

РОЗСІЯННЯ SH-ХВИЛЬ ПРУЖНИМ ВОЛОКНОМ ЗА НАЯВНОСТІ ТОНКОГО П'ЄЗОЕЛЕКТРИЧНОГО МІЖФАЗНОГО ВКЛЮЧЕННЯ

Запропоновано аналітично-числовий метод дослідження усталених хвильових полів, розсіяних у необмеженому пружному середовищі пружним волокном з перерізом неканонічної форми за наявності тонкого міжфазного п'єзоелектричного включення малої жорсткості в умовах поздовжнього зсуву. Алгоритм дослідження ґрунтується на використанні методу нульового поля. Проаналізовано вплив механічних та геометричних параметрів компонента на амплітудно-частотні характеристики SH-хвиль, розсіяних волокном у дальню зону.

Ключові слова: пружне волокно неканонічного поперечного перерізу, п'єзоелектричне тонкостінне міжфазне включення, ефективні умови контакту, SH-хвиля, метод нульового поля.

Вступ. П'єзоелектричні тонкостінні елементи широко використовують для моніторингу стану конструкцій, перетворення енергії, контролю вібрації, демпфування тощо. Поряд із традиційними поверхневими (накладними) п'єзоелементами, зокрема у волокнистих композитах, застосовують вбудовані (внутрішні) [10] п'єзоелементи. Для ефективного контролю пружного стану композита доцільно розташовувати їх на поверхні волокон. Реакція такого трифазного тіла на зовнішнє збурення залежить від умов контакту його складових.

Огляди досліджень впливу тонких п'єзоелектричних прошарків на фізико-механічні поля у середовищах наведено у [2, 4, 5, 9]. У переважній більшості праць взаємодію тіл через тонкий прошарок моделювали ефективними умовами контакту. Загальний тип таких умов, для яких характерними є стрибки переміщень та напружень, отримав Бенвеністе [3]. Застосування асимптотичних методів та врахування параметрів, що характеризують контрастність пружних, п'єзоелектричних та електричних властивостей прошарку, дали змогу отримати умови пружинного та мембранного типу [8].

При вивченні впливу міжфазних недосконалостей на хвильові явища здебільшого вважають, що волокно повністю оточене тонким п'єзоелектричним прошарком постійної товщини [9, 12]. Вплив часткового відшарування волокна від матриці на спектральні характеристики розсіяних SH-хвиль досліджено в [6]. При цьому розглянуто розсіювачі канонічної форми. Вплив міжфазної тріщини на формування полів SH-хвиль у пружному середовищі з локальним пружним розсіювачем неканонічної форми вивчали за допомогою методу нульового поля (методу Т-матриць) [7]. Тут цю методику поширено на випадок задачі про поздовжній зсув, коли на частині поверхні контакту волокна неканонічної форми та матриці є тонка пружна п'єзоелектрична неоднорідність змінної товщини і малої жорсткості.

1. Формулювання задачі розсіяння. Нехай у необмеженій ізотропній пружній матриці W_1 із модулем зсуву μ_1 та густиною ρ_1 міститься пружне циліндричне волокно неканонічного поперечного перерізу $W_2 = R^2 \setminus W_1$ з відповідними параметрами μ_2 та ρ_2 . На волокно набігає гармонічна SH-хвиля $u^{\text{in}}(\mathbf{x})$. За поздовжнього зсуву та усталених коливань переміщення в композиті задовольняють рівняння Гельмгольца:

$$(\Delta + k_j^2)u_j(\mathbf{x}) = 0, \quad \mathbf{x} \in W_j, \quad j = 1, 2. \quad (1)$$

[✉] matus@iapmm.lviv.ua

Тут $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ – декартові координати в області W_2 ; $u_j(\mathbf{x})$ та k_j , $j = 1, 2$, – переміщення та хвильові числа у матриці і волокні відповідно, $u_1(\mathbf{x}) = u^{\text{sc}}(\mathbf{x}) + u^{\text{in}}(\mathbf{x})$. Розсіяна хвиля $u^{\text{sc}}(\mathbf{x})$ задовольняє умову випромінювання на безмежності

$$u^{\text{sc}}(\mathbf{x}) = \frac{e^{i(k_1 r + \pi/4)}}{\sqrt{8\pi k_1 r}} f(\theta) + O\left(\frac{1}{r}\right), \quad r \rightarrow \infty, \quad (2)$$

$$x_1 = r \cos \theta, \quad x_2 = r \sin \theta, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi,$$

де $f(\theta)$ – комплексна амплітуда розсіяння SH-хвилі, (r, θ) – полярні координати.

На частині S_1 міжфазної поверхні ∂W_2 волокно ідеально контактує з матрицею:

$$u_1(\mathbf{x}) = u_2(\mathbf{x}), \quad \mu_1 \frac{\partial u_1(\mathbf{x})}{\partial n} = \mu_2 \frac{\partial u_2(\mathbf{x})}{\partial n}, \quad \mathbf{x} \in S_1. \quad (3)$$

На решті міжфазної межі $S_0 = \partial W_2 \setminus S_1$ наявне тонке п'єзоелектричне включення, модуль зсуву c_{44} якого є набагато меншим, ніж у матриці та волокні, тобто $c_{44} / \mu_j \ll 1$, $j = 1, 2$. Товщину $h(\mathbf{x})$ міжфазної неоднорідності характеризує малий безрозмірний параметр

$$\varepsilon = \frac{1}{\ell} \max_{\mathbf{x} \in S_0} h(\mathbf{x}) \ll 1.$$

де ℓ – довжина включення.

Динамічну рівновагу електрично ізольованого тонкого п'єзоелектричного включення низької жорсткості з оточуючим ізотропним середовищем можна описати в асимптотичному наближенні крайовими умовами, заданими на лінії волокна [1]:

$$\gamma_1(u_1(\mathbf{x}) - u_2(\mathbf{x})) = h(\mathbf{x}) \frac{\partial u_1(\mathbf{x})}{\partial n}, \quad \gamma \frac{\partial u_1(\mathbf{x})}{\partial n} = \frac{\partial u_2(\mathbf{x})}{\partial n}, \quad \mathbf{x} \in S_0,$$

$$\gamma_1 = \frac{c_{44}}{\mu_1} (1 + \eta^2), \quad \gamma = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \quad \eta = \frac{e_{15}}{\sqrt{c_{44} \varepsilon_{11}}}, \quad (4)$$

де e_{15} , ε_{11} – п'єзоелектрична стала і діелектрична проникність п'єзоелектричного елемента.

Надалі розглядатимемо включення, для яких асимптотика функції $h(\mathbf{x})$ в околі їхніх країв \mathbf{x}_{\pm} має вигляд

$$h(\mathbf{x}) \sim \frac{h_0}{a^{\delta}} |\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\pm}|^{\delta}, \quad \mathbf{x} \in S_0, \quad \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x}_{\pm},$$

$$h_0 = \text{const} \neq 0, \quad \delta \geq 0, \quad \mathbf{x}_{\pm} = (r_*(\theta_{\pm}), \theta_{\pm}), \quad (5)$$

де функція $r_*(\theta)$ описує контур волокна в полярній системі координат, a – характерний розмір його поперечного перерізу.

2. Метод розв'язування задачі. Вважаємо, що на волокно набігає плоска гармонічна хвиля зсуву горизонтальної поляризації (SH-хвиля):

$$u^{\text{in}}(\mathbf{x}) = u_0 \exp(-ik_1(x_1 \cos \theta_{\text{in}} + x_2 \sin \theta_{\text{in}}))$$

$$= u_0 \sum_{\sigma=1}^2 \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m b_{\sigma m}^{\text{in}} \text{Re} \Psi_{1\sigma m}(\mathbf{x}),$$

$$\psi_{j\sigma m}(\mathbf{x}) = H_m^{(1)}(k_j r) C_{\sigma m}(\theta), \quad \operatorname{Re} \psi_{j\sigma m}(\mathbf{x}) = J_m(k_j r) C_{\sigma m}(\theta), \quad j = 1, 2,$$

$$C_{1m}(\theta) = \cos m\theta, \quad C_{2m}(\theta) = \sin m\theta, \quad b_{\sigma m}^{\text{in}} = (-i)^m C_{\sigma m}(\theta_{\text{in}}). \quad (6)$$

Тут $J_m(x)$ та $H_m^{(1)}(x)$ – функції Бесселя та Ганкеля першого роду порядку m , u_0 та θ_{in} – амплітуда та кут падіння хвилі, $\varepsilon_m = 2 - \delta_{m0}$, δ_{m0} – символ Кронекера.

Розв'язок задачі (1)–(6) шукаємо за допомогою методу нульового поля (методу Т-матриць). З використанням інтегральних подань переміщень в областях W_1 та W_2 отримуємо рівняння нульового поля [1, 7]:

$$\int_{\partial W_2} \left(u_1 \frac{\partial \psi_{1\sigma m}}{\partial n} - \psi_{1\sigma m} \frac{\partial u_1}{\partial n} \right) dS = 4iu_0 b_{\sigma m}^{\text{in}},$$

$$\int_{\partial W_2} \left(u_2 \frac{\partial \operatorname{Re} \psi_{2\sigma m}}{\partial n} - \operatorname{Re} \psi_{2\sigma m} \frac{\partial u_2}{\partial n} \right) dS = 0, \quad m = 0, 1, \dots, \quad \sigma = 1, 2. \quad (7)$$

Розсіяне поле подамо у вигляді:

$$u^{\text{sc}}(\mathbf{x}) = \sum_{\sigma=1}^2 \sum_{m=0}^{\infty} f_{\sigma m} \psi_{1\sigma m}(\mathbf{x}), \quad |\mathbf{x}| > r_1,$$

$$f_{\sigma m} = \frac{i}{4} \int_{\partial W_2} \left(u_1 \frac{\partial \operatorname{Re} \psi_{1\sigma m}}{\partial n} - \operatorname{Re} \psi_{1\sigma m} \frac{\partial u_1}{\partial n} \right) dS, \quad (8)$$

де r_1 – радіус кола, описаного навколо розсіювача.

Невідомі переміщення та напруження на контурі волокна шукаємо у вигляді рядів за системою тригонометричних функцій з ваговими множниками, що відображають характер поведінки шуканих функцій в околі країв міжфазного включення \mathbf{x}_{\pm} , які є точками зміни крайових умов. Для визначення структури розв'язків задачі (1), (3)–(5) поблизу країв неоднорідності застосуємо підхід, запропонований в [11]. У результаті отримуємо асимптотичні розвинення (a_{\pm} , b_{\pm} – коефіцієнти розкладів):

$$u_1(\mathbf{x}) - u_2(\mathbf{x}) \approx \begin{cases} \sqrt{\rho_{\pm}} a_{\pm} (1 + \gamma), & 0 \leq \delta < 1, \\ \frac{h_0}{\gamma_1} \left(\frac{\rho_{\pm}}{a} \right)^{\delta} b_{\pm}, & \delta > 1, \end{cases}$$

$$\mathbf{x} \in S_0, \quad \rho_{\pm} = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\pm}| \rightarrow 0,$$

$$\frac{\partial u_1(\mathbf{x})}{\partial n} \approx \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\rho_{\pm}}} \frac{a_{\pm}}{2}, & 0 \leq \delta < 1, \\ b_{\pm}, & \delta > 1, \end{cases} \quad \mathbf{x} \in S_1, \quad \rho_{\pm} = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_{\pm}| \rightarrow 0. \quad (9)$$

Враховуючи (9), невідомі функції u_j та $\partial u_j / \partial n$, $j = 1, 2$, на ∂W_2 подамо у вигляді:

$$\frac{\partial u_1(\mathbf{x})}{\partial n} = \frac{Z_1(\theta)}{a} \sum_{\sigma, m} x_{1\sigma m} C_{\sigma m}(\theta), \quad \mathbf{x} \in S_1,$$

$$u_1(\mathbf{x}) - u_2(\mathbf{x}) = Z_0(\theta) \sum_{\sigma, m} x_{1\sigma m} C_{\sigma m}(\theta), \quad \mathbf{x} \in S_0,$$

$$u_2(\mathbf{x}) = \sum_{\sigma, m} x_{2\sigma m} C_{\sigma m}(\theta), \quad \mathbf{x} \in \partial W_2,$$

$$Z_0(\theta) = \begin{cases} (1 + \gamma) \sqrt{\tau(\theta) \frac{(\theta - \theta_-)(\theta_+ - \theta)}{\theta_+ - \theta_-}}, & 0 \leq \delta < 1, \\ \frac{h_0}{\gamma_1 a} \left(\frac{\tau(\theta)}{\theta_+ - \theta_-} \right)^\delta, & \delta > 1, \end{cases}$$

$$Z_1(\theta) = \begin{cases} \frac{1}{2 \sqrt{\tau(\theta) \frac{(2\pi + \theta_- - \theta)(\theta - \theta_+)}{2\pi + \theta_- - \theta_+}}}, & 0 \leq \delta < 1, \\ 1, & \delta > 1, \end{cases}$$

$$\tau(\theta) = \frac{1}{a} \sqrt{(r'_*(\theta))^2 + r_*^2(\theta)}. \quad (10)$$

Підставивши (10) у рівняння нульового поля (7) з урахуванням умов (3), (4), отримуємо систему лінійних алгебричних рівнянь безмежного порядку для визначення невідомих коефіцієнтів $x_{1\sigma m}$, $x_{2\sigma m}$:

$$\sum_{\sigma', m'} \left(a_{1\sigma m, 1\sigma' m'} x_{1\sigma' m'} + a_{1\sigma m, 2\sigma' m'} x_{2\sigma' m'} \right) = 4iu_0 b_{\sigma m}^{\text{in}},$$

$$\sum_{\sigma', m'} \left(a_{2\sigma m, 1\sigma' m'} x_{1\sigma' m'} + a_{2\sigma m, 2\sigma' m'} x_{2\sigma' m'} \right) = 0,$$

$$m, m' = 0, 1, 2, \dots, \quad \sigma, \sigma' = 1, 2,$$

$$a_{1\sigma m, 1\sigma' m'} = \int_{S_0} \left(\frac{\partial \Psi_{1\sigma m}}{\partial n} - \frac{\gamma_1}{h(\theta)} \Psi_{1\sigma m} \right) Z_0(\theta) C_{\sigma' m'}(\theta) dS -$$

$$- \frac{1}{a} \int_{S_1} \Psi_{1\sigma m} Z_1(\theta) C_{\sigma' m'}(\theta) dS,$$

$$a_{1\sigma m, 2\sigma' m'} = \int_{\partial W_2} \frac{\partial \Psi_{1\sigma m}}{\partial n} C_{\sigma' m'}(\theta) dS,$$

$$a_{2\sigma m, 2\sigma' m'} = \int_{\partial W_2} \frac{\partial \text{Re} \Psi_{2\sigma m}}{\partial n} C_{\sigma' m'}(\theta) dS,$$

$$a_{2\sigma m, 1\sigma' m'} = -\gamma \gamma_1 \int_{S_0} \frac{1}{h(s)} \text{Re} \Psi_{2\sigma m} Z_0(\theta) C_{\sigma' m'}(\theta) dS -$$

$$- \frac{\gamma}{a} \int_{S_1} \text{Re} \Psi_{2\sigma m} Z_1(\theta) C_{\sigma' m'}(\theta) dS. \quad (11)$$

Систему рівнянь (11) розв'язано з використанням методу простої редукції. Комплексну амплітуду розсіяння SH-хвиль, з урахуванням (2), (8), (10), подано у вигляді

$$f(\theta_{\text{sc}}) = \sum_{\sigma, m} \varepsilon_m i^{-m} A_{\sigma m} C_{\sigma m}(\theta_{\text{sc}}),$$

$$A_{\sigma m} = \sum_{\sigma', m'} \left(x_{1\sigma' m'} \text{Re}(a_{1\sigma m, 1\sigma' m'}) + x_{2\sigma' m'} \text{Re}(a_{1\sigma m, 2\sigma' m'}) \right),$$

де θ_{sc} – кут спостереження хвиль у дальній зоні.

3. Числовий аналіз амплітуд розсіяння. Нехай в епоксидній матриці ($\mu_1 = 1.28$ ГПа, $\rho_1 = 1250$ кг/м³) міститься скляне волокно ($\mu_2 = 29.9$ ГПа, $\rho_2 = 2550$ кг/м³), контур поперечного перерізу якого задає параметричне рівняння [7]

$$r(\alpha) = a \sqrt{\frac{1 + \beta^2 - 2\beta \cos((N+1)\alpha)}{1 - \beta^2 N}},$$

$$\theta(\alpha) = \arctg \frac{\sin \alpha + \beta \sin(N\alpha)}{\cos \alpha - \beta \cos(N\alpha)}, \quad 0 \leq \alpha \leq 2\pi. \quad (12)$$

Товщину включення вважаємо такою:

$$h(\mathbf{x}) = \varepsilon a \left(\frac{4(\theta - \theta_-)(\theta_+ - \theta)}{(\theta_+ - \theta_-)^2} \right)^\delta, \quad \theta_- \leq \theta \leq \theta_+, \quad \mathbf{x} \in S_0. \quad (13)$$

На рис. 1 зображено спектральні залежності нормованих амплітуд розсіяння $f_0 = u_0^{-1} |f(\theta_{sc})|$ за моностатичного зондування розсіювача: $\theta_{sc} = \theta_{in} = 0^\circ$ (рис. 1а) та $\theta_{sc} = \theta_{in} = 90^\circ$ (рис. 1б) для різних форм включення, що задаються значенням δ , та різних параметрів контрастності включення $\gamma_2 = \mu_0 / \varepsilon \mu_1$. Коефіцієнт електромеханічного зв'язку взято $\eta = 0.5$.

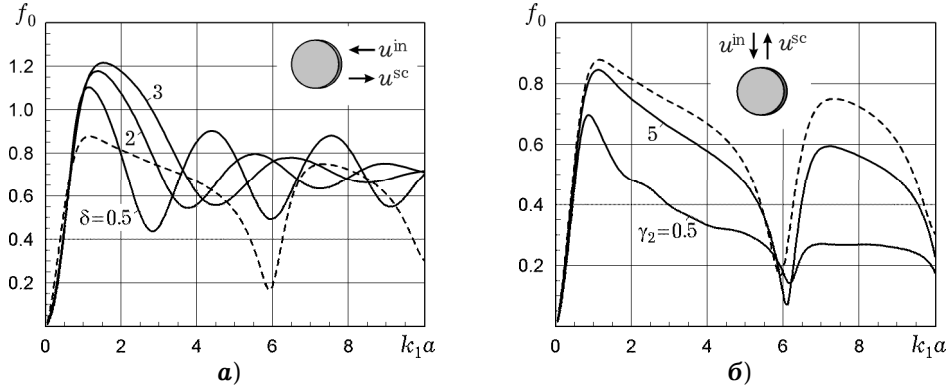


Рис. 1. Залежність спектра нормованих амплітуд розсіяння при моностатичному зондуванні кругового волокна з міжфазним п'єзоелектричним включенням від форми включення (а) та його жорсткості при $\delta = 0.5$ (б). Штрихові лінії відповідають випадку ідеального контакту між волокном і матрицею.

Рис. 1а ілюструє розсіяння плоскої хвилі ($\theta_{in} = 0^\circ$) круговим волокном за різних параметрів δ загострення країв міжфазного п'єзоелектричного елемента. Параметр контрастності взято $\gamma_2 = 0.5$. У співвідношеннях (12), (13) враховано $\beta = 0$, $\theta_+ = -\theta_- = 90^\circ$. В області низьких частот ($k_1 a < 1$) нормована амплітуда розсіяння практично не залежить від форми міжфазної неоднорідності і зростає зі збільшенням параметра δ в області резонансних частот $1 < k_1 a < 3$. У діапазоні високих частот $k_1 a > 3$ спектральні залежності f_0 мають періодично розташовані максимуми та мінімуми. Вони спричинені інтерференцією відбитої хвилі, сформованої в околі центральної точки міжфазної неоднорідності $\theta = 0^\circ$, і хвилями, дифрагованими на її краях. При цьому зі збільшенням параметра δ максимум амплітуди дифрагованих хвиль зменшується. За падіння хвилі на край включення $\theta = \theta_+$ (рис. 1б) зворотно розсіяна хвиля формується, в основному, в околі цього краю. Подібний механізм формування дифрагованих хвиль спостері-

гаємо у випадку міжфазної тріщини [7]. При збільшенні контрастності міжфазного включення це приводить до зменшення рівня f_0 у випадку $\theta_{in} = 0^\circ$, та його зростання при $\theta_{in} = 90^\circ$. Така поведінка спектральних залежностей характерна для всього наведеного діапазону частот за винятком області низьких частот та околу $k_1 a \approx 6$ резонансного збудження волокна за умов його ідеального контакту із матрицею. При зростанні жорсткості міжфазної неоднорідності нормовані амплітуди розсіяння прямують до рівня f_0 у випадку ідеального контакту матриці та волокна.

Висновки. Метод нульового поля застосовано до задач розсіяння SH-хвиль пружним волокном неканонічної форми за наявності тонкого міжфазного п'єзоелектричного включення малої жорсткості. За допомогою такого підходу встановлено, що вплив форми міжфазної неоднорідності на амплітуди розсіяних хвиль є суттєвим в області резонансних і високих частот. Амплітуди хвиль, розсіяних волокнами у зворотному напрямку, мають складну хвильову картину внаслідок інтерференції відбитих і дифрагованих хвиль, яка обумовлена наявністю міжфазного включення. Природу дифрагованих хвиль можна дослідити за допомогою аналізу періодів максимумів або мінімумів інтерференційної картини амплітуди розсіяння.

Запропоновану методику дослідження хвильових явищ у пружному середовищі, що містить пружне волокно неканонічної форми із тонким міжфазним п'єзоелектричним включенням змінної товщини та малої жорсткості, можна поширити на аналіз хвильових властивостей матричних волокнистих композитів із випадково розташованими волокнами.

1. *Кунець Я. І., Матус В. В.* Асимптотичний підхід у динамічних задачах теорії пружності для тіл з тонкими пружними включеннями // *Мат. методи та фіз.-мех. поля.* – 2020. – **63**, № 1. – С. 75–93.
– <https://doi.org/10.15407/mmpmf2020.63.1.75-93>.
Te same: *Kunets Ya. I., Matus V. V.* Asymptotic approach in the dynamic problems of the theory of elasticity for bodies with thin elastic inclusions // *J. Math. Sci.* – 2023. – **270**, No. 1. – P. 87–106.
– <https://doi.org/10.1007/s10958-023-06334-z>.
2. *Пастернак Я. М., Сулим Г. Т., Ільчук Н. І.* Взаємодії фізико-механічних полів у тілах із тонкими структурними неоднорідностями: огляд // *Мат. методи та фіз.-мех. поля.* – 2018. – **61**, № 2. – С. 57–79.
Te same: *Pasternak Ia. M., Sulym H. T., Ilchuk N. I.* Interaction of physico-mechanical fields in bodies with thin structural inhomogeneities: a survey // *J. Math. Sci.* – 2021. – **253**, No. 1. – P. 63–83.
– <https://doi.org/10.1007/s10958-021-05213-9>.
3. *Benveniste Y.* An interface model for a three-dimensional curved thin piezoelectric interphase between two piezoelectric media // *Math. Mech. Solids.* – 2009. – **14**, No. 1-2. – P. 102–122. – <https://doi.org/10.1177/1081286508092605>.
4. *Gu S.-T., Liu J.-T., He Q.-C.* Piezoelectric composites: Imperfect interface models, weak formulations and benchmark problems // *Comp. Mater. Sci.* – 2014. – **94**. – P. 182–190. – <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2014.03.052>.
5. *Guo X., Wei P., Li Li, Tang Q.* Influences of mechanically and dielectrically imperfect interfaces on the reflection and transmission waves between two piezoelectric half spaces // *Int. J. Solids Struct.* – 2015. – **63**. – P. 184–205.
– <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2015.02.050>.
6. *Kim J.-Y.* Attenuation and speed of antiplane shear wave in fiber-reinforced composites with random interfacial cracks // *Int. J. Solids Struct.* – 2001. – **38**, No. 40–41. – P. 7121–7137. – [https://doi.org/10.1016/S0020-7683\(00\)00424-8](https://doi.org/10.1016/S0020-7683(00)00424-8).
7. *Kunets Ya. I., Matus V. V., Mykhas'kiv V. V., Boström A., Zhang Ch.* Scattering of a SH-wave by an elastic fiber of nonclassical cross section with an interface crack // *Mech. Compos. Mater.* – 2008. – **44**, No. 2. – P. 165–172.
– <https://doi.org/10.1007/s11029-008-9002-4>.
8. *Serpilli M.* Asymptotic curved interface models in piezoelectric composites // *Comptes Rendus. Mécanique.* – 2016. – **344**, No. 10. – P. 744–749.
– <https://doi.org/10.1016/j.crme.2016.08.001>.

8. *Serpilli M., Rizzoni R., Rodriguez-Ramos R., Lebon F., Dumont S.* A novel form of imperfect contact laws in flexoelectricity // *Compos. Struct.* – 2022. – **300**. – Art. 116059. – <https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2022.116059>.
9. *Shi Y., Wan Y., Zhong Z.* Dynamic effective property of fibrous piezoelectric composites with spring- or membrane-type imperfect interfaces // *Mech. Res. Commun.* – 2017. – **84**. – P. 116–124. – <https://doi.org/10.1016/j.mechrescom.2017.06.007>.
10. *Tuloup C., Harizi W., Aboura Z., Meyer Y.* Integration of piezoelectric transducers (PZT and PVDF) within polymer-matrix composites for structural health monitoring applications: new success and challenges // *Int. J. Smart Nano Mater.* – 2020. – **11**, No. 4. – P. 343–369. – <https://doi.org/10.1080/19475411.2020.1830196>.
11. *Ueda S., Biwa S., Watanabe K., Heuer R., Pecorari C.* On the stiffness of spring model for closed crack // *Int. J. Eng. Sci.* – 2006. – **44**, No. 13-14. – P. 874–888. – <https://doi.org/10.1016/j.ijengsci.2006.06.002>.
12. *Wang X., Pan E., Roy A. K.* Scattering of antiplane shear wave by a piezoelectric circular cylinder with an imperfect interface // *Acta Mech.* – 2007. – **193**. – P. 177–195. – <https://doi.org/10.1007/s00707-007-0465-5>.

SCATTERING OF SH-WAVE BY AN ELASTIC FIBER WITH THIN PIEZOELECTRIC INTERPHASE INCLUSION

An analytical-numerical method for studying stationary wave fields scattered in an unbounded elastic medium by an elastic fiber with a cross-section of non-canonical shape in the presence of a thin interphase piezoelectric inclusion of low stiffness is proposed under the longitudinal shear. The research algorithm is based on the null-field method. The influence of the mechanical and geometric parameters of the composite on the amplitude-frequency characteristics of SH waves scattered by the fiber into the far zone is analysed.

Key words: *elastic fiber with a cross-section of non-canonical shape, piezoelectric thin interphase inclusion, effective contact conditions, SH-wave, null-field method.*

Ін-т прикл. проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

Одержано
27.05.23