

Аналіз акустичної емісії показує, що при збільшенні швидкості охолодження спостерігається різке збільшення інтенсивності випромінювання на стадії кристалізації, а на стадії охолодження твердого тіла – збільшення сигналів від розвитку тріщин. На рис. 12, б наведено фрагмент реєстрації акустичної емісії при охолодженні Sn. Фрактографічний аналіз зразка Sn після охолодження показав, що в його перерезі та на поверхні спостерігаються мікро- та макротріщини.

Випробування зразка, який було зроблено з одержаного зливка Sn, на триточковий згин показує існування тріщин, що розвиваються при незначному навантаженні.

Отже, використання методу акустичної емісії дозволяє отримувати інформацію про кінетику розвитку процесів формування структури металів та сплавів з рідкого стану.

Список літератури

1. *Защитные высокотемпературные покрытия* /Под ред. М.А. Пиховского.– М.: Химия, 1972.– С. 122.
2. *Vace E.J.* Influence of metallic additions on the corrosion characteristics of soft tinlead solders // *Just. met.*–1984 – Vol.73 – P. 323–332.
3. *Balluffi R.W.* Causes and effects of tin contamination // *Acta met.*– 1985.– Vol. 29.– P. 493–513.
4. Долгов Ю.С., Сидохин Ю.Ф. Вопросы формирования паяного шва.–М.: Машиностроение, 1973.–136 с.
5. Лашко Н.Ф., Лашко С.В. Пайка металлов.–М.: Metallurgy, 1977 – 328 с.
6. ГОСТ 27655–88. Акустическая эмиссия. Термины, определения и обозначения. – Введ.01.01.88.
7. Бабак В.П., Филоненко С.Ф. Вплив порогу обмеження на критеріальну оцінку виділення сигналів акустичної емісії від тріщин // *Вісн. ЖІПІ.*–1998.–№ 7.–С.31–39.
8. Бабак В.П., Филоненко С.Ф. Математические модели оценки и прогнозирования состояния изделий методом акустической эмиссии // *Радиоэлектроника и информатика* –2000 – № 2.–С.62–68.
9. Магницкая Л.Г., Несмашный Е.В. Использование метода АЭ для исследования процесса образования межкристаллитных трещин в отливках высокопрочных сталей // *Дефектоскопия.* – 1979 – №12.– С.42–45.
10. Бакулин А.В. Акустическая эмиссия при физико-химических процессах // *Акустическая эмиссия материалов и конструкций: 1-я Всесоюз. конф.*– Ростов н/Д, 1989.–Ч. 2.–С.36–41.

Стаття надійшла до редакції 10.04.01.

УДК 534.22.232

ББК 0565 - 082.905.1 в 739.8

Т.Ю. Шкварницька

ДІАГНОСТИКА ЕЛАСТИЧНИХ ТРУБОПРОВІДІВ ЗА ОСОБЛИВОСТЯМИ ЇХ ВНУТРІШНЬОГО ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Подано математичний апарат для визначення тиску звукового поля в середині гумового трубопроводу. Виконано розрахунок звукового тиску в середині трубопроводу для конкретних умов. Наведено порівняння розрахункових даних з експериментальними. Розглянуто результати дослідження впливу дефекту на характеристики внутрішнього звукового поля трубопроводу. Показано, що частотна залежність звукового тиску має резонансний характер, зміна звукового тиску на резонансних частотах може бути використана для діагностики технічного стану авіатрубопроводів.

Акустичні методи діагностики набувають все більшого застосування в авіаційній техніці. Для аналізу якості авіаційних трубопроводів цими методами можуть бути використані особливості їх внутрішнього звукового поля.

Розглянемо процеси, що відбуваються під час падіння звукової хвилі на еластичний трубопровід. Трубопровід визначається двома концентричними поверхнями радіусами a та b (рис. 1). Задачею діагностики є виявлення дефекту. Геометрія оболонки з дефектом наведена на рис. 2. Середовище 1 являє собою зовнішнє середовище трубопроводу, середовище 2 – матеріал трубопроводу, середовище 3 – внутрішнє середовище трубопроводу (див. рис. 1).

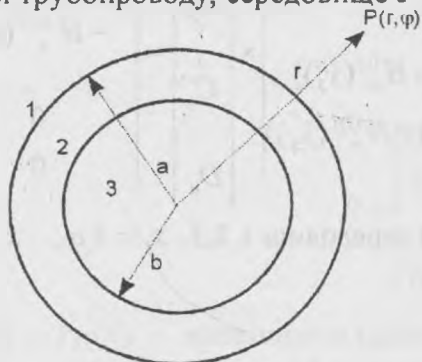


Рис. 1. Геометрія трубопроводу

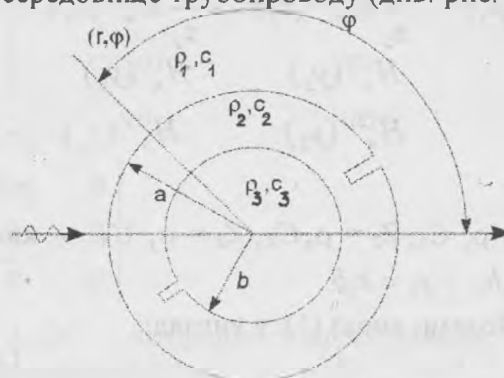


Рис. 2. Геометрія трубопроводу з дефектами

Тиск у зовнішньому середовищі подається у вигляді [1]:

$$P_1 = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n (H_n^{(2)}(k_1 r) + S_n H_n^{(1)}(k_1 r)) \cos n\varphi,$$

Тиск у середовищах 2 та 3 [2]:

$$P_2 = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n (B_n H_n^{(2)}(k_2 r) + C_n H_n^{(1)}(k_2 r)) \cos n\varphi;$$

$$P_3 = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n D_n (H_n^{(2)}(k_3 r) + H_n^{(1)}(k_3 r)) \cos n\varphi,$$

де n – номер моди; $\varepsilon_n = \begin{cases} 1, & n = 0; \\ 2, & n > 0; \end{cases}$ $i = \sqrt{-1}$; $H_n^{(1)}$, $H_n^{(2)}$ – функції Ханкеля відповідно 1-го та

2-го роду; $k_1 = \frac{\omega}{c_1}$ – хвильове число для зовнішньої області (середовища) трубопроводу; ω –

кутова частота; c_1 – швидкість розповсюдження звуку у зовнішній області; r – полярна координата (відстань від осі трубопроводу до точки спостереження); $k_2 = \frac{\omega}{c_2}$ – хвильове число

для матеріалу трубопроводу; c_2 – швидкість розповсюдження звуку в матеріалі трубопрово-

ду; $k_3 = \frac{\omega}{c_3}$ – хвильове число для внутрішньої області.

Коефіцієнти S_n , B_n , C_n , D_n визначаються з граничних умов. Граничні умови на першій границі (радіусом a) мають вигляд [3]:

$$\begin{aligned} P_1 &= P_2, \\ \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial r} &= \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial r} \quad \text{при } r = a, \end{aligned}$$

де ρ_1 та ρ_2 – густини 1-го і 2-го середовища відповідно.

На другій границі (радіусом b) граничні умови запишуться так:

$$\begin{aligned} P_2 &= P_3, \\ \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial r} &= \frac{1}{\rho_3} \frac{\partial P_3}{\partial r} \quad \text{при } r = b, \end{aligned}$$

де ρ_3 – густина внутрішнього середовища трубопроводу.

Підстановка виразів для тисків P_1, P_2, P_3 у рівняння граничних умов призводить до системи рівнянь:

$$\begin{pmatrix} H_n^{(1)}(x_1) & -H_n^{(2)}(x_2) & -H_n^{(1)}(x_2) & 0 \\ H_n^{(1)'}(x_1) & -\frac{z_1}{z_2}H_n^{(2)'}(x_2) & -\frac{z_1}{z_2}H_n^{(1)'}(x_2) & 0 \\ 0 & H_n^{(2)}(y_2) & H_n^{(1)}(y_2) & -(H_n^{(2)}(y_3)+H_n^{(1)}(y_3)) \\ 0 & H_n^{(2)'}(y_2) & H_n^{(1)'}(y_2) & -\frac{z_2}{z_3}(H_n^{(2)'}(y_3)+H_n^{(1)'}(y_3)) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} S_n \\ B_n \\ C_n \\ D_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -H_n^{(2)}(x_1) \\ -H_n^{(2)'}(x_1) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

де $Z_1 = \rho_1 C_1, Z_2 = \rho_2 C_2, Z_3 = \rho_3 C_3$ – хвильові опори середовищ 1,2,3; $x_1 = k_1 a$; $x_2 = k_2 a$; $y_2 = k_2 b$; $y_3 = k_3 b$.

Подамо вираз (1) у вигляді:

$$D \cdot Y = F. \quad (2)$$

Матриці D, Y, F відповідають їх положенню у рівнянні (1).

Перші два рядки оператора D , які обмежені першими двома стовпцями, подамо оператором D_1 :

$$D_1 = \begin{pmatrix} H_n^{(1)}(x_1) & -H_n^{(2)}(x_2) \\ H_n^{(1)'}(x_1) & -\frac{z_1}{z_2}H_n^{(2)'}(x_2) \end{pmatrix}.$$

Третій та четвертий рядки оператора D , обмежені третім та четвертим стовпцями, позначимо як оператор D_2 :

$$D_2 = \begin{pmatrix} H_n^{(1)}(y_2) & -(H_n^{(2)}(y_3)+H_n^{(1)}(y_3)) \\ H_n^{(1)'}(y_2) & -\frac{z_2}{z_3}(H_n^{(2)'}(y_3)+H_n^{(1)'}(y_3)) \end{pmatrix}.$$

Перші два рядки оператора D , які обмежені третім та четвертим стовпцями, подамо оператором F_1 :

$$F_1 = \begin{pmatrix} -H_n^{(1)}(x_2) & 0 \\ -\frac{z_1}{z_2}H_n^{(1)'}(x_2) & 0 \end{pmatrix}.$$

Третій та четвертий рядки оператора D , які обмежені першим та другим стовпцями, позначимо як оператор F_2 :

$$F_2 = \begin{pmatrix} 0 & H_n^{(2)}(y_2) \\ 0 & H_n^{(2)'}(y_2) \end{pmatrix}.$$

Оператори D_1 та F_1 характеризують процеси, які відбуваються на межі середовищ 1 та 2, а оператори D_2 та F_2 характеризують процеси, що відбуваються на межі середовищ 2 та 3.

На основі розглянутого оператор D виразу (1) можна подати так:

$$D = \begin{pmatrix} D_1 & F_1 \\ D_2 & F_2 \end{pmatrix}.$$

Подамо оператор D у вигляді суми двох операторів:

$$D = D^{(1)} + F^{(1)};$$

де

$$D^{(1)} = \begin{pmatrix} D_1 & 0 \\ 0 & D_2 \end{pmatrix}; \quad F^{(1)} = \begin{pmatrix} 0 & F_1 \\ F_2 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для спрощення опису процесів проходження та відбиття звукової хвилі на межі двох середовищ вводимо оператори I та R у вигляді:

$$I = \begin{pmatrix} r_{12}(n) \\ t_{12}(n) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix};$$

$$R = \begin{pmatrix} 0 & 0 & t_{21}(n) & 0 \\ 0 & 0 & r_{21}(n) & 0 \\ 0 & S_{n(2,3)} & 0 & 0 \\ 0 & B_{n(2,3)} & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

де $r_{12}(n)$ – $r_{21}(n)$ – коефіцієнти відбиття; $t_{12}(n)$, $t_{21}(n)$ – коефіцієнти проходження; $S_{n(2,3)}$ та $B_{n(2,3)}$ – коефіцієнти, які визначають тиск у середовищах 2 і 3:

$$r_{12}(n) = \frac{\frac{z_1}{z_2} H_n^{(2)}(x_1) H_n^{(2)'}(x_2) - H_n^{(2)}(x_2) H_n^{(2)'}(x_1)}{H_n^{(2)}(x_2) H_n^{(1)'}(x_1) - \frac{z_1}{z_2} H_n^{(1)}(x_1) H_n^{(2)'}(x_2)};$$

$$r_{21}(n) = \frac{\frac{z_1}{z_2} H_n^{(1)}(x_1) H_n^{(1)'}(x_2) - H_n^{(1)}(x_2) H_n^{(1)'}(x_1)}{H_n^{(2)}(x_2) H_n^{(1)'}(x_1) - \frac{z_1}{z_2} H_n^{(1)}(x_1) H_n^{(2)'}(x_2)};$$

$$t_{12}(n) = \frac{H_n^{(2)}(x_1) H_n^{(1)'}(x_1) - H_n^{(1)}(x_1) H_n^{(2)'}(x_1)}{H_n^{(2)}(x_2) H_n^{(1)'}(x_1) - \frac{z_1}{z_2} H_n^{(1)}(x_1) H_n^{(2)'}(x_2)};$$

$$t_{21}(n) = \frac{z_1}{z_2} \left[\frac{H_n^{(2)}(x_2) H_n^{(1)'}(x_2) - H_n^{(1)}(x_2) H_n^{(2)'}(x_2)}{H_n^{(2)}(x_2) H_n^{(1)'}(x_1) - \frac{z_1}{z_2} H_n^{(1)}(x_1) H_n^{(2)'}(x_2)} \right];$$

$$S_{n(2,3)} = r_{23}(n) + \frac{t_{23}(n) t_{32}(n)}{1 - r_{32}(n)};$$

$$B_{n(2,3)} = \frac{t_{23}(n)}{1 - r_{32}(n)};$$

$$r_{23}(n) = \frac{\frac{z_2}{z_3} H_n^{(2)}(y_2) H_n^{(2)'}(y_3) - H_n^{(2)}(y_3) H_n^{(2)'}(y_2)}{H_n^{(2)}(y_3) H_n^{(1)'}(y_2) - \frac{z_2}{z_3} H_n^{(1)}(y_2) H_n^{(2)'}(y_3)};$$

$$r_{32}(n) = \frac{\frac{z_2}{z_3} H_n^{(1)}(y_2) H_n^{(1)'}(y_3) - H_n^{(1)}(y_3) H_n^{(1)'}(y_2)}{H_n^{(2)}(y_3) H_n^{(1)'}(y_2) - \frac{z_2}{z_3} H_n^{(1)}(y_2) H_n^{(2)'}(y_3)};$$

$$t_{23}(n) = \frac{H_n^{(2)}(y_2) H_n^{(1)'}(y_2) - H_n^{(1)}(y_2) H_n^{(2)'}(y_2)}{H_n^{(2)}(y_3) H_n^{(1)'}(y_2) - \frac{z_2}{z_3} H_n^{(1)}(y_2) H_n^{(2)'}(y_3)};$$

$$t_{32}(n) = \frac{z_2}{z_3} \left[\frac{H_n^{(2)}(y_3)H_n^{(1)'}(y_3) - H_n^{(1)}(y_3)H_n^{(2)'}(y_3)}{H_n^{(2)}(y_3)H_n^{(1)'}(y_2) - \frac{z_2}{z_3}H_n^{(1)}(y_2)H_n^{(2)'}(y_3)} \right]$$

Індекси при коефіцієнтах $r(n)$ та $t(n)$ відповідають прийнятим номерам середовищ. Тоді рівняння (2) можна подати у вигляді:

$$(1-R)Y = I. \quad (3)$$

Далі, подавши матрицю (1-R) у вигляді:

$$(1-R) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -t_{21}(n) & 0 \\ 0 & 1 & -r_{21}(n) & 0 \\ 0 & -S_{n(2,3)} & 1 & 0 \\ 0 & -B_{n(2,3)} & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

одержуємо рівняння (3) у вигляді:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -t_{21}(n) & 0 \\ 0 & 1 & -r_{21}(n) & 0 \\ 0 & -S_{n(2,3)} & 1 & 0 \\ 0 & -B_{n(2,3)} & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} S_n \\ B_n \\ C_n \\ D_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{12}(n) \\ t_{12}(n) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Звідси коефіцієнт D_n , який визначає тиск у внутрішньому середовищі трубопроводу, знаходиться так:

$$D_n = \frac{t_{12}(n)B_{n(2,3)}}{1 - r_{21}(n)S_{n(2,3)}}.$$

Тоді, використовуючи співвідношення $J_n(kr) = \frac{1}{2}(H_n^{(2)}(kr) + H_n^{(1)}(kr))$, тиск звукової хвилі всередині трубопроводу можна подати у вигляді:

$$P_3 = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n i^n D_n J_n(k_3 r) \cos n\varphi. \quad (4)$$

У відповідності до виразу (4) проведено розрахунок звукового тиску в середині гумового трубопроводу, ззовні та усередині якого знаходиться вода [4]. Розміри трубопроводу: $a = 10$ мм; $h = 2$ мм. Параметри матеріалу трубопроводу: $\rho_2 = 1180$ кг/м³; $C_2 = 672$ м/с; $\sigma = 0,47$; $E = 4,17 \cdot 10^8$ Па.

На деяких частотах тиск в середині трубопроводу різко збільшується, тобто система "зовнішнє середовище – трубопровід – внутрішнє середовище" є багаторезонансною (рис. 3).

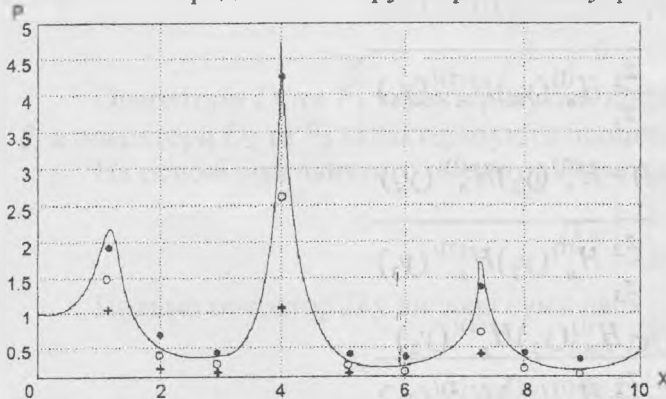


Рис. 3. Залежність звукового тиску в середині трубопроводу від хвильового розміру

Резонансна характеристика має практично один максимум $X_{рез2} = 4$. Два побічних максимуми (при $X_{рез1} = 1$ і $X_{рез3} = 7,2$) мають суттєво менші рівні.

У гумового трубопроводу, який занурений у воду, тиск в середині трубопроводу на основній резонансній частоті у п'ять разів більше, ніж у хвилі, що падає на нього.

З метою підтвердження достовірності отриманих теоретичних результатів проводилася експериментальна перевірка. Тиск на осі оболонки реєструвався мініа-

торним п'єзоелектричним сферичним приймачем діаметром $d = 0,5$ мм з резонансною частотою f_0 хвильових розмірів до 12.

Результати експериментальних досліджень подані на рис. 3 круглими точками. З графіків видно, що відповідність розрахункових та експериментальних результатів цілком задовільна.

Для контролю якості трубопроводів важливе значення має оцінка впливу дефектів у трубопроводі на його резонансні характеристики. Така оцінка проводилася експериментально, тому що теоретичне дослідження звукового поля трубопроводу з дефектом являє на сьогодні дуже складну і трудомістку задачу. Зовнішній та внутрішній дефект у трубопроводі (див. рис. 2) утворювався свердлінням 5.. 6 тонких циліндричних каналів глибиною $0,3 h$ та $0,4 h$ (h – товщина трубопроводу) та діаметром $d = 1,5$ мм.

Результати вимірювань звукового тиску із штучними дефектами наведені на рис. 3 у вигляді кілець (дефект глибиною $0,3 h$) та хрестиків (дефект глибиною $0,4 h$). При наявності дефекту тиск по осі трубопроводу падає у два-три рази. Зміна тиску практично не залежить від місцезнаходження дефекту.

Відмічена зміна частотних характеристик при наявності дефекту може бути покладена в основу оцінки технічного стану досліджених авіаційних трубопроводів.

Список літератури

1. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. – Л.: Судостроение, 1989. – 304 с.
2. Новожиллов В.В. Теория тонких оболочек. – Л.: Судостроение, 1982. – 252 с.
3. Baltrukonis I.Y., Gottenberg W.G. and Schreiner R.N. Axial-shear vibrations of an infinitely long composite circular cylinder // Journ. Acoust. Soc. Am. – 1987. – № 45 – P. 1447–1457.
4. Shkvarnytskaya T.Yu. Aircraft pipeline quality control in a commercial medium // Journ. Acoust. Soc. Am. – 1997. – Vol. 102. – №5. – Pt. 2. – 1997. – P. 3131.

Стаття надійшла до редакції 10.04.01.

УДК 514.75

М.Ф. Гребенюк

КРИВІ, ЩО НАЛЕЖАТЬ ТРИСКЛАДОВОМУ РОЗПОДІЛУ АФІННОГО ПРОСТОРУ

Розглянуто диференціальну геометрію афінного простору і трискладові розподіли багатовимірною афінного простору.

Під час розгляду рівнянь кривих, що можуть описувати центр трискладового розподілу, використовували результати, отримані в роботі [1]. З усієї сукупності рівнянь кривих, що описують центр трискладового розподілу $H(M(\Lambda))$, виділяються підкласи кривих, які належать базисному Λ -розподілу, що оснащує M -розподіл, полю площин Π_{n-m} і полю площин Π_{m-r} .

Завдання $H(M(\Lambda))$ розподілу багатовимірною афінного простору A_{n+1} віднесемо до рухливого репера $R = \{M, \bar{e}_i\}$, де

$$dM = \omega^1 \bar{e}_1;$$

$$d\bar{e}_1 = \omega_1^k \bar{e}_k;$$

$$d\omega^1 = \omega^k \wedge \omega_k^1;$$

$$d\omega_1^k = \omega_1^j \wedge \omega_j^k.$$

Умова $\omega^1 = 0$ веде до нерухомості точки M .