

ВПЛИВ РОЗМІРУ ТРІЩИНИ НА КОРЕЛЯЦІЙНУ СТРУКТУРУ ВІБРАЦІЙНОГО СИГНАЛУ

The correlation structure dependence of vibration signal on relative crack size is carried out. The crack size influence on damping coefficients of correlation function components is investigated. The comparison of vibration signal mean components and variation components using as a diagnostic criteria is carried out. The possibility of diagnostic criteria build on the base of correlation function components power and their damping coefficients is considered

Досліджено залежність кореляційної структури вібраційного сигналу від відносної довжини тріщини, вплив розміру тріщини на коефіцієнти зникання компонентів кореляційної функції. Розглянуто можливість побудови діагностичних критеріїв на основі потужності кореляційних компонентів та коефіцієнтах їх зникання.

Основною задачею вібродіагностики є виявлення дефекту елемента механічної системи для вчасної його заміни з метою запобігання аварії та руйнування цієї системи. Така діагностика здійснюється за результатами статистичного аналізу сигналів вібрацій, методи якого ґрунтуються на тій чи іншій їх математичній моделі. У роботі [1] внаслідок аналізу механічної системи з тріщиною, яка описується системою нелінійних диференціальних рівнянь другого порядку, встановлено, що поява тріщини призводить до періодичної нестационарності сигналів. У рамках теорії другого порядку її можна описувати моделлю у вигляді періодично корельованих випадкових сигналів (ПКВП). У цьому разі величини, що характеризують міру нестационарності другого порядку, зростають при збільшенні довжини тріщини. Тож їх доцільно використовувати для виявлення тріщин і визначення їх параметрів.

Поява тріщини призводить до нелінійності системи. Під час коливання тіла з тріщиною вона відкривається та закривається. У ті моменти часу, коли тріщина закрита, елемент системи поводить себе так, як бездефектний. Проте у наступні моменти, коли тріщина відкрита, жорсткість цього елемента зменшується на величину Δk , що приводить до зменшення значення власної частоти коливань цього тіла. Як описано в роботах [1, 5], вібраційний сигнал від механічної системи з дефектними елементами можна описати такою системою диференціальних рівнянь:

$$\begin{cases} X'' + 2\beta_c X' + \omega_c^2 X = f(t), & X \leq 0, \\ X'' + 2\beta_s X' + \omega_s^2 X = f(t), & X > 0, \end{cases} \quad (1)$$

де $\beta_c = k_c / 2m$, $\beta_s = k_s / 2m$, де k_c , k_s – жорсткості деталі, коли тріщина закрита та відкрита відповідно. ω_c , ω_s – власні частоти коливань деталі в моменти часу, коли тріщина закрита та відкрита відповідно, m – зведена маса деталі. Власна частота коливань тіла з відкритою тріщиною виражається через власну частоту коливань тіла із закритою тріщиною таким чином [3, 4]:

$$\omega_s = \omega_c \frac{2\sqrt{1 - \frac{\Delta k}{k_c}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{\Delta k}{k_c}}}.$$

Величину зміни жорсткості тіла Δk можна отримати з такого співвідношення:

$$\frac{\Delta k}{k_c} \approx \frac{\Delta l}{l}$$

У роботі [1] досліджено зміну компонентів математичного сподівання та дисперсії вібраційного сигналу. Проаналізовано, як зі збільшенням тріщини змінюються імовірнісні характеристики вібраційного сигналу та на їх основі побудовані діагностичні критерії.

Метою цієї роботи є дослідження зміни кореляційної структури вібраційного сигналу залежно від зміни відносної довжини тріщини $\Delta l/l$.

Використовуючи математичне моделювання та комп'ютерну симуляцію, отримано вібраційні відгуки від тіла з тріщиною, до кінців якого прикладена циклічна сила

$$f(t) = \cos\left(\frac{2\pi t}{100}\right) + u(t),$$

де $u(t)$ – білий шум з дисперсією $D_u = 1$. Для моделювання вибрано параметри: $k_c = 0,9$; $m = 10$, крок інтегрування рівний 0,5, кількість кроків інтегрування – 10^5 . Відносна довжина тріщини змінювалася в межах від 0,05 до 0,95 з кроком 0,05. Як викладено в [1, 4], властивості стохастичності і повторюваності отриманих сигналів описуються ПКВП.

Як відомо, періодично корельовано випадкові процеси – це такі процеси, математичне сподівання $m(t)$ та кореляційна функція $b(t, u)$ яких є періодичними функціями часу [2]:

$$m(t) = E\xi(t), \quad m(t) = m(t+T),$$

$$b(t, u) = E \overset{\circ}{\xi}(t) \overset{\circ}{\xi}^*(t+u), \quad b(t, u) = b(t+T, u),$$

де $\overset{\circ}{\xi}(t) = \xi(t) - m(t)$; T – період. Розклавши ці імовірнісні характеристики в ряди Фур'є, отримуємо:

$$m(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} m_k e^{ik \frac{2\pi}{T} t},$$

$$b(t, u) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} B_k(u) e^{ik \frac{2\pi}{T} t},$$

де m_k – компоненти математичного сподівання; $B_k(u)$ – так звані кореляційні компоненти. Оскільки $b(t, -u) = b(t - u, u)$, то

$$B_k(-u) = B_k(u) e^{-ik\omega_0 u}. \quad (2)$$

Нульовий кореляційний компонент, як видно, є парною функцією зсуву: $B_0(-u) = B_0(u)$. Він є також додатньо означеною функцією зсуву, тому його називають кореляційною функцією стаціонарного наближення ПКВП. Вищі кореляційні компоненти, як коефіцієнти Фур'є кореляційної функції, описують структуру її періодичної мінливості за часом, коли вони тотожно рівні нулю, то ПКВП вироджується в стаціонарний випадковий процес. Ці величини є комплексними, їх можна подати у вигляді

$$B_k(u) = \frac{1}{2} [B_k^c(u) + B_k^s(u)].$$

Очевидно, що для дійсного випадкового процесу $B_{-k}(u) = \overline{B_k}(u)$. Зі співвідношення (2) випливає, що

$$\begin{aligned} B_k^c(-u) &= B_k^c(u) \cos k\omega_0 u - B_k^s(u) \sin k\omega_0 u, \\ B_k^s(-u) &= B_k^c(u) \sin k\omega_0 u - B_k^s(u) \cos k\omega_0 u. \end{aligned}$$

Концепція розвитку теорії коливань на основі їх математичної моделі у вигляді ПКВП стає більш зрозумілою, якщо звернутися до їх подання через стаціонарні процеси [3]:

$$\xi(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} \xi_k(t) e^{ik\omega_0 t}. \quad (3)$$

Це подання, по суті, є узагальненням ряду Фур'є для періодичної функції в тому сенсі, що коефіцієнти Фур'є в останньому замінені на стаціонарно зв'язані випадкові процеси $\xi_k(t)$. Математичні сподівання цих процесів визначають амплітуди гармонічних складових математичного сподівання: $E\xi_k(t) = m_k$. Для кореляційних компонентів $B_k(u)$, беручи до уваги (3), легко отримуємо

$$B_k(u) = \sum_{l \in \mathbb{Z}} R_{l-k,l}(u) e^{il\omega_0 u}, \quad (4)$$

де $R_{lk}(u) = E \overset{\circ}{\xi}_l(t) \overset{\circ}{\xi}_k(t+u)$. Нульовий кореляційний компонент $B_0(u)$, як видно з

$$B_0(u) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} R_{ll}(u) e^{il\omega_0 u}, \quad (5)$$

визначається автокореляційними функціями модулюючих процесів $\xi_l(t)$, а кореляційні компоненти номера k – взаємкореляційними функціями процесів, номери яких відрізняються на число k . Співвідношення (4)–(5) є основою для інтерпретації результатів обробки реальних часових рядів, які проводяться методами статистики ПКВП: когерентним, компонентним, методом найменших квадратів чи методами лінійної фільтрації.

Когерентний метод оцінювання полягає в усередненні значень реалізації процесу, взятих через період корельованості:

$$\hat{m}(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \xi(t+nT), \quad (6)$$

$$\hat{b}(t,u) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} [\xi(t+nT) - \hat{m}(t+nT)][\xi(t+u+nT) - \hat{m}(t+u+nT)], \quad (7)$$

Тут N – число періодів, що усереднюються, при цьому довжина реалізації $\theta = NT$.

Оцінка математичного сподівання (6) є незміщеною, а у разі виконання умови

$$\lim_{|u| \rightarrow \infty} b(t,u) = 0$$

також слушною. Оцінка кореляційної функції (7) за тієї ж умови асимптотично незміщена, а для гаусових процесів – також слушна.

Коефіцієнти Фур'є характеристик визначаються за формулами

$$\begin{aligned} \hat{m}_k &= \frac{1}{T} \int_0^T \hat{m}(t) e^{-ik\omega_0 t} dt, \\ \hat{B}_k(u) &= \frac{1}{T} \int_0^T \hat{b}(t,u) e^{-ik\omega_0 t} dt. \end{aligned}$$

Перейшовши до дискретної реалізації, для нульового кореляційного компонента та вищих косинусних та синусних кореляційних компонентів маємо

$$\hat{B}_0(u) = \frac{1}{M+1} \sum_{n=0}^M \hat{b}(nh, u), \quad \hat{B}_k^c(u) = \frac{1}{M+1} \sum_{n=0}^M \hat{b}(nh, u) \cos k \frac{2\pi}{M+1} n \quad (8)$$

$$\hat{B}_k^s(u) = \frac{1}{M+1} \sum_{n=0}^M \hat{b}(nh, u) \sin k \frac{2\pi}{M+1} n. \quad (9)$$

Співвідношення (6)–(9) використовували для обчислення оцінок кореляційних компонентів симульованих сигналів для різних відносних довжин тріщини. На рис. 1 наведено графік оцінки нульового кореляційного компонента. Значення його в нулі $\hat{B}_0(0)$, що визначає усереднену в часі потужність випадкової складової віброцигналу, зростає зі збільшенням відношення $\Delta l/l$. Форма корелограм змінюється мало: на них чітко виділяється один і той самий коливний процес. Період основного зникаючого колювання збігається з періодом змушувальної сили: $T = 100$ у.о. Однак, оскільки початкові значення $\hat{B}_0(0)$ для різних $\Delta l/l$ сильно відрізняються, то й швидкість зникання кореляцій в цих випадках теж буде різною.

Наведемо отримані результати. На рис. 1 наведено оцінку нульового компонента кореляційної функції випадкової складової вібраційного сигналу для різних відносних довжин тріщини.

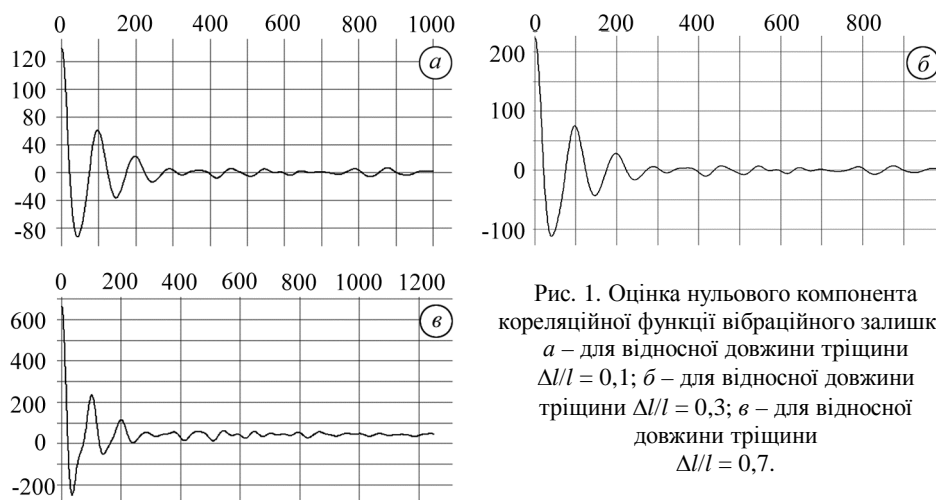


Рис. 1. Оцінка нульового компонента кореляційної функції вібраційного залишку: *a* – для відносної довжини тріщини $\Delta l/l = 0,1$; *b* – для відносної довжини тріщини $\Delta l/l = 0,3$; *v* – для відносної довжини тріщини $\Delta l/l = 0,7$.

Як видно з рис. 1, дисперсія процесу зростає зі збільшенням відносної довжини тріщини $\Delta l/l$. Крім того, нульовий компонент зникає швидше у випадку великої тріщини, ніж у випадку малої тріщини. З ростом тріщини у кореляційній структурі випадкової складової вібраційного сигналу починають проявлятися вищі компоненти. Як показано на рис. 2, при відносній довжині $\Delta l/l = 0,1$ першого компонента немає, проте при відносній довжині тріщини $\Delta l/l = 0,3$ чітко вирісонується його структура і з подальшим ростом тріщини потужність цього компонента зростає. Це означає, що з ростом тріщини у вібраційному процесі тіла з тріщиною проявляються нестационарні властивості.

Подібні результати спостерігаються для першого синусного компонента кореляційної функції випадкової складової вібраційного сигналу. При відносній довжині тріщини $\Delta l/l = 0,1$ він відсутній, проте структура цього компонента по-

чинає проявлятися при відносній довжині тріщини $\Delta/l = 0,3$ і його потужність зростає з ростом тріщини (рис. 3).

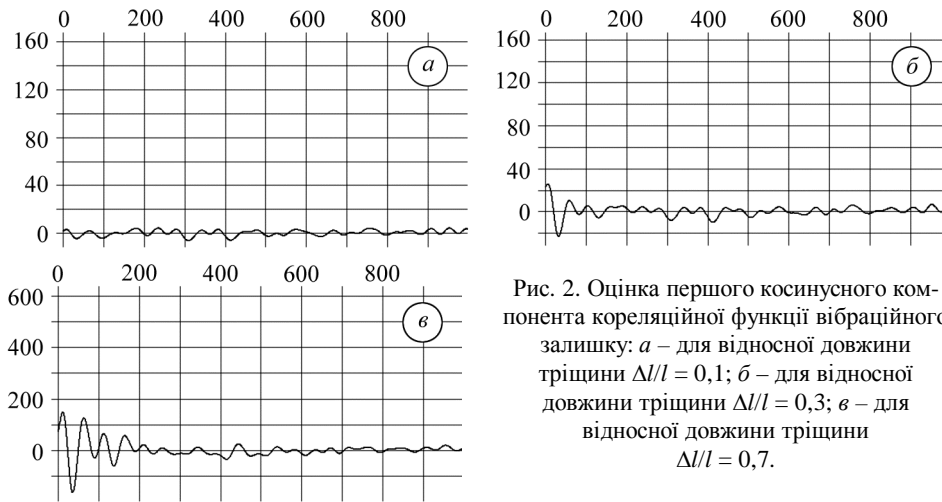


Рис. 2. Оцінка першого косинусного компонента кореляційної функції вібраційного залишку: *а* – для відносної довжини тріщини $\Delta/l = 0,1$; *б* – для відносної довжини тріщини $\Delta/l = 0,3$; *в* – для відносної довжини тріщини $\Delta/l = 0,7$.

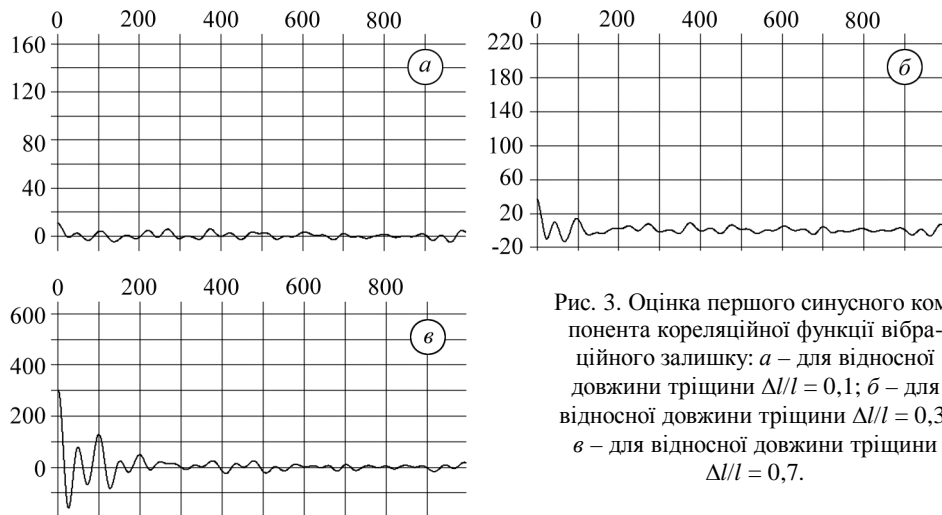


Рис. 3. Оцінка першого синусного компонента кореляційної функції вібраційного залишку: *а* – для відносної довжини тріщини $\Delta/l = 0,1$; *б* – для відносної довжини тріщини $\Delta/l = 0,3$; *в* – для відносної довжини тріщини $\Delta/l = 0,7$.

Дослідимо поведінку коефіцієнта зникання компонентів кореляційної функції випадкової складової віброцигналу. Під час вибору апроксимаційного виразу для нульового кореляційного компонента будемо виходити з виразу

$$B_0(u) = R_{0,0}(u) + R_{-1,-1}(u)e^{-i\omega_0 u} + R_{1,1}(u)e^{i\omega_0 u} + R_{-2,-2}(u)e^{-i2\omega_0 u} + R_{2,2}(u)e^{i2\omega_0 u} + \dots$$

Коливання з частотою $2\omega_0$ проявляються тільки для великих Δ/l , однак і в цьому випадку вони досить слабкі. Слабо проявляється також постійна складова $R_{0,0}(u)$. Тому виберемо:

$$B_0(u) = R_{-1,-1}(u)e^{-i\omega_0 u} + R_{1,1}(u)e^{i\omega_0 u}$$

У кореляційній функції $R_{1,1}(u)$ виділимо дійсну і уявну частини: $R_{1,1}(u) = \text{Re}\{R_{1,1}(u)\} - i \text{Im}\{R_{1,1}(u)\}$. Тоді

$$B_0(0) = 2 \text{Re}\{R_{1,1}(u)\} \cos \omega_0 u + 2 \text{Im}\{R_{1,1}(u)\} \sin \omega_0 u. \quad (10)$$

Отримані графіки дуже подібні до зникаючого косинуса. Тому прийmemo $\text{Im}\{R_{1,1}(u)\} \approx 0$ і остаточно

$$B_0(u) = 2 \text{Re}\{R_{1,1}(u)\} \cos \omega_0 u = D(u) \cos \omega_0 u.$$

Виберемо $D(u) = De^{-\alpha u^2}$ і за допомогою методу найменших квадратів знайдемо α_0 для різних $\Delta l / l$. Отримані результати у формі графічної залежності подані на рис. 4. Як видно, декремент зникання α зі збільшенням відносної довжини тріщини зростає і при $\Delta l / l = 0,8$ досягає максимуму.

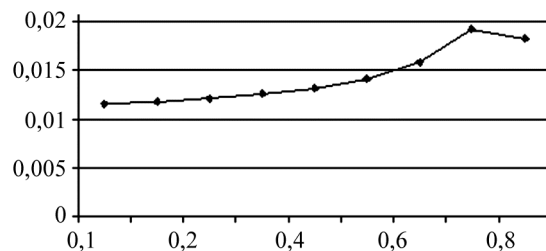


Рис. 4. Залежність коефіцієнта зникання нульового кореляційного компонента α від відносної довжини тріщини.

Графіки оцінок перших кореляційних компонентів показані на рис. 2–3. Вони дедалі більше проявляються з ростом тріщини. Вигляд графіків свідчить про присутність у залежності цих кореляційних компонентів від зсуву зникаючих гармонічних складових як основної частоти ω_0 , так і частоти вдвоє більшої $-2\omega_0$. Тому вирази для апроксимації цих кореляційних компонентів запишемо у такому вигляді:

$$B_1(u) = R_{-2,-1}(u) e^{-i\omega_0 u} + R_{0,1}(u) e^{i\omega_0 u} + R_{-3,-2}(u) e^{-i2\omega_0 u} + R_{1,2}(u) e^{i2\omega_0 u} + R_{-1,0}(u),$$

$$B_{-1}(u) = R_{0,-1}(u) e^{-i\omega_0 u} + R_{-1,-2}(u) e^{-i2\omega_0 u} + R_{2,1}(u) e^{i\omega_0 u} + R_{3,1}(u) e^{i2\omega_0 u} + R_{1,0}(u)$$

Як свідчать результати обробки, кореляції між амплітудами третьої гармонічної складової та іншими, у подані (3), ніде не проявляються, тому прийmemo

$$B_1(u) = R_{0,1}(u) e^{i\omega_0 u} + R_{-2,-1}(u) e^{-i\omega_0 u} + R_{1,2}(u) e^{i2\omega_0 u} + \bar{R}_{1,0}(u),$$

$$B_{-1}(u) = R_{0,-1}(u) e^{-i\omega_0 u} + R_{-1,-2}(u) e^{-i2\omega_0 u} + R_{2,1}(u) e^{i\omega_0 u} + R_{1,0}(u)$$

Легко бачити, що $R_{-2,-1}(u) = E \bar{\xi}_{-2}(t) \xi_{-1}(t+u) = E \xi_2(t) \bar{\xi}_1(t+u) = \bar{R}_{2,1}(u)$. Відтак

$$B_1(u) = R_{0,1}(u) e^{i\omega_0 u} + \bar{R}_{2,1}(u) e^{-i\omega_0 u} + R_{1,2}(u) e^{i2\omega_0 u} = [\text{Re}\{R_{0,1}(u)\} - i \text{Im}\{R_{0,1}(u)\}] \times \\ \times [\cos \omega_0 u + i \sin \omega_0 u] + [\text{Re}\{R_{2,1}(u)\} + i \text{Im}\{R_{2,1}(u)\}] [\cos \omega_0 u - i \sin \omega_0 u] + \\ + [\text{Re}\{R_{1,2}(u)\} - i \text{Im}\{R_{1,2}(u)\}] [\cos 2\omega_0 u + i \sin 2\omega_0 u] + \text{Re}\{R_{1,0}(u)\} + i \text{Im}\{R_{1,0}(u)\},$$

а звідси

$$B_1^c(u) = 2 \left[\begin{array}{l} \text{Re}\{R_{1,0}(u)\} + \\ + [\text{Re}\{R_{0,1}(u)\} + \text{Re}\{R_{2,1}(u)\}] \cos \omega_0 u + \\ + [\text{Im}\{R_{0,1}(u)\} + \text{Im}\{R_{2,1}(u)\}] \sin \omega_0 u + \\ + \text{Re}\{R_{1,2}(u)\} \cos 2\omega_0 u + \text{Im}\{R_{1,2}(u)\} \sin 2\omega_0 u \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} D_0^c(u) + \\ + D_1^c(u) \cos \omega_0 u + \\ + D_2^c(u) \sin \omega_0 u + \\ + D_3^c(u) \cos 2\omega_0 u + \\ + D_4^c(u) \sin 2\omega_0 u \end{array} \right], \quad (11)$$

$$B_1^s(u) = 2 \begin{bmatrix} -\text{Im}\{R_{1,0}(u)\} + \\ + [\text{Im}\{R_{0,1}(u)\} - \text{Im}\{R_{2,1}(u)\}] \cos \omega_0 u + \\ + [\text{Re}\{R_{2,1}(u)\} - \text{Re}\{R_{1,0}(u)\}] \sin \omega_0 u + \\ + \text{Im}\{R_{1,2}(u)\} \cos 2\omega_0 u - \text{Re}\{R_{1,2}(u)\} \sin 2\omega_0 u \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_0^s(u) + \\ + D_1^s(u) \cos \omega_0 u + \\ + D_2^s(u) \sin \omega_0 u + \\ + D_3^s(u) \cos 2\omega_0 u + \\ + D_4^s(u) \sin 2\omega_0 u \end{bmatrix}. \quad (12)$$

З цих співвідношень потрібно виходити під час побудови апроксимаційних виразів. Такі апроксимації, очевидно, повинні задовольняти умову симетрії, з якої приходимо до співвідношень

$$\text{Re}\{R_{1,2}(u)\} = \text{Re}\{R_{2,1}(-u)\}, \quad \text{Im}\{R_{1,2}(u)\} = -\text{Im}\{R_{2,1}(-u)\}.$$

Виходячи з цього, апроксимаційну модель взаємно кореляційних функцій стаціонарних компонент виберемо у вигляді $D_0^c(u) = D_0^c e^{-\alpha_0^c u^2}$, $D_1^c(u) = D_1^c e^{-i\alpha_1^c u^2}$,

$$D_2^c(u) = D_2^c e^{-i\alpha_1^c u^2}, \quad D_0^s(u) = D_0^s e^{-\alpha_0^s u^2}, \quad D_1^s(u) = D_1^s e^{-i\alpha_1^s u^2}, \quad D_2^s(u) = D_2^s e^{-i\alpha_2^s u^2} \text{ і т.д.}$$

Для визначення параметрів апроксимаційної моделі кореляційних компонентів (10)–(12) використано вузьку смугову фільтрацію для виділення гармонік та метод найменших квадратів для їх параметризації. Отримані результати наведені в табл. 1 та 2.

Таблиця 1. Параметри апроксимаційної моделі косинусної складової першого кореляційного компонента

$\Delta l / l$	D_0^c	α_0^c	D_1^c	α_1^c	D_2^c	α_2^c	D_3^c	α_3^c	D_4^c	α_4^c
0,4	6,86	-0,0034	20,13	-0,003	-17,48	-0,0022	13,88	-0,0034	19	-0,0018
0,5	12,23	-0,0036	30,63	-0,003	-31,9	-0,0023	19,06	-0,0037	33,9	-0,0015
0,6	21,58	-0,0047	42,47	-0,0024	-57,15	-0,0017	20,12	-0,0047	60,64	-0,0016
0,7	40	-0,004	53	-0,004	-86,8	-0,0085	0	0	107,7	-0,0056
0,8	90	-0,0032	65,42	-0,005	-140	-0,0028	-74,76	-0,00036	185	-0,0025
0,9	423,6	-0,0039	218,3	-0,0048	0	0	-361,3	-0,0024	315,3	-0,0044

Таблиця 2. Параметри апроксимаційної моделі синусної складової першого кореляційного компонента

$\Delta l / l$	D_0^s	α_0^s	D_1^s	α_1^s	D_2^s	α_2^s	D_3^s	α_3^s	D_4^s	α_4^s
0,4	5,65	-0,0015	28,3	-0,0015	8,68	-0,0012	26,7	-0,001	-14,5	-0,0013
0,5	8,5	-0,0019	48,2	-0,0015	10,4	-0,001	46,1	-0,001	-21,2	-0,0015
0,6	14	-0,0016	83,8	-0,0012	0	0	80	-0,001	-27,3	-0,0016
0,7	27,6	-0,002	150,3	-0,001	-29,5	-0,0004	140	-0,0013	-29,6	-0,0014
0,8	73,6	-0,002	285,5	-0,0013	-124,8	-0,0002	240,2	-0,0014	86,3	-0,0022
0,9	400,7	-0,0042	746,8	-0,004	-662,8	-0,002	379	-0,0046	262,2	-0,002

У таблицях наведено амплітуди та коефіцієнти зникання апроксимаційних моделей кореляційних компонентів при різних значеннях відносної довжини тріщини (0,4... 0,9). Абсолютні значення амплітуд зростають зі збільшенням довжини тріщини. Також слід зауважити, що ширина центрального піку гармонічних складових компонентів кореляційної функції залишається сталою, а це впливає на поведінку коефіцієнтів зникання їх апроксимаційних моделей. Для верифікації моделі проведено порівняння їх амплітуд, які повинні задовольняти такі рів-

ності: $-D_2^c = D_1^s - 2D_0^s$, $D_1^c = D_2^s + 2D_0^s$, $D_3^c = -D_4^s$, $D_4^c = D_3^s$. Як видно, ці рівності справджуються з точністю, що відповідає точності оцінювання компонентів кореляційної функції за допомогою компонентного методу (довжина реалізації $\theta = 90000$ відліків, період $T = 100$ відліків).

Отже, це означає, що вібраційний відгук від тіла з тріщиною описується гармонічним представленням:

$$\xi(t) = \sum_{k=-2}^2 \xi_k(t) e^{-ik\omega_0 t}.$$

Отже, як видно з результатів досліджень, кореляційна структура вібраційного сигналу залежить від довжини тріщини. З ростом тріщини в кореляційній структурі, окрім нульового кореляційного компонента, появляється перший, потужність якого зростає з ростом тріщини. Також досліджено, що коефіцієнти зникання компонентів кореляційної функції змінюються зі збільшенням відносної довжини тріщини. Це можна пояснити тим, що спектральні характеристики вібраційного сигналу деталі без тріщини мають характерне вузько смугове підняття в області частоти, яка відповідає резонансній частоті деталі, тоді як у випадку тіла з тріщиною маємо два резонансних близьких підняття. Зі збільшенням довжини тріщини відстань між збільшується, що призводить до розширення піку, що проявляється у збільшенні коефіцієнта зникання. Ці аргументи можуть бути використані як діагностичні критерії розвитку тріщини в механічній системі. На практиці компоненти кореляційної функції дуже важко апроксимувати. Це пов'язано з тим, що вони, як випливає з (4), виражаються через суми авто- та взаємкореляційних функцій формуючих ПКВП стаціонарних компонентів. Тому в подальших дослідженнях доцільніше використовувати такі методи обробки, які уможливають виділення власне цих компонентів.

1. *Мацько І. Й., Кравець І. Б., Яворський І. М., Засць В. М.* Модель вібраційного відгуку від тіла з тріщиною // Відбір і обробка сигналів. – Львів. – 2009. – № 30 (106). – С. 34–43.
2. *Драган Я. П., Рожков В. А., Яворський І. Н.* Методы вероятностного анализа ритмики океанологических процессов. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 319 с.
3. *Яворський І. Н., Кравець І. Б., Ісаєв І. Ю.* Параметрическое моделирование периодически коррелированных случайных процессов на основе их представления через стационарные случайные процессы // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника. – 2006. – **49**, № 11. – С. 33–42.
4. *Gelman L., Gorpnich S.* Non-linear Vibroacoustical Free Oscillation Method For Crack Detection And Evaluation // Mechanical Systems and Signal Processing. – 14(3). – 2000. – P. 343–351.
5. *Гельман Л. М., Зиньковський Ю. Ф., Петрунин І. В.* Эффективность использования действительной и мнимой составляющих преобразования Фурье для диагностики усталостных трещин // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2001. – № 3. – С. 21–23.

*Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів
Інститут телекомунікацій Технологічно-природничого
університету, Бидгоць, Польща*

*Одержано
07.04.2009*