти визначаються формулами

$$K_{\mathrm{I}}^{(0)} = \sigma_{\text{н}}^{(0)}\alpha_1^{(0)}, \; K_{\mathrm{II}}^{(0)} = \tau_{1\text{н}}^{(0)}\alpha_2^{(0)}, \; K_{\mathrm{III}}^{(0)} = \tau_{2\text{н}}^{(0)}\alpha_3^{(0)}; \tag{1.8}$$

б) тіло конфігурації *а* із тріщиною, розмір якої наближається до розміру поперечного перерізу тіла $\Lambda \to \infty$, а коефіцієнти $K_{\mathrm{I}}^{(1)}$, $K_{\mathrm{II}}^{(1)}$, $K_{\mathrm{III}}^{(1)}$ обчислюються за формулами

$$K_{\mathrm{I}}^{(1)} = \sigma_{\text{н}}^{(1)}\alpha_{1}^{(1)}, \; K_{\mathrm{II}}^{(1)} = \tau_{1\text{н}}^{(1)}\alpha_{2}^{(1)}, \; K_{\mathrm{III}}^{(1)} = \tau_{2\text{н}}^{(1)}\alpha_{3}^{(1)}. \tag{1.9}$$

Аналогічно Нейберу геометричні частини величин K_{I}, K_{II}, K_{III} для довільного значення параметра Λ визначаємо так:

$$\alpha_1' = \frac{\alpha_1^{(0)}\alpha_1^{(1)}}{\sqrt{\left(\alpha_1^{(0)}\right)^2 + \left(\alpha_1^{(1)}\right)^2}}; \quad \alpha_2' = \frac{\alpha_2^{(0)}\alpha_2^{(1)}}{\sqrt{\left(\alpha_2^{(0)}\right)^2 + \left(\alpha_2^{(1)}\right)^2}}; \quad \alpha_3' = \frac{\alpha_3^{(0)}\alpha_3^{(1)}}{\sqrt{\left(\alpha_3^{(0)}\right)^2 + \left(\alpha_3^{(1)}\right)^2}}. \tag{1.10}$$

При цьому номінальні напруження $\sigma_{\text{н}}$, $\tau_{i\text{н}}$ (i = 1,2) обчислюють за інтерполяційними формулами

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{н}}^{z} &= \left(\sigma_{\text{н}}^{(0)}\right)^{z} + \left(\sigma_{\text{н}}^{(1)}\right)^{z} - \left(\sigma_{\text{н}}^{(1)}\right)^{z}_{\Lambda=0,} \\
\tau_{1\text{н}}^{z} &= \left(\tau_{1\text{н}}^{(0)}\right)^{z} + \left(\tau_{1\text{н}}^{(1)}\right)^{z} - \left(\tau_{1\text{н}}^{(1)}\right)^{z}_{\Lambda=0,} \\
\tau_{2\text{н}}^{z} &= \left(\tau_{2\text{н}}^{(0)}\right)^{z} + \left(\tau_{2\text{н}}^{(1)}\right)^{z} - \left(\tau_{2\text{н}}^{(1)}\right)^{z}_{\Lambda=0.}
\end{aligned} \tag{1.11}$$

Найкраще наближення, як показують експериментальні дані, при z = 0,5.

Таким чином, якщо відомі величини $\alpha_1^{(i)}$, $\alpha_2^{(i)}$, $\alpha_3^{(i)}$, $\sigma_{\text{н}}^{(i)}$ і $\tau_{j\text{н}}^{(i)}$ для відповідних граничних випадків, то розв’язок задачі дається формулами (1.8), (1.10), (1.11).

Розділ 2. Математична модель росту корозійно-механічних тріщин

При написанні цього параграфу використані матеріали, що наведені в праці [3].

Побудова диференціального рівняння росту тріщини. Розглядається деформівне твердо тіло з малою плоскою поверхневою тріщиною. Вважається, що тіло піддається дії довготривалого статичного навантаження і корозивного середовища. В результаті такої дії в розглядуваному тілі буде поширюватися плоска корозійна тріщина, площа S якої за час $t = t_*$ досягне критичної величини $S = S_*$. Задача полягає у визначенні часу $t = t_*$, по досягненні якого пройде руйнування елемента конструкції. Для розв'язанні задачі побудуємо наступну розрахункову модель.

На основі результатів праць [2], [3] енергетичний баланс для елементарного стрибка росту плоскої тріщини запишемо так:

$$A = W + \Gamma, \tag{2.1}$$

де A – робота зовнішніх сил, яку вважаємо сталою;

Γ – енергія руйнування металевого матеріалу елемента конструкції, яка залежить від площі тріщини, часу і корозійного середовища;

W – енергія деформування тіла, яку подамо в такому вигляді

$$W = W_{sp} + W_{pl}(S), \tag{2.2}$$

W_{sp} – пружна складова W;

$W_{pl}(S)$ – частина енергії пластичного деформування, що залежить від площі тріщини S.

Оскільки виконується рівняння енергетичного балансу (2.1), то виконуватиметься рівняння балансу швидкостей зміни енергії, тобто

$$dA/dt = dW/dt + d\Gamma/dt\,. \tag{2.3}$$

Підставляючи вираз (2.2) в (2.3) і вважаючи, що $dA/dt = 0$ (зовнішні зусилля не змінюються з часом), отримаємо:

$$\frac{\partial}{\partial S}\left[\Gamma - \left(A - W_{sp} - W_{pl}\right)\right]\frac{dS}{dt} + \left[\frac{d\Gamma}{dt}\right]_{t=\Delta t_c} = 0, \tag{2.4}$$

де $t = \Delta t_c$ – час стрибка тріщини.

Звідси знайдемо швидкість поширення корозійної тріщини:

$$V = \frac{dS}{dt} = -\left[\frac{d\Gamma}{dt}\right]_{t=\Delta t_c} \Big/ \frac{\partial}{\partial S}\left[\Gamma - \left(A - W_{sp} - W_{pl}\right)\right]. \tag{2.5}$$

На основі результатів праць [2], вираз у квадратних дужках запишемо так:

$$\frac{\partial}{\partial S}\left[\Gamma - \left(A - W_{sp} - W_{pl}\right)\right] = \gamma_f - \gamma_t. \tag{2.6}$$

Тут γ_t – усереднене значення роботи пластичних деформацій в зоні передруйнування (вузька смуга біля контуру тріщини шириною $b_p(\xi)$), ξ – біжуча координата вздовж контуру тріщини);

γ_f – її критичне значення.

Підставляючи співвідношення (2.6) в рівняння (2.5), отримаємо:

$$V = \frac{dS}{dt} = -\left[\frac{d\Gamma}{dt}\right]_{t=\Delta t_c} \Big/ \left(\gamma_f - \gamma_t\right). \tag{2.7}$$

Для повноти математичної моделі до рівняння (2.7) додаємо такі початкову і кінцеву умови:

$$t = 0, \quad S(0) = S_0, \qquad t = t_*, \quad S(t_*) = S_*, \qquad \gamma_t(S_*) = \gamma_f, \tag{2.8}$$

де S_0 – початкова площа тріщини;

t_* – час докритичного росту тріщини.

Визначення енергетичних складових. На основі результатів [2]

$$\gamma_f \approx \sigma_t \delta_{CC}, \quad \gamma_t \approx \frac{\sigma_t}{\Delta S_t} \int_L \delta_t(\xi,0) b_p(\xi) d\xi, \quad b_p(\xi) \approx \beta \delta_t(\xi,0), \tag{2.9}$$

де δ_t – розкриття у вершині тріщини;

δ_{CC} – його критичне значення за корозійного руйнування;

σ_t – усереднені нормальні напруження в зоні передруйнування;

L – контур тріщини;

ΔS_t – площа зони передруйнування;

β – константа, яку визначають із експерименту.

Вважаючи, що зона передруйнування є вузькою смугою біля контуру тріщини, її площу можна наближено визначити так

$$\Delta S_t \approx \beta \int_L \delta_t(\xi) d\xi, \tag{2.10}$$

Вважається, що під час контакту корозивного середовища з поверхнею вершини тріщини проходить електрохімічна реакція. В даному випадку для визначення концентрації водню на поверхні вершини тріщини застосовували відому модель [4]. В основу цієї моделі покладено наступне. Анодний процес відбувається виключно в межах свіжо-утвореної поверхні (СУП), тобто на поверхні вершини тріщини. Конкуруючими анодними реакціями є розчинення металу і виникнення пасивувальної плівки (ПП). Гетерогенність ініціює утворення в сприятливих місцях (див. рис. 2.2) ізольованих острівців плівки і зростання їх ширини і товщини. У момент виникнення свіжої поверхні

катодний процес локалізується на прилеглій до СУП ділянці стінок тріщини, площа якої сумірна з СУП.

Надалі, в міру пасивації СУП, острівці ПП стають локальними катодними зонами. Катодний процес складається з послідовних реакцій [4]:

$$\mathrm{H}^{+} + e \rightarrow \mathrm{H}_{ads}\,, \tag{2.11}$$

$$\mathrm{H}_{ads} + \mathrm{H}_{ads} \rightarrow \mathrm{H}_{2} \text{ (або } \mathrm{H}_{ads} + \mathrm{H}^{+} + e \rightarrow \mathrm{H}_{2}\text{)}, \tag{2.12}$$

$$\mathrm{H}_{ads} \rightarrow \mathrm{H}_{abs}\,. \tag{2.13}$$

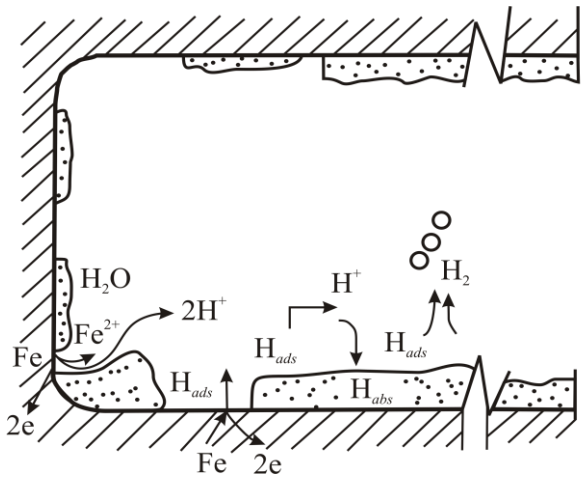

Рисунок 2.2 – Схема електрохімічних процесів біля поверхні вершини тріщини.

Реакція (2.11), що веде до утворення пухирців водню, конкурує з реакцією (2.12) переходу газоподібного водню з адсорбованого H_{ads} на поверхні в абсорбований H_{abs} стан (рис. 2.2) [4]. Остання обумовлює на поверхні металу концентрацію водню $C_{\mathrm{H}}(t)$, яку в першому наближенні для великих часів згідно [5] усереднено можна представити так:

$$C_{\mathrm{H}}(t) \approx Bi_{k}\, t\,, \tag{2.14}$$

де B – константа системи метал-середовище, яка визначається із експерименту;

i_k – густина катодного струму на острівцях ПП .

Оскільки корозійна тріщина за відносно великі часи t_* поширюється стрибками малої довжиною x_*, то можна вважати, що співвідношення (2.14) визначає максимальне значення концентрації водню в зоні передруйнування біля вершини корозійної тріщини.

Застосовуючи результати [2] площу елементарного стрибка ΔS_C тріщини подамо, як суму елементарного поширення тріщини S_a за рахунок анодного розчинення і механічного стрибка S_m внаслідок механічного навантаження і наводнювання за електрохімічної корозії, тобто

$$\Delta S_C = S_a + S_m. \tag{2.15}$$

Використовуючи (2.14) і результати [2], величини ΔS_C, S_a, δ_{CC} можна визначити так

$$S_m = \alpha_0 \int_L [\delta_t(\xi,0) - \xi_0] d\xi, \quad S_a = \alpha_0 F m^{-1} n^{-1} \int_L \delta_t(\xi,0) \int_0^{\Delta t} i(t) dt d\xi, \quad \delta_{CC} = \delta_C - A_1 C_{\text{H}}(\Delta t). \tag{2.16}$$

Тут F – число Фарадея;

m – грам-еквівалентна вага металу;

n – валентність металу;

ξ_0 , α_0, A_1 – константи, які визначають із експерименту [3];

$i(t)$ – густина анодного струму на поверхні вершини тріщини;

δ_C – критичне значення δ_t без корозії.

На основі результатів [4], [5] і співвідношень (2.9), (2.10), (2.16), а також вважаючи, що швидкість анодного розчинення набагато менша від швидкості механічного росту тріщини ($S_a << S_m$), енергію руйнування $\Gamma(t)$ можемо представити наближено так

$$\Gamma(t) = \sigma_t \alpha_0 \int_L [\delta_t(\xi,0) - \xi_0][\delta_C - A_1 C_{\text{H}}(t)] d\xi \quad . \tag{2.17}$$

Таке представлення відповідає матеріалам, які гостро реагують на вплив механічних напружень з воднем. До них найбільше належать матеріали з мартенситною структурою, які розглянемо нижче.

Використовуючи результати праць [4], [5] і формулу (2.14), зміну концентрації водню $C_{\text{H}}(t)$ з часом Δt в зоні передруйнування за відносно великих часів можна представити наступним чином

$$C_{\text{H}}(\Delta t) \approx B \Delta t_C i_{\max} , \tag{2.18}$$

У рівняння (2.18) входить тривалість часу $t = \Delta t_C$ інкубаційного періоду підготовки елементарного стрибка корозійної тріщини. Цю величину будемо визначати наступним чином. Вважається, що тріщина почне поширюватися, коли максимальне розкриття в зоні передруйнування $\delta_t(\xi,0,C_{\text{H}})$ досягне критичного значення δ_{CC}, тобто на основі співвідношень (2.14), (2.16) і (2.18) отримаємо наступне рівняння

$$\delta_{\text{C}} - \delta_t(\xi,0) = A_1 B \Delta t_C i_{\max} . \tag{2.19}$$

Розв’язуючи рівняння (2.19) відносно величини Δt_C отримаємо

$$\Delta t_C = i_{\max}^{-1} (A_1 B)^{-1} [\delta_C - \delta_t(\xi,0)] . \tag{2.20}$$

Оскільки величина стрибка площі тріщини ΔS_c достатньо мала, то, очевидно, на такій малій віддалі від вершини тріщини $\delta_t(\xi, x)$ змінюється незначно і її наближено по x (x – біжуча координата в зоні передруйнування по нормалі до контуру тріщини L) можна вважати константою, тобто

$\delta_t(\xi, x) \approx \delta_t(\xi,0)$ ($0 \le x \le b_p^*$, b_p^* – критичне значення b_p). Тоді на основі (2.17), (2.18) і (2.20), а також результатів праць [2], можна записати наступне:

$$d\Gamma(t)/dt\big|_{t=\Delta t_C} = -\alpha_1 \sigma_t \int_L [\delta_t(\xi,0) - \xi_0] d\xi, \tag{2.21}$$

де α_1 – характеристика, що визначають експериментально.

Підставляючи співвідношення (2.9), (2.10) і (2.21) в рівняння (2.7) і враховуючи результати праць [2], для визначення періоду $t = t_*$ докритичного росту корозійної тріщини, отримаємо кінетичне рівняння

$$V = \frac{dS}{dt} = \alpha_1 \frac{\int_L [\delta_t(\xi,0) - \xi_0] d\xi}{\delta_{CC} - \left| \int_L \delta_t(\xi,0) d\xi \right|^{-1} \int_L \delta_t^2(\xi,0) d\xi}, \tag{2.22}$$

з початковими і кінцевими умовами

$$t = 0, \quad S(0) = S_0, \quad t = t_*, \quad S(t_*) = S_*; \qquad \delta_t(S_*) = \delta_C. \tag{2.23}$$

Як випливає з рівняння (2.22), при $\xi_0 = \delta_{scc}$ швидкість корозійно-механічної тріщини дорівнює нулю, а при $\delta_t < \delta_{scc}$ від'ємна. Це означає, що при $\delta_t < \delta_{scc}$ тріщина не буде поширюватися, тобто δ_{scc} є нижнє порогове значення на кінетичній діаграмі поширення корозійно-механічної тріщини. У випадку макротріщини модель (2.22), (2.23) набуде вигляду

$$V = \frac{dS}{dt} = \alpha_1 \frac{\int_L [K_I^2(\xi,0) - K_{scc}^2] d\xi}{K_{Icc}^2 - \left| \int_L K_I^2(\xi,0) d\xi \right|^{-1} \int_L K_I^4(\xi,0) d\xi} \tag{2.24}$$

$$t = 0, \quad S(0) = S_0, \quad t = t_*, \quad S(t_*) = S_*; \qquad K_I(S_*) = K_{ICC}. \tag{2.25}$$

Розділ 3. Залишкова міцність колеса парової турбіни з тріщиною вздовж радіуса і дії корозивного середовища

Розглянемо плоский диск (кільце) парової турбіни внутрішнього і зовнішнього радіусів відповідно r_1, r_2 і сталої товщини, який має питому масу ρ і повертається з кутовою швидкістю ω (рис. 1). Диск парової турбіни, який обертається, зазвичай зазнає розтягу під дією відцентрових сил, які є для нього основним навантаженням, а також згину. Вважаємо, що такий диск має поверхневу тріщину довжини l_0, навантажений статичним розтягом і підданий дії корозійно-агресивного середовища. Задача полягає у визначенні залишкової довговічності диска $t = t_*$, коли тріщина підросте до критичного розміру $l = l_*$ і диск зруйнується.

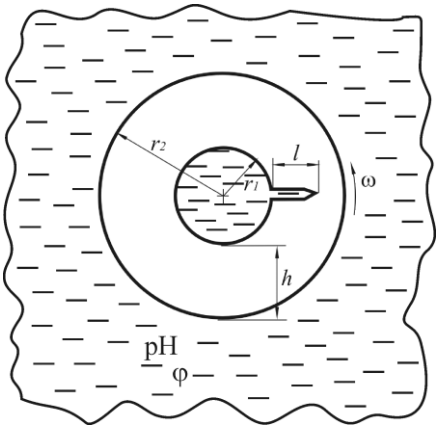

Рис. 3.1. Схема кільцевого диска парової турбіни в корозійному середовищі.

Цю задачу розв’язуватимемо з допомогою вище сформульованого енергетичного підходу. На основі розрахункової моделі (2.24), (2.25) період $t = t_*$ докритичного росту тріщини в тонкостінних елементах конструкцій буде визначатися з наступного рівняння за початкової і кінцевої умов

$$\frac{dl}{dt} = \alpha_1 \cdot \frac{K_{\mathrm{I}}^2(l) - K_{scc}^2}{K_{\mathrm{I}C}^2 - K_{\mathrm{I}}^2(l)}, \tag{3.1}$$

$$t = 0, \quad l(0) = l_0, \quad t = t_*, \quad l(t_*) = l_*, \; K_{\mathrm{I}}(l_*) = K_{\mathrm{I}C}. \tag{3.2}$$

Тут K_{scc}, K_{IC} – нижнє і верхнє порогові значення на кінетичній діаграмі корозійно-механічного руйнування.

Для визначення залишкового ресурсу диска проінтегруємо рівняння (3.1) за умов (3.2)

$$t_* = \alpha_1^{-1} \int_{l_0}^{l_*} \left(K_{IC}^2 - K_I^2(l)\right) \cdot \left(K_I^2(l) - K_{scc}^2\right)^{-1} dl \,. \tag{3.3}$$

Щоб визначити залишковий ресурс диска за формулою (3.3) необхідно мати функцію коефіцієнта інтенсивності напружень $K_I(l)$ біля вершини тріщини. Цей коефіцієнт визначаємо наближено, використовуючи відомий [2] метод граничної інтерполяції, який подано в першому розділі. Згідно цього методу K_I можна подати так

$$K_I = \sigma\alpha', \tag{3.4}$$

де σ і α' – відповідно силова і геометрична частини K_I.

Розглянемо граничні випадки цієї задачі, коли параметр $\varepsilon = lh^{-1}$ прямує до нуля – нескінченно мала тріщина і до одиниці – тріщина перерізає майже все кільце. Для першого випадку [6]

$$K_I^{(0)} = \sigma_0 \alpha^{(0)}, \tag{3.5}$$

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

Для другого випадку [6]

$$K_I^{(1)} = \sigma_1 \alpha^{(1)}, \tag{3.6}$$

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

Згідно формул (2.5) і (2.6) визначимо величини σ, α'

$$\alpha' = \frac{1{,}1215\sqrt{\pi l(1-\varepsilon)}}{\sqrt{1 + 0{,}8460\varepsilon}}, \tag{3.7}$$

$$\sigma = 0{,}25\rho_1\omega^2\left[(3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2\right]\left[1 + \sqrt[4]{\frac{1{,}3333(r_1^2 + r_2^2 + r_1 r_2)}{(1-\varepsilon)(3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2]}} - \right.$$

$$\left. - \sqrt[4]{\frac{1{,}3333(r_1^2 + r_2^2 + r_1 r_2)}{(3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2}}\right]^4.$$

На основі співвідношень (3.4) і (3.7) отримано таку формулу для обчислення коефіцієнта інтенсивності напружень K_I

$$K_I = 0{,}25\sqrt{\pi l}\rho_1\omega^2\left[(3+\mu)r_2^2 + (1-\mu)r_1^2\right]F(\varepsilon,\lambda), \qquad (3.8)$$

де

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

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

Для спрощення числового розв’язку розглянемо випадок, коли $\lambda = 1$. Тоді співвідношення (3.6) матиме вигляд:

$$K_I = 0.25\sqrt{\pi l}\rho\omega^2 r_1^2[4(3+\mu)+1-\mu]\cdot\frac{1.1215\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{1+0.8460\varepsilon}}\left(0.0948 + \frac{0.9052}{\sqrt[4]{1-\varepsilon}}\right)^4$$

(3.9)

Для числової реалізації задачі розглянемо конкретний випадок диска зі сталі 45Х2МФА з такими характеристика [3]: $K_{scc} = 9$ МПа·м$^{1/2}$, $K_{IC} = 60$ МПа·м$^{1/2}$, $\alpha_1 = 8{,}3\cdot 10^{-4}$ м/год. При цьому $h = r_1 = 0{,}3$ м, $h^{0,5}\rho\omega^2 r_1^2 = 0{,}14K_{IC}$, $\mu = 0{,}3$. Підставимо ці дані у вираз (3.8), яке у свою чергу підставимо у співвідношення (3.3)

$$t_* = 53511{,}1\int_{l_0}^{l_*}(1 - 0{,}722f^2(\varepsilon))\cdot(32{,}11f^2(\varepsilon) - 1)^{-1}dl, \qquad (3.10)$$

де $f(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon}\cdot\frac{1.1215\sqrt{1-\varepsilon}}{\sqrt{1+0.8460\varepsilon}}\left(0.0948 + \frac{0.9052}{\sqrt[4]{1-\varepsilon}}\right)^4$

Або в безрозмірних координатах

$$t_* = 1{,}78 \cdot 10^5 \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_*} \left(1 - 0{,}722\, f^2(\varepsilon)\right) \cdot \left(32{,}11\, f^2(\varepsilon) - 1\right)^{-1} d\varepsilon\,. \qquad (3.11)$$

На підставі силового критерію Ірвіна знайдемо, що

$$\varepsilon_* = 0{,}67\,,$$

а початковий розмір дефекту приймемо в безрозмірному його значенні $\varepsilon_0 = 0{,}025$.

Залежність залишкового ресурсу t_* від зміни початкового розміру дефекту за формулою (3.10) зображено на рис. 3.2.

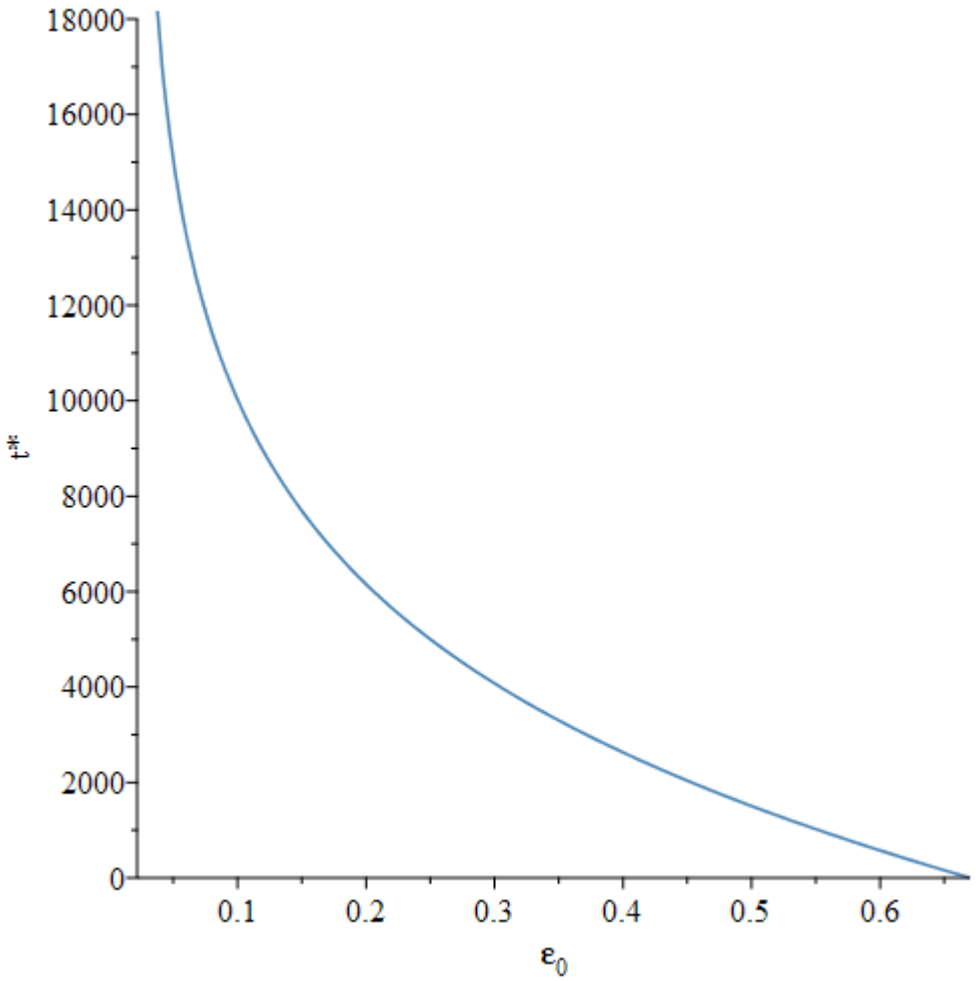

Рис. 3.2 Залежність залишкового ресурсу від початкового розміру дефекту.

Як видно з рис. 3.2 за зменшення початкового розміру тріщини ε_0 залишковий ресурс кільцевого диска парової турбіни збільшується.

Висновки

Застосовуючи енергетичний підхід в дипломній роботі розроблено математичну модель для оцінювання залишкової довговічності кільцевого дика парової турбіни з тріщиною за дії корозійного середовища.

За допомогою методу граничної інтерполяції отримано наближену формулу для визначення коефіцієнта інтенсивності напружень для диска з тріщиною.

З отриманої залежності залишкової довговічності диска від розміру дефекту встановлено, що збільшення початкового розміру тріщини призводить до зменшення залишкової довговічності диска.

Список використаних джерел

1. Долгов О. М. Механіка руйнування [Електронний ресурс]: підручник / О. М. Долгов. – Дніпро: НТУ «Дніпровська політехніка», 2019. – 166 с.

2. Андрейків О. Є. Методи оцінювання залишкової міцності та довговічності елементів конструкцій за даними неруйнівного контролю / О. Є. Андрейків, В. М. Пустовий, Д. В. Рудавський, І. Я. Долінська, П. О. Семенов. – Львів: Видавництво “Простір-М”, 2017. – 460 с.

3. Andreikiv O.E. Determination of the residual service life of a torsion bar under the influence of corrosive media. / O.E. Andreikiv, I.Ya. Dolinska, S.V. Nastasiak, M.S. Shefer // Materials Science. – 2022. – 57. – P. 633–639.

4. Андрейків О.Є. Механіка руйнування та довговічність металевих матеріалів у водневмісних середовищах // О.Є. Андрейків, О.В. Гембара. – Київ: Наукова думка, 2008. – 344 с.

5. Andreikiv O.E. Electrochemical model of local corrosion at the tip of a loaded crack / O.E. Andreikiv, N.I.Tym’yak // Materials Science. – 1995. – **30**. – P. 19–24.

6. Писаренко Г. С. Опір матеріалів: підручник / Г. С. Писаренко, О. Л. Квітка, Е. С. Уманський. – Київ: Вища школа, 2004. – 656 с.