

УДК539.3:620.179.17

ОЦІНКА МОДУЛЯ ВЕКТОРА ПЕРЕМІЩЕНЬ ЗА ОДНОЧАСНОГО УТВОРЕННЯ ТРІЩИН У КОМПОЗИТІ

З. Т. НАЗАРЧУК¹, В. Р. СКАЛЬСЬКИЙ¹, О. М. СЕРГІЄНКО¹,
Ю. Я. МАТВІЙВ², Л. І. ГРЕЧИХІН³, Е. Д. ПОДЛОЗНИЙ⁴

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

² Луцький національний технічний університет;

³ Мінський державний вищий авіаційний коледж, Республіка Білорусь;

⁴ Білоруський державний університет інформатики і радіоелектроніки, Мінськ

Запропоновано розрахункову модель випромінювання сигналів акустичної емісії, що супроводжує руйнування у композитному матеріалі через утворення кількох тріщин як одиничних актів виникнення макротріщини. Виконано числові розрахунки компонент вектора переміщень за деяких типових варіантів взаємного розташування двох одночасно утворених дископодібних тріщин. Аналіз значень модуля вектора переміщень свідчить про прямо пропорційну залежність між його максимальними значеннями та сумарною площею дефектів, що виникли, і обернену пропорційну між цими ж величинами та часом релаксації напружень на їх берегах.

Ключові слова: акустична емісія, композитний матеріал, тріщина, вектор переміщень, релаксація напружень.

Для дослідження руйнування у композитному матеріалі (КМ) внаслідок утворення кількох тріщин, як одиничних актів зародження макротріщини, важливо розрахувати модуль вектора переміщень. При цьому потрібно знати, за яких умов їх взаємного розташування, розмірів та орієнтації такі акти первинні перетворювачі акустичної емісії (АЕ) сприйматимуть як окремі події [1, 2]. Нижче змодельовано і розраховано деякі варіанти взаємного розташування двох одночасно утворених дископодібних тріщин.

Стан проблеми. Щоб знайти динамічне поле переміщень, яке генерується за утворення тріщини у зоні інтенсивних деформацій, сформульовано [3] відповідну математичну модель. Оскільки мікротріщина (м/т) виникає у малому локальному об'ємі, то для пружних хвиль це середовище вважатимемо ізотропним, а його пружні модулі задамо як усереднені за відомими співвідношеннями [4]. Отже, розглянемо безмежне однорідне та ізотропне пружне тіло, що розтягується на нескінченності рівномірно розподіленими зусиллями інтенсивності σ . У деякий момент часу, що приймаємо за початковий, у тілі в області дислокаційних скупчень достатньо високої концентрації через локальну втрату міцності за характерний час $\tau_r \sim r_0/c_1$ утворюється дископодібна м/т радіуса r_0 .

Динамічне поле переміщень у пружному тілі визначаємо із розв'язку рівняння руху в переміщеннях:

$$(\lambda + \mu)\text{graddiv}\vec{u} + \mu\Delta\vec{u} - \rho\partial^2\vec{u}/\partial t^2 = 0, \quad (1)$$

де \vec{u} – вектор переміщень; λ і μ – сталі Ляме; ρ – густина матеріалу; Δ – оператор Лапласа. У циліндричній системі координат $O r\varphi z$, центр якої O збігається із цент-

ром дископодібної тріщини, а вісь Oz перпендикулярна до площини її розташування, задача є симетрична відносно кута φ . Крайові умови, які відповідають зародженню дископодібної тріщини у цій системі координат, запишемо так [5]:

$$\sigma_{zz}(r, 0, t) = -\sigma_0 f(t), \quad r < r_0; \quad u_z(r, 0, t) = 0, \quad r \geq r_0; \quad \tau_{rz}(r, 0, t) = 0, \quad 0 < r < \infty. \quad (2)$$

Тут σ_{zz} і τ_{rz} – компоненти тензора напружень, а функція $f(t)$ описує їх релаксацію на берегах новоутвореного дефекту, пов'язану із лавиноподібним злиттям дислокацій, які спричиняють зародження цієї м/т за характерний час τ_r . Початкові умови вважаємо нульовими:

$$\vec{u}(r, z, 0) = \dot{\vec{u}}(r, z, 0) = 0. \quad (3)$$

Сформульовану динамічну задачу (1)–(3) розв'язуємо так. Спочатку розглянемо допоміжну задачу, в якій $f(t) \equiv H(t)$ (миттєве утворення дископодібної тріщини). Її розв'язок у переміщеннях отримали раніше [5]. Його асимптоти у сферичній системі координат $OR\theta\varphi$ за умови $R \rightarrow \infty$ мають такий вигляд:

$$u_i(\bar{R}, \theta, T) = AB_i(\theta)(1/\bar{R}) \left\{ \int_0^1 2qb(q)m(q)J_0(m\tau_i)M_i(k)dq \right\} H(\tau_i^{(\min)}) + O(R^{-2}), \quad (4)$$

де $A = \sigma_0 r_0^2 / T_r \rho c_1^2$; $T = c_1 t / r_0$; $i = R, \theta$; $\tau_i = T - e_i \bar{R}$; $\tau_i^{(\min)} = T - e_i \bar{R}^{(\min)}$; $\bar{R} = R / r_0$; $\bar{R}^{(\min)}$ – найменша віддаль від області розташування тріщини до точки спостереження; $H(t)$ – функція Гевісайда; $e = c_2 / c_1$; c_1 і c_2 – швидкості поздовжніх і поперечних хвиль; $M_1(k) = K(k)$; $M_2(k) = 2E(k) - K(k)$; $k = q/2R\cos\theta$; $b(q)$ і $m(q)$ – апроксимаційні функції [5]; $K(k)$ і $E(k)$ – повні еліптичні інтеграли, відповідно, першого і другого родів; $J_0(z)$ – функція Бесселя першого роду нульового порядку; функції $B_1(\theta) = e/\pi(1 - 2e^2 \cos^2 \theta)$ і $B_2(\theta) = 1/\pi \sin 2\theta$ визначають кутову залежність випромінювання за моделювання тріщини системою трьох взаємно перпендикулярних диполів [6].

Щоб знайти розв'язок динамічної задачі (1)–(3), виконали перетворення Лапласа за часом t у рівнянні руху в переміщеннях (1) та крайових умовах (2). Отримали:

$$[(\lambda + \mu)\text{grad}_{\vec{x}} \text{div}_{\vec{x}} + \mu\Delta] \vec{u}^*(\vec{x}, s) - \rho s^2 \vec{u}^*(\vec{x}, s) = 0, \quad (5)$$

$$\sigma_{zz}^*(r, 0, s) = -\sigma_0 f(s), \quad r < r_0; \quad u_z^*(r, 0, s) = 0, \quad r \geq r_0; \quad \tau_{rz}^*(r, 0, s) = 0, \quad 0 < r < \infty. \quad (6)$$

Тут зірочка означає трансформанту Лапласа; s – параметр перетворення Лапласа; індекс \vec{x} в операторах grad і div вказує, що вони діють на просторові (а не на часові) змінні.

Розв'язок $\vec{u}(\vec{x}, s)$ динамічної задачі (5), (6) знайдемо у вигляді

$$\vec{u}^*(\vec{x}, s) = sf(s)\vec{u}^{*(0)}(\vec{x}, s), \quad (7)$$

де $\vec{u}^{(0)}(\vec{x}, s)$ – розв'язок допоміжної задачі про миттєве утворення ($f(t) \equiv H(t)$) дископодібної тріщини [5]. Розв'язок $\vec{u}^*(\vec{x}, s)$ задовольняє рівняння руху (5) та крайові умови (6) [2]. Таким чином, подання (7) у просторі зображень Лапласа є розв'язком динамічної задачі (5), (6). Щоб перейти від зображень за Лапласом вектора переміщень $\vec{u}(\vec{x}, s)$ до часової області, вираз (7) подали так:

$$\vec{u}^*(\vec{x}, s) = [sf(s) - f(0)]\vec{u}^{*(0)}(\vec{x}, s) + f(0)\vec{u}^{*(0)}(\vec{x}, s). \quad (8)$$

Оригінал інтегрального перетворення Лапласа для співвідношення (8) має вигляд [7]

$$\bar{u}_k(\bar{x}, t) = \left\{ \int_0^t f'(t - \tau) u_k^{(0)}(\bar{x}, \tau) d\tau + f(0) u_k^{(0)}(\bar{x}, \tau) \right\} H(t - e_i R^{(\min)}), \quad k = 1, 2, \quad (9)$$

де індекси 1 і 2 відповідають компонентам поздовжньої та поперечної хвиль.

Компоненти вектора переміщень у сферичній системі координат розраховували, покладаючи $c_2/c_1 = 0,535$, $\nu = 0,28$ (ν – коефіцієнт Пуассона). Функцію релаксації напружень на берегах новоутвореної дископодібної тріщини вибирали у вигляді [8]

$$f(t) = [1 - \exp(-t / \tau_r)] H(t), \quad (10)$$

де характерний час релаксації $\tau_r \geq r_0 / c_1$. Якщо функція $f(t)$ має вигляд (10), то $f(0) = 0$ і залежність (9) на основі співвідношення (4) буде

$$u_i(\bar{R}, \theta, T) = AB_i(\theta) (1 / \bar{R} T_r) \int_{\tau_i^{(\min)}}^T \exp\left(-\frac{T - \tau_i}{T_r}\right) \times \\ \times \left\{ \int_0^1 2qb(q)m(q)J_0(m\tau_i)M_i(k)dq \right\} d\tau H(\tau_i^{(\min)}) + O(R^{-2}). \quad (11)$$

За співвідношенням (11) розраховано (рис. 1) безрозмірну компоненту $u_R(R, \theta, T)/A$ вектора переміщень залежно від безрозмірного часу T для безрозмірної віддалі між центром тріщини і точкою спостереження. Криві 1 відповідають миттєвому утворенню дископодібної тріщини, а криві 2 побудовано для часу релаксації $T_r = 1$.

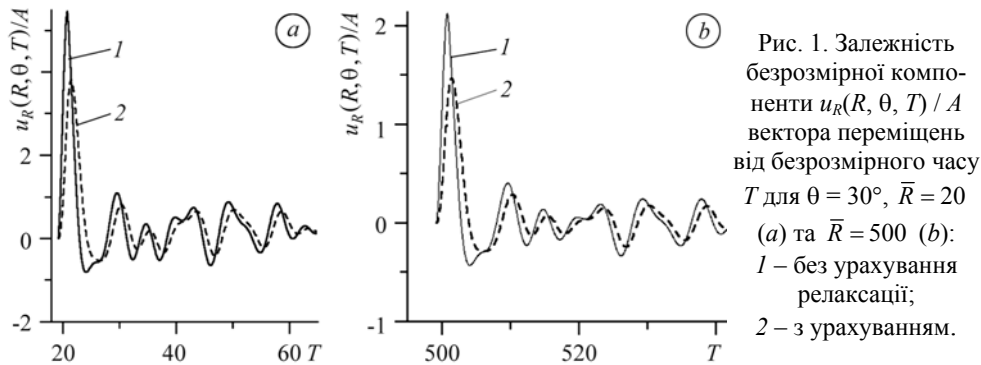


Fig. 1. Dependence of dimensionless component $u_R(R, \theta, T) / A$ of the displacement vector on the dimensionless time, T , for $\theta = 30^\circ$ $\bar{R} = 20$ (a) and $\bar{R} = 500$ (b): 1 – without stress relaxation; 2 – with stress relaxation.

Як бачимо, за урахування релаксації напружень на берегах новоутвореної тріщини максимальні значення компонент вектора переміщень у дальній зоні зменшуються, а ширина першого максимуму збільшується. Виходячи з аналізу компонент динамічного поля переміщень, розрахованих за співвідношенням (11), максимальні значення компонент $u_R(R, \theta, T)$ і $u_\theta(R, \theta, T)$ вектора переміщень оцінювали за такими апроксимаційними формулами:

$$u_{\max}|_{c_i} = \frac{\alpha_i \sigma_0 \Phi_i^{(\tau_r)}(\theta) r_0^2}{T_r \rho c_1^2 R}. \quad (12)$$

де α_i – числові множники пропорційності відповідно для поздовжньої ($i = 1$) та поперечної ($i = 2$) хвиль; значення $\alpha_1 = 0,37$, $\alpha_2 = 0,63$ отримані методом най-

менших квадратів; функції $\Phi_1^{(\tau_r)} = \frac{1 - 2e^2 \cos^2 \theta}{\sqrt{1 + \chi_1 \cos^2 \theta}}$ та $\Phi_2^{(\tau_r)} = \frac{|\sin 2\theta|}{\sqrt{1 + \chi_2 \cos^2 \theta}}$ задають

кутовий розподіл випромінювання; $\chi_1 = 0,21$ і $\chi_2 = 2,18$. Різним часам релаксації T_r відповідають різні значення параметрів апроксимації χ_1 і χ_2 , які у конкретному випадку можна встановити методом найменших квадратів, зіставляючи їх значення, розраховані за залежністю (11), із одержаними за наближеними формулами (12). У залежностях (12), на відміну від отриманих раніше [9] для миттєвого утворення дископодібної тріщини, у знаменнику є час релаксації T_r , інші значення величин α_i та функції $\Phi_i^{(\tau_r)}(\theta)$ залежать від параметра T_r . Спільним є множник r_0^2 , пропорційний до площі тріщини. Тому, як і раніше [9], можна вважати, що добуток $u_{\max}|_{c_r} R$ не залежить від відстані між точкою спостереження та тріщиною і пропорційний до площі S новоутвореного дефекту.

Модель утворення і взаємодії двох дископодібних тріщин. Розглянемо безмежне однорідне та ізотропне пружне тіло, що розтягується на нескінченності рівномірно розподіленими зусиллями інтенсивності σ . Нехай у деякий момент часу, що приймаємо за початковий, у ньому (внаслідок локальної втрати міцності) миттєво утворюються дві дископодібні тріщини з однаковими радіусами r_0 , які розташовані у паралельних площинах, перпендикулярних до напрямку прикладання зусиль. Нехай відстань d між їх центрами достатньо велика і така, що у статичному випадку можна знехтувати взаємовплив напружених станів, спричинених цими дефектами. Розглянемо ці тріщини як незалежні. Тоді пружне поле переміщень, що відповідає їх утворенню, отримаємо суперпозицією відповідних переміщень для ізольованої тріщини. Розв'язок задачі буде справедливий до моменту часу, поки випромінена однією з тріщин хвиля не досягне точки спостереження, відбившись від іншого дефекту.

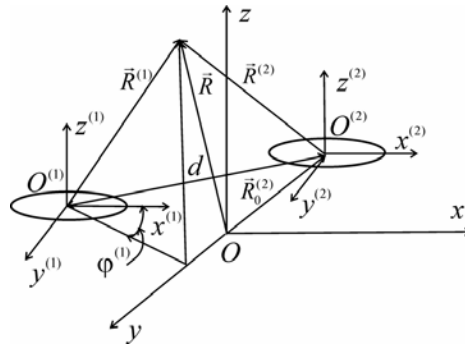


Рис. 2. Схема розташування двох дископодібних тріщин.

Fig. 2. Location of two penny-shaped cracks (schematically).

Виберемо систему декартових координат $Oxyz$, центр якої розміщений довільно, а площина xOy паралельна площинам розташування тріщин (рис. 2). З кожною із тріщин зіставимо локальну систему декартових координат $O^{(i)}x^{(i)}y^{(i)}z^{(i)}$ ($i = 1, 2$), де $i = 1$ відповідає лівій дископодібній тріщині, а $i = 2$ – правій. Осі $O^{(i)}z^{(i)}$ паралельні осі Oz . Нехай центри $O^{(i)}$ цих систем координат задають вектори $\vec{R}_0^{(i)}$, а положення точки спостереження – вектори $\vec{R}^{(i)}$. Тоді $\vec{R}^{(i)} = \vec{R} - \vec{R}_0^{(i)}$.

Компоненти вектора переміщень $u_x^{(i)}$ і $u_y^{(i)}$ у локальних декартових координатах тепер мають вигляд

$$u_x^{(i)} = u_r^{(i)} \cos \varphi_i, \quad u_y^{(i)} = u_r^{(i)} \sin \varphi_i, \quad (13)$$

де $\varphi_i = \arccos\left(\frac{x^{(i)}}{r^{(i)}}\right)$, $r^{(i)} = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}$, а $u_r^{(i)}$ і $u_z^{(i)}$ визначають за залежністю (11).

Вектор переміщень сумарного поля випромінювання

$$\vec{u} = \vec{u}^{(1)} + \vec{u}^{(2)}. \quad (14)$$

Переміщення розраховували для системи двох дископодібних тріщин, розташованих в одній площині, віддалі між їх центрами $2d = 10r_0$. Побудовано (рис. 3) залежності модуля вектора переміщень $U = (u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)^{1/2}$ від безрозмірного часу T .

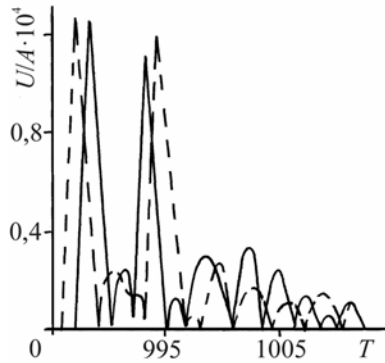


Рис. 3. Залежність нормованого модуля вектора переміщень U/A від безрозмірного часу T для $\bar{R} = 1000$, $T_r = 1$ та кутів $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ (суцільні криві) та $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ (штрихові).

Fig. 3. Dependence of the dimensionless module of the displacement vector U/A on the dimensionless time, T , for $\bar{R} = 1000$, $T_r = 1$, angles $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ (solid lines) and $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ (dotted lines).

На графіках для обох кутів спостереження, окрім $\varphi = \pi/2$, є два максимуми: перший відповідає приходу у точку спостереження поздовжньої хвилі від тріщини, що розташована ближче, а другий – від віддаленішого дефекту. Загалом максимумів буде стільки, скільки є дефектів. Хоча для дуже великих часів релаксації T_r можлива ситуація, коли ширина цих максимумів буде настільки велика, що вони перекриються. Однак за часів релаксації T_r від 1 до 4 цього не спостерігали.

Спектральні характеристики цих коливань, розраховані методом швидкого перетворення Фур'є [10], наведено на рис. 4 (криві 1 і 2). Вони більше, ніж за утворення однієї тріщини, осцилюють, що пов'язано з максимумами у залежностях на рис. 3.

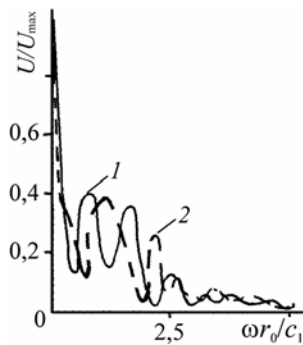


Рис. 4. Залежність нормованого значення модуля вектора переміщень U/U_{\max} від безрозмірної частоти $\omega r_0/c_1$ для $\bar{R} = 1000$, $T_r = 1$ та кутів $\theta = 45^\circ$: 1 – $\varphi = 0^\circ$; 2 – $\varphi = 90^\circ$.

Fig. 3. Dependence of the dimensionless module of the displacement vector U/U_{\max} on the dimensionless frequency $\omega r_0/c_1$ for $\bar{R} = 1000$, $T_r = 1$ and angles $\theta = 45^\circ$: 1 – $\varphi = 0^\circ$; 2 – $\varphi = 90^\circ$.

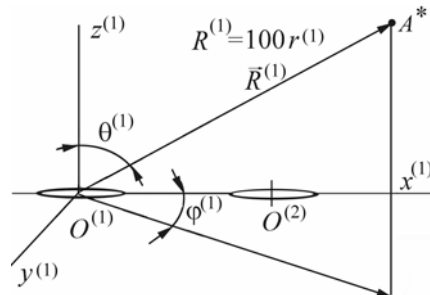
Напрявленість випромінювання для поздовжньої хвилі досліджували, розраховуючи максимум модуля вектора переміщень від кутів спостереження φ і θ для $R \gg d$. Встановлено, що кутовий розподіл випромінювання вже не осесиметричний, як під час утворення однієї дископодібної тріщини. Найбільше діаграма спотворена у площині, перпендикулярній до прямої, яка з'єднує центри дефектів, тобто для $\varphi = \pi/2$, а найменше – для $\varphi = 0^\circ$. Ця обставина суттєво ускладнює визначення просторової орієнтації й розмірів дефектів. Тут складно також встановити і їх місцезнаходження. Це зумовлено тим, що деякий первинний перетворювач АЕ (ПАЕ) під час локації може зафіксувати сигнал, що досяг його першим, від одного дефекту, а інший ПАЕ – від іншого дефекту. Уникнути цього можна, якщо часовий інтервал між максимумами (див. рис. 3) перевищуватиме різницю часів приходу сигналу від одного і того самого дефекту до різних ПАЕ. Не буде

також спотворена діаграма кутового розподілу випромінювання: вона розділиться на дві, кожна з яких відповідатиме утворенню однієї ізольованої дископодібної тріщини.

Розрахунок модуля вектора переміщень за одночасного утворення у КМ двох довільно орієнтованих тріщин. В основі розрахунків – схема взаємного розташування тріщин (див. рис. 2). Щодо напрямності до точки спостереження A^* , то покладали, що вектор $\vec{R}^{(1)}$ завжди знаходиться під кутом $\theta^{(1)} = 45^\circ$ до площини лівої (першої) тріщини, а його модуль $|\vec{R}^{(1)}| = 100r^{(1)}$. Тут $r^{(1)}$ – радіус лівої (першої) тріщини (рис. 5). Таку умову зберігатимемо у кожному варіанті розрахунків.

Рис. 5. Схема визначення напрямку першої тріщини та відстані до точки спостереження.

Fig. 5. The chart for determination of the first crack direction and a distance to the viewpoint.



Орієнтацію правої тріщини задаватимемо одиничним вектором – нормаллю \vec{n} , перпендикулярною до площини її розташування. У глобальній системі координат $Oxyz$ (див. рис. 2), яка збігається з локальною системою $O^{(1)}x^{(1)}y^{(1)}z^{(1)}$, цей вектор задаватимемо кутами $\varphi^{(n)}$ і $\theta^{(n)}$. Напрямок до точки спостереження для лівої тріщини – кутами $\varphi^{(1)}$ і $\theta^{(1)}$, для правої – кутами $\varphi^{(2)}$ і $\theta^{(2)}$, а напрям вектора $\vec{R}_0^{(2)}$ визначатимуть кути $\varphi^{(12)}$ і $\theta^{(12)}$. Як випливає з рис. 2, $\vec{R}^{(2)} = \vec{R}^{(1)} - \vec{R}_0^{(2)}$.

Косинус кута між векторами $\vec{R}^{(2)}$ і \vec{n} знайдемо за залежністю

$$\cos \theta^{(2)} = \frac{\vec{R}^{(2)} \vec{n}}{|\vec{R}^{(2)}|}, \quad (15)$$

яку запишемо через компоненти вектора $\vec{R}^{(2)}$.

$$\cos \theta^{(2)} = \frac{R_x^{(2)} \sin \theta^{(n)} \cos \varphi^{(n)} + R_y^{(2)} \sin \theta^{(n)} \sin \varphi^{(n)} + R_z^{(2)} \cos \theta^{(n)}}{|\vec{R}^{(2)}|}. \quad (16)$$

Компоненти вектора переміщень для кожної тріщини розраховували у локальних циліндричних системах координат, тобто знаходили $u_\rho^{(i)}$ та $u_z^{(i)}$. Щоб просумувати, запишемо їх у глобальній системі декартових координат. Тоді для лівої тріщини

$$U_x^{(1)} = u_\rho^{(1)} \cos \varphi^{(1)}, \quad U_y^{(1)} = u_\rho^{(1)} \sin \varphi^{(1)}, \quad U_z^{(1)} = u_z^{(1)}, \quad (17)$$

а для правої

$$U_x^{(2)} = \left(\frac{u_\rho^{(2)} \rho_x}{\rho} \right) + u_z^{(2)} \sin \theta^{(n)} \cos \varphi^{(n)}; \quad U_y^{(2)} = \left(\frac{u_\rho^{(2)} \rho_y}{\rho} \right) + u_z^{(2)} \sin \theta^{(n)} \sin \varphi^{(n)}; \\ U_z^{(2)} = \left(\frac{u_\rho^{(2)} \rho_z}{\rho} \right) + u_z^{(2)} \cos \theta^{(n)}. \quad (18)$$

Тут $\vec{\rho} = \frac{\vec{R}^{(2)}}{|\vec{R}^{(2)}|} - \vec{n}'$, а $\vec{n}' = \vec{n} \cos \theta^{(2)}$.

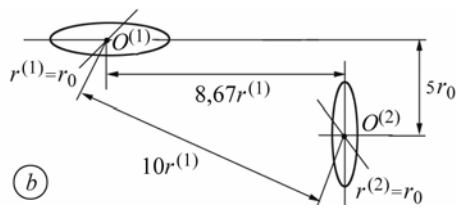
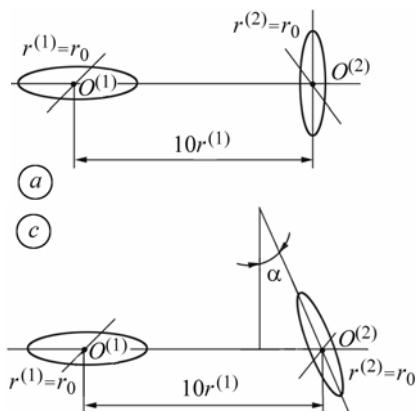


Рис. 6. Варіанти розташування одночасно утворених дископодібних тріщин.

Fig. 6. The variants of location of simultaneously formed penny-shaped cracks considered in the calculation.

За варіантами взаємної орієнтації тріщин (рис. 6, $A = \sigma_0 r^{(1)2} / T_r \rho c_1^2$) побудовано (рис. 7) залежності нормованого модуля вектора переміщень як функції безрозмірного часу $T = c_1 t / r^{(1)}$. Отже, виходячи з результатів досліджень, отриманих числовим методом за спеціально розробленою програмою (середовище програмування Fortran), можна стверджувати таке. В усіх варіантах у точці спостереження домінує поперечна хвиля (якщо $\alpha \neq 90^\circ$), яка надходить з деяким запізненням порівняно з поздовжньою. Це зумовлює вибір ПАЕ з відповідною поляризацією чутливого п'єзоелемента. Лише у деяких варіантах (рис. 7c, e, та h) ці хвилі майже сумірні, а інколи (рис. 7d) поперечна коротша, ніж поздовжня. Окрім того, простежується залежність амплітуд переміщень від площ новоутворених дефектів (рис. 7c та h; f та g), а також від взаємного їх віддалення (рис. 7g, h). Але в усіх випадках за заданих умов розрахунку дві тріщини фіксуватимуться як дві події АЕ.

Утворення декількох тріщин. Загалом під час утворення у КМ (не обов'язково одночасно) системи L тріщин компоненти вектора переміщень можна записати так:

$$u_i(R, \theta, T) = \sum_{l=1}^L u_i^l(R^{(l)}, \theta^{(l)}, T - T_0^{(l)}), \quad (19)$$

де $T_0^{(l)}$ – момент утворення l -ої тріщини; $R^{(l)}, \theta^{(l)}$ – компоненти локальної сферичної системи координат, центр якої збігається із центром l -ої тріщини.

Підставляючи у вираз (19) співвідношення (11) з урахуванням (12), отримали залежність між амплітудними значеннями сигналів АЕ, які вважаємо пропорційними до максимальних значень компонент вектора переміщень, і сумою площ новоутворених тріщин в області інтенсивних пластичних деформацій Λ :

$$\sum_i A_i R_i = \beta / T_r \sum_i S_i, \quad (20)$$

де R_i – віддалі між центрами новоутворених мікротріщин і точкою спостереження, а β – множник пропорційності, який знаходимо експериментально. Формулу (20) можна спростити, якщо вважати, що лінійні розміри Δ області Λ , в якій утворюються тріщини, є такі, що виконується умова $\Delta \ll R_i$. Тоді можна прийняти, що всі $R_i \approx R_s$ – віддалі від області Λ до точки спостереження. Тут залежність (20) набуде вигляду

$$\sum_i A_i = b / T_r \sum_i S_i, \quad (21)$$

де, як і у попередньому випадку, множник пропорційності b потрібно визначати експериментально.

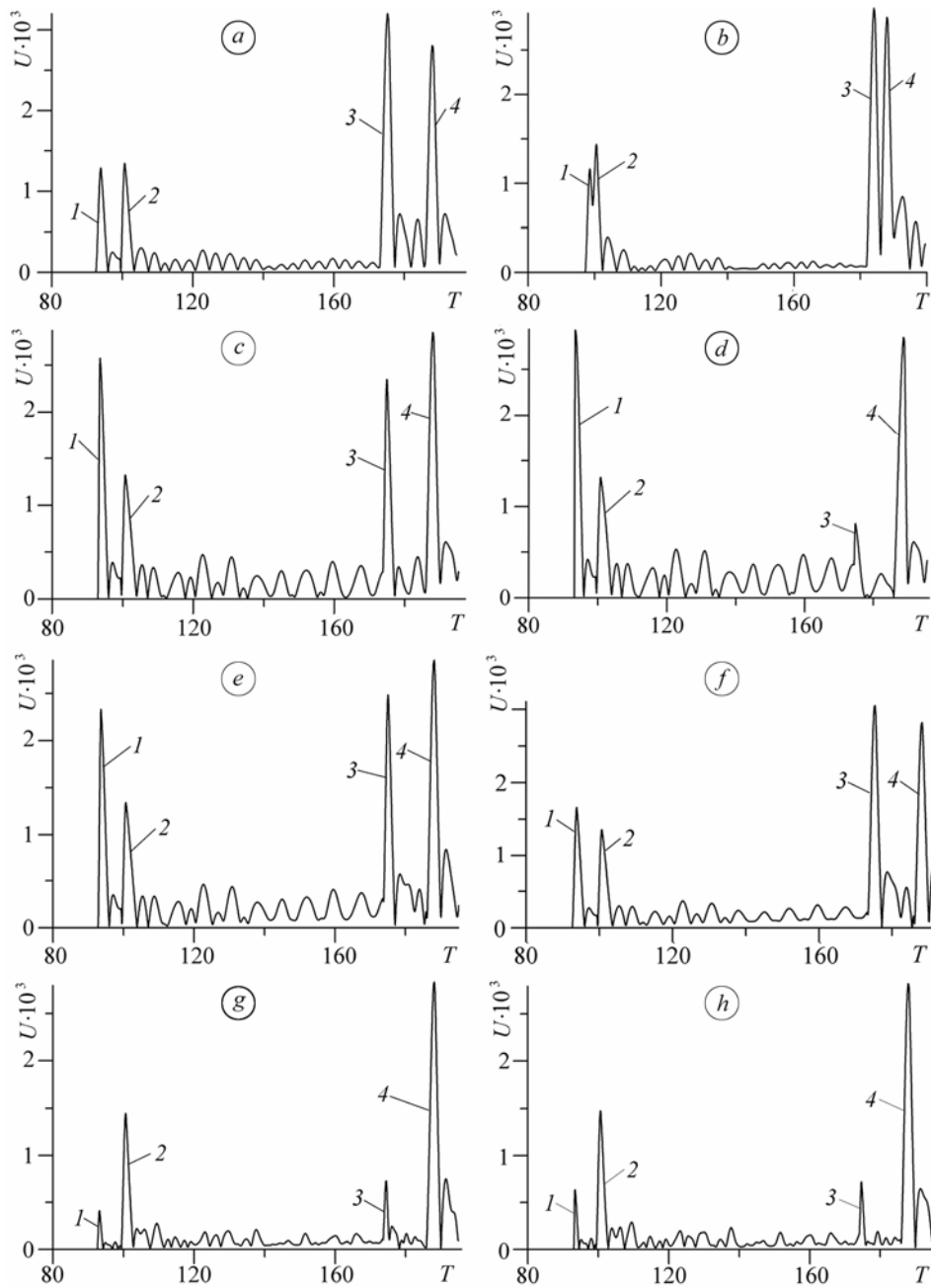


Рис. 7. Залежність модуля вектора переміщень U/A у точці спостереження від безрозмірного часу T : 1, 2 – поздовжні хвилі від правої та лівої тріщин, а 3, 4 – поперечні; а, b – розташування тріщин згідно з рис. 6а, b; c–h – згідно з рис. 6с ($c - \alpha = 30^\circ$; d – 45° ; e – 75° ; f – 90° ; g – 90° , $r^{(1)} = 2r_0$ – радіус лівої тріщини, а правої – $r^{(2)} = r_0$; h – 30° , $r^{(1)} = 2r_0$; $r^{(2)} = r_0$).

Fig. 7. Dependence of the displacement vector module at a view point on the dimensionless time, T : 1, 2 are the longitudinal waves from the right and the left cracks, 3, 4 are the transversal waves; a, b is the crack location as in Fig. 6a, b; c–h – Fig. 6c ($c - \alpha = 30^\circ$; d – 45° ; e – 75° ; f – 90° ; g – 90° , $r^{(1)} = 2r_0$ is the radius of left crack and of the right – $r^{(2)} = r_0$; h – 30° , $r^{(1)} = 2r_0$; $r^{(2)} = r_0$).

ВИСНОВКИ

Як впливає із виразів (12), (20) та (21), що враховують релаксацію напружень на берегах дефекту, існує прямо пропорційна залежність між максимальними значеннями компонент вектора переміщень та сумарною площею утворених дефектів, і обернено пропорційна між цими величинами і часом релаксації T_r . Кутівий розподіл випромінювання під час зародження декількох тріщин неосесиметричний на відміну від утворення однієї дископодібної тріщини. Діаграма випромінювання тут найбільше спотворені у площині, перпендикулярній до прямої, яка з'єднує центри дефектів, що суттєво ускладнює визначення просторової орієнтації і розмірів дефектів.

РЕЗЮМЕ. Предложена расчетная модель излучения сигналов акустической эмиссии, сопровождающей разрушение в композиционном материале вследствие образования нескольких трещин как единичных актов образования макротрещины. Выполнены числовые расчеты компонент вектора перемещений для некоторых типичных вариантов взаимного расположения двух одновременно образованных дискообразных трещин. Анализ рассчитанных значений модуля вектора перемещений свидетельствует о прямо пропорциональной зависимости между его максимальными значениями и суммарной площадью образовавшихся дефектов и обратно пропорциональной между этими величинами и временем релаксации напряжений на их берегах.

SUMMARY. A calculation model of acoustic emission that accompanies fracture in composite material, is proposed. Fracture process occurs by cracks nucleation as the separate acts of macrocrack formation. Numerical results of displacement vector components calculation for some typical variants of mutual location of two simultaneously formed penny-shaped cracks are presented. The analysis of the calculated values of the displacement vector module shows that there is a direct proportionality between its maximum values and total area of the formed defects, and inverse proportion between these values and stress relaxation time at the cracks faces.

1. Скальський В. Р., Коваль П. М. Акустична емісія під час руйнування матеріалів, виробів і конструкцій. Методологічні аспекти відбору та обробки інформації. – Львів: Сполом, 2005. – 396 с.
2. Назарчук З. Т., Скальський В. Р. Акустико-емісійне діагностування елементів конструкцій // Наук.-техн. пос. у 3-х т. Т.1: Теоретичні основи методу акустичної емісії. – К: Наук. думка, 2009. – 287 с.
3. Андрейків О. Є., Скальський В. Р., Сулим Г. Т. Теоретичні основи методу акустичної емісії в механіці руйнування. – Львів: Сполом, 2007. – 480 с.
4. Руцицький Я. Я., Цурнал С. І. Хвилі в матеріалах з мікроструктурою. – К.: Ін-т механіки ім. С. П. Тимошенка НАН України, 1998. – 377 с.
5. Analysis of acoustic emission caused by internal crack / O. Ye. Andreykiv, M. V. Lysak, O. M. Serhienko, and V. R. Skalsky // Eng. Fract. Mech. – 2001. – 68, № 7. – P. 1317–1333.
6. Wadley H. N. G. and Scruby C. B. Elastic wave radiation from cleavage crack extension // Int. J. Fract. – 1983. – № 23. – P. 111–128.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1970. – 720 с.
8. Каплицкий М. А., Паринов И. А., Рожков Е. В. Асимптотика точного решения задачи о трещине нормального отрыва и определение ее длины по сигналам акустической эмиссии // Тез. докл. 1 Всесоюз. конф. “Акустическая эмиссия материалов и конструкций”. – Ростов н/Д: Рост. гос. ун-т, 1984. – Ч. 1. – С. 7–8.
9. Сергієнко О. М. Моделювання утворення та поширення тріщин у тривимірних деформованих тілах з використанням методу акустичної емісії: Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук. – Львів, 1996. – 18 с.
10. Ахмед Н., Рао К. Р. Ортогональные преобразования при обработке цифровых сигналов. – М.: Связь, 1980. – 248 с.

Одержано 27.11.2010