

УДК 534.22

ПРО ПОШИРЕННЯ ПОЗДОВЖНИХ ТА ПОПЕРЕЧНИХ ХВИЛЬ З ПАРЕНХІМИ ЛЕГЕНЬ У ПОВЕРХНЕВІ ТКАНИНИ ГРУДНОЇ КЛІТКИ

В. Н. ОЛІЙНИК

*Інститут гідромеханіки НАН України, Київ**Одержано 05.08.2010*

Розглянуто особливості поширення хвиль різних типів через межу розподілу двох пружних півпросторів, які моделюють паренхіму легень і м'які поверхневі тканини грудної клітки. При цьому вважалось, що хвиля падає з паренхіми. Показано, що параметри проходження хвиль суттєво залежать від співвідношення швидкостей поперечних хвиль в обох середовищах і типу граничних умов. Втім, незважаючи на досить складний характер перерозподілу акустичної енергії, який спостерігається при цьому, для більшості практичних ситуацій залишаються вірними результати, одержані за елементарною моделлю при нехтуванні поперечними складовими напружень.

Рассмотрены особенности распространения волн разных типов через границу раздела двух упругих полупространств, моделирующих паренхиму легких и поверхностные мягкие ткани грудной клетки. Показано, что параметры прохождения волн существенно зависят от соотношения скоростей поперечных волн в обеих средах и типа граничных условий. Тем не менее, несмотря на довольно сложный характер перераспределения акустической энергии, наблюдаемый при этом, для большинства практических ситуаций остаются верными результаты, полученные по элементарной модели в пренебрежении поперечными составляющими напряжений.

The paper deals with considering of features of different types of waves propagating through the interface of two halfspaces modeling the lung parenchyma and surface soft tissues of the thorax. The parameters of wave transmission has been shown to be essentially dependent from the ratio of transversal velocities for both media and type of the boundary conditions. Nevertheless, in spite of rather complex character of the observed acoustic energy interchange, the results obtained on the base of elementary theory with neglecting of transversal stress components remain valid for the most of practical situations.

ВСТУП

Відомо, що при вислуховуванні звуків дихання чи роботи серця діагност розв'язує своєрідну обернену задачу, відновлюючи за прийнятим з поверхні тіла пацієнта сигналом параметри його джерела й каналу проходження у взаємозв'язку з поточним станом відповідних органів. При цьому якісна інтерпретація інформаційно значущих рис (аускультативних ознак) сигналу здійснюється за допомогою мозкового апарату лікаря на основі особливостей його слуху, фахового досвіду тощо [1]. З розвитком новітніх систем комп'ютерної фоноспірографії [2–5], які працюють з об'єктивними акустичними параметрами респіраторних і кардіологічних звуків, особливої ваги набуває кількісне фізичне моделювання передаточної функції грудної клітки людини як каналу поширення хвиль.

Вирішальну роль у формуванні згаданої характеристики відіграє шарувата анатомічна структура перерізу грудної клітки [6] з чітким розмежуванням тканин з суттєво різними фізичними властивостями. Насамперед це стосується контактів паренхіма легень – поверхневі м'які тканини й реберний каркас – поверхневі м'які тканини (до останніх відносять, наприклад, грудні м'язи, епітелій, підшкірний жир). Саме при проходжен-

ні меж розподілу різних біологічних тканин відбувається найбільш істотна трансформація звуків дихання або серця. Виходячи з цього, у статті [7] було зроблено спробу кількісно оцінити частку енергії поздовжньої хвилі, яка проходить межу контакту паренхіми й поверхневих біотканин через відношення акустичних імпедансів двох середовищ (розглядався випадок нормального падіння). Для різних ступенів заповнення паренхіми повітрям були отримані величини ослаблення звуку на (16...19) Дб. У статті [8] проведено також моделювання проходження звуку через м'язово-реберний каркас грудної клітки, але одержані тут значення відповідного його ослаблення виявились сильно завищеними. Більш адекватні оцінки цієї величини містяться у працях [9, 10].

Слід зазначити, що усі перераховані дослідження базувались на уявленні про біологічні тканини як про акустичні середовища, в яких можливе поширення тільки поздовжніх хвиль. Насправді ж і паренхіма, і м'які тканини мають значно більш складні властивості, тому, в них можуть поширюватись хвилі різних типів. Так, у легенях на частотах до 100 Гц, окрім поздовжніх [7, 12], зафіксовані поперечні хвилі [11]. Зауважимо, що на частотах, характерних для респіраторних і серцевих звуків, легенева паренхіма в першому набли-

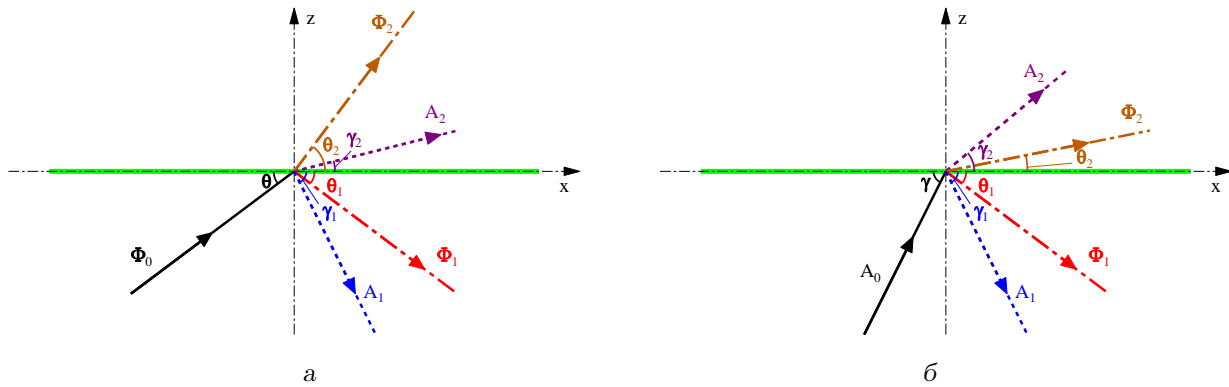


Рис. 1. Схема заломлення й відбиття хвиль на межі контакту двох пружних півпросторів:
 а – для поздовжньої падаючої хвилі; б – для поперечної падаючої хвилі

женні можна представити як ізотропне в'язкопружне середовище [13]. М'які тканини також допускають подібне представлення, причому, на відміну від поздовжніх, поперечні хвилі у них мають фазові швидкості, близькі до відповідних величин у легенях [14, 15]. Використання більш складних моделей призводить до ширшого вибору можливих граничних умов на межі контакту (найпростіші випадки – повне зчеплення і гладкий контакт). Окрім того, не розглянутими залишаються особливості похилого падіння хвиль для двох згаданих середовищ.

Виходячи з цього, метою даної статті був розгляд канонічної задачі про похиле падіння хвиль різних типів на межу розподілу паренхіми й поверхневих м'яких тканин, які моделюються ізотропними пружними півпросторами з відповідними густинами і фазовими швидкостями поздовжніх та поперечних хвиль. Зрозуміло, що застосування такої моделі має сенс насамперед для низьких частот (нижче 100 Гц), для яких в обох середовищах існують обидві хвилі, а дисипативні ефекти ще досить незначні, щоб можна було знехтувати ними [15, 16]

1. МАТЕМАТИЧНЕ ФОРМУЛЮВАННЯ ЗАДАЧІ

Аналіз характеристик заломлення й відбиття падаючої гармонічної хвилі на плоскій межі контакту двох пружних півпросторів належить до найвідоміших задач динаміки деформівного твердого тіла. Повну математичну постановку й детальний розгляд відповідних результатів для різних комбінацій властивостей середовищ можна знайти у монографії [17]. Саме на ній базується подальший виклад матеріалу в цьому розділі.

При математичному формулюванні задачі при-

пишемо номер $n=1$ пружному середовищу, з глибини якого приходить на межу розподілу хвиля. Відповідно, середовище, яке займає інший півпростір, одержить номер $n=2$. Позначимо густини середовищ через ρ_n , а фазові швидкості поздовжніх та поперечних хвиль – через c_{pn} і c_{sn} відповідно. Ми розглядатимемо гармонічний за часом процес з круговою частотою ω . Тоді вектори зміщень у середовищах $\mathbf{u}^{(n)}$ можна описати рівнянням Ламе:

$$c_{pn}^2 \text{grad div } \mathbf{u}^{(n)} - c_{sn}^2 \text{rot rot } \mathbf{u}^{(n)} = \omega^2 \mathbf{u}^{(n)}. \quad (1)$$

Для опису падіння плоскої хвилі на плоску межу достатньо обмежитися двовимірною постановкою задачі. Для цього зорієнтуємо декартову систему координат так, щоб вісь Ox лежала у площині межі контакту, а вісь Oz була перпендикулярна до неї (рис. 1). Тоді третя вісь Oy буде направлена перпендикулярно рисунку, а вектор зміщень міститиме лише дві компоненти – $u_x^{(n)}$ і $u_z^{(n)}$. Зі співвідношень Коші виразимо відповідні нормальні й дотичні напруження у середовищах:

$$\sigma_z^{(n)} = \rho_n c_{pn}^2 \frac{\partial u_z^{(n)}}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\tau_{zx}^{(n)} = \rho_n c_{sn}^2 \left(\frac{\partial u_x^{(n)}}{\partial z} + \frac{\partial u_z^{(n)}}{\partial x} \right).$$

Тепер можна сформулювати граничні умови на межі розподілу середовищ $z=0$ для випадків гладкого контакту:

$$\begin{aligned} u_z^{(1)} &= u_z^{(2)}, & \sigma_z^{(1)} &= \sigma_z^{(2)}, \\ \tau_{zx}^{(1)} &= 0, & \tau_{zx}^{(2)} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

й повного зчеплення:

$$\begin{aligned} u_z^{(1)} &= u_z^{(2)}, & u_r^{(1)} &= u_r^{(2)}, \\ \sigma_z^{(1)} &= \sigma_z^{(2)}, & \tau_{zx}^{(1)} &= \tau_{zx}^{(2)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Відомо, що пружні зміщення $\mathbf{u}^{(n)}$ в анізотропному середовищі можна розписати у вигляді комбінації похідних від скалярного ($\phi^{(n)}$) й векторного ($\mathbf{a}^{(n)}$) хвильових потенціалів, які відповідають за поширення поздовжніх і поперечних хвиль:

$$\mathbf{u}^{(n)} = \text{grad } \phi^{(n)} + \text{rot } \mathbf{a}^{(n)}.$$

При цьому для двовимірного випадку векторний потенціал матиме лише одну ненульову складову, направлену вздовж осі Oy : $\mathbf{a}^{(n)} = \mathbf{e}_y a_y$.

Нехай на межу під певним кутом падає плоска гармонічна хвиля: поздовжня з потенціалом (див. рис. 1, а – кут падіння θ)

$$\phi^{(0)} = \Phi_0 \exp[ik_{p1}(x \cos \theta + z \sin \theta)] \quad (5)$$

або поперечна з потенціалом (див. рис. 1, б – кут падіння γ)

$$a_y^{(0)} = A_0 \exp[ik_{s1}(x \cos \gamma + z \sin \gamma)]. \quad (6)$$

Тут і далі експоненційний часовий множник $\exp^{-i\omega t}$, присутній у всіх залежностях для фізичних полів, опускаємо.

Взагалі кажучи, взаємодія падаючої хвилі з межею розподілу середовищ породжує у кожному з них дві хвилі – поздовжню й поперечну (відбите поле у середовищі 1 й прохідне у середовищі 2), які виражаються через відповідні потенціали:

$$\begin{aligned} \phi^{(1)} &= \Phi_1 \exp[ik_{p1}(x \cos \theta_1 + z \sin \theta_1)], \\ a_y^{(1)} &= A_1 \exp[ik_{s1}(x \cos \gamma_1 + z \sin \gamma_1)], \\ \phi^{(2)} &= \Phi_0 \exp[ik_{p1}(x \cos \theta_2 + z \sin \theta_2)], \\ a_y^{(2)} &= A_2 \exp[ik_{s1}(x \cos \gamma_2 + z \sin \gamma_2)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Тут, як і у виразах (5), (6), $k_{pn} = \omega/c_{pn}$, $k_{sn} = \omega/c_{sn}$; θ_1 , γ_1 – кути відбиття поздовжньої й поперечної хвилі; θ_2 , γ_2 – відповідні кути заломлення.

Для знаходження невідомих амплітуд Φ_n , A_n скористаємось законом Снелліуса:

$$\begin{aligned} k_{p1} \cos \theta &= k_{p1} \cos \theta_1 = k_{p2} \cos \theta_2 = \\ &= k_{s1} \cos \gamma_1 = k_{s2} \cos \gamma_2. \end{aligned} \quad (8)$$

Якщо падає не поздовжня, а поперечна хвиля, то вираз $k_{p1} \cos \theta$ у лівій частині слід замінити на

$k_{s1} \cos \gamma$. Звідси очевидно, що при падінні поздовжньої хвилі буде

$$\theta_1 = \theta, \quad \cos \theta_2 = \frac{c_{p2}}{c_{p1}} \cos \theta,$$

$$\cos \gamma_1 = \frac{c_{s1}}{c_{p1}} \cos \theta, \quad \cos \gamma_2 = \frac{c_{s2}}{c_{p1}} \cos \theta,$$

а поперечної –

$$\gamma = \gamma, \quad \cos \theta_1 = \frac{c_{p1}}{c_{s1}} \cos \gamma,$$

$$\cos \theta_2 = \frac{c_{p2}}{c_{s1}} \cos \gamma, \quad \cos \gamma_2 = \frac{c_{s2}}{c_{s1}} \cos \gamma.$$

Безпосередньо з цих рівностей випливає, що при певних відношеннях фазових швидкостей можуть виникнути ситуації, коли $\cos \theta_2 > 1$ або $\cos \gamma_2 > 1$. Формально це відповідає уявним значенням кутів θ_2 чи γ_2 , а з фізичної точки зору означає, що відповідна хвиля у другому середовищі стає неоднорідною й не переносить акустичної енергії (так зване повне внутрішнє відбиття). Значення кута падіння, при якому настає повне внутрішнє відбиття, називають критичним [17].

Використовуючи систему співвідношень (2) – (8) для конкретних граничних умов і типу падаючої хвилі, легко одержати алгебраїчну лінійну систему четвертого порядку відносно невідомих амплітуд прохідних та відбитих хвиль, що входять у вирази (7). Наприклад, для поздовжньої хвилі, яка падає на спільну межу півпросторів при повному зчепленні, маємо

$$-(\Phi_0 - \Phi_1) \text{tg } \theta_1 + A_1 = -\Phi_2 \text{tg } \theta_2 - A_2,$$

$$(\Phi_0 + \Phi_1) - A_1 \text{tg } \gamma_1 = \Phi_2 + A_2 \text{tg } \gamma_2,$$

$$\begin{aligned} \rho_1 c_{s1}^2 [(\Phi_0 + \Phi_1)(1 - \text{tg}^2 \gamma_1) - 2A_1 \text{tg } \gamma_1] = \\ = \rho_2 c_{s2}^2 [\Phi_2(1 - \text{tg}^2 \gamma_2) + 2A_2 \text{tg } \gamma_2], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \rho_1 c_{s1}^2 [-2(\Phi_0 - \Phi_1) \text{tg } \theta_1 + A_1(1 - \text{tg}^2 \gamma_1)] = \\ = -\rho_2 c_{s2}^2 [-2\Phi_2 \text{tg } \theta_2 + A_2(1 - \text{tg}^2 \gamma_2)]. \end{aligned}$$

При падінні поперечної хвилі у рівняннях системи (9) слід замінити $(\Phi_0 \pm \Phi_1)$ на $\pm \Phi_1$, а $\pm A_1$ на $(A_0 \pm A_1)$. Для випадку гладкого контакту з системи виключається друге рівняння, яке відповідає рівності дотичних зміщень, а замість останнього рівняння (рівність дотичних напружень) прирівнюються нулеві його ліва й права частини окремо.

Як показано у [17], для хвильових полів має виконуватись закон збереження енергії у вигляді рівності між собою середніх за період потоків потужності в напрямку z у обох півпросторах. Якщо

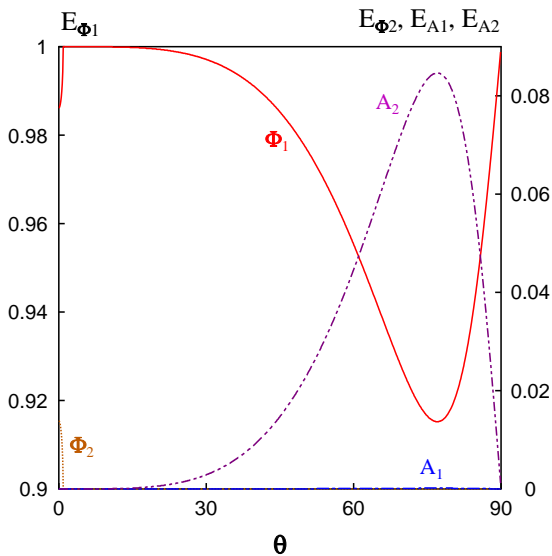


Рис. 2. Енергетичні складові прохідної й відбитого полів при падінні поздовжньої хвилі: гладкий контакт середовищ з $c_{s1}/c_{s2}=0.2$ ($c_{s1}=1$ м/с, $c_{s2}=5$ м/с)

на межу падає поздовжня хвиля, то це співвідношення можна виразити як

$$\begin{aligned} \Phi_0^2 &= |\Phi_1|^2 + \frac{\operatorname{tg} \gamma_1}{\operatorname{tg} \theta_1} |A_1|^2 + \\ &+ \frac{\rho_2 c_{s2}^2}{\rho_1 c_{s1}^2} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_2}{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_1} \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_1} \times \\ &\times (\operatorname{tg} \theta_2 |\Phi_2|^2 + \operatorname{tg} \gamma_2 |A_2|^2) \equiv \\ &\equiv \Phi_0^2 (E_{\Phi_1} + E_{A_1} + E_{\Phi_2} + E_{A_2}). \end{aligned} \quad (10)$$

Легко зрозуміти, що при $\Phi_0=1$ кожний з квадратичних доданків E_{*n} виражає відносну частку енергії первинного поля (падаючої хвилі), яка перейшла у прохідну або відбиту хвилю певного типу. У випадку повного внутрішнього відбиття одної з хвиль вона стає неоднорідною з нульовим середнім за період потоком потужності, а відповідний доданок зі співвідношення (10) зникає.

Аналогічно, при падінні поперечної хвилі маємо

$$\begin{aligned} A_0^2 &= \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{\operatorname{tg} \gamma_1} |\Phi_1|^2 + |A_1|^2 + \\ &+ \frac{\rho_2 c_{s2}^2}{\rho_1 c_{s1}^2} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_2}{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma_1} \frac{1}{\operatorname{tg} \gamma_1} \times \\ &\times (\operatorname{tg} \theta_2 |\Phi_2|^2 + \operatorname{tg} \gamma_2 |A_2|^2) \equiv \\ &\equiv A_0^2 (\bar{E}_{\Phi_1} + \bar{E}_{A_1} + \bar{E}_{\Phi_2} + \bar{E}_{A_2}). \end{aligned} \quad (11)$$

2. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ

Перейдемо до аналізу одержаних кількісних результатів. Нас буде цікавити оцінка енергетичної ефективності передачі поздовжніх та поперечних хвиль з паренхіми у поверхневі м'які тканини. Насамперед, слід визначитися зі значеннями густин середовищ і відповідних фазових швидкостей, закладених при розрахунках.

Для паренхіми (середовище 1) при наповненні легень до залишкової життєвої ємності можна покласти $\rho_1=250$ кг/м³ і $c_{p1}=23$ м/с [13]. Виходячи з того, що характерні швидкості хвилі зсуву для легень, зафіксовані експериментально, були порядку одиниць метрів за секунду [11], обчислення проводились при $c_{s1}=(1 \dots 2)$ м/с.

Для м'яких поверхневих тканин (середовище 2) були вибрані типові фізичні параметри: $\rho_2=1100$ кг/м³, $c_{p2}=1500$ м/с і $c_{s2}=(1 \dots 10)$ м/с. Строго кажучи, швидкості порядку 10 м/с спостерігаються лише для поперечних хвиль, які поширюються вздовж волокон грудних м'язів, які мають виражену анізотропію властивостей [18]. Для усіх інших випадків більш характерними слід вважати значення $c_{s2}=(1 \dots 2)$ м/с.

Як відомо, легені у грудній клітці ззовні оточені тонкою двошаровою плевральною оболонкою, між листками (шарами) якої у нормі знаходиться спеціальна рідина-змазка для усунення тертя при контакті з м'якими тканинами [19]. Тому для здорової людини цей контакт можна вважати гладким. Деякі респіраторні патології супроводжуються запаленням плеври. При цьому виникає тертя між паренхімою й оточуючими тканинами. Моделювання контакту з тертям – досить складна процедура, яка вимагає залучення додаткових (і неочевидних) гіпотез про характер співвідношення дотичних напружень на межі розподілу. Тому ми розглядатимемо лише два класичних типи граничних умов – повне (жорстке) зчеплення і гладкий контакт.

Оскільки гладкий контакт найбільше відповідає тій ситуації, коли людина здорова, почнемо свій розгляд саме з нього. Нехай на межу двох середовищ падає поздовжня хвиля (вважається, що здебільшого саме вона генерується при диханні). Оскільки при вибраних матеріальних параметрах $c_{p1}/c_{p2} \ll 1$, очевидно, що поширення поздовжньої хвилі у другому середовищі можливе лише у випадку практично нормального падіння ($\pm 0.88^\circ$). Частка звукової енергії, яка припадає на прохідну поздовжню хвилю при $\theta=0^\circ$, становить порядку 1.38 %. Це відповідає ослабленню сигналу на 18.6 дБ, що співпадає з оцінками [7].

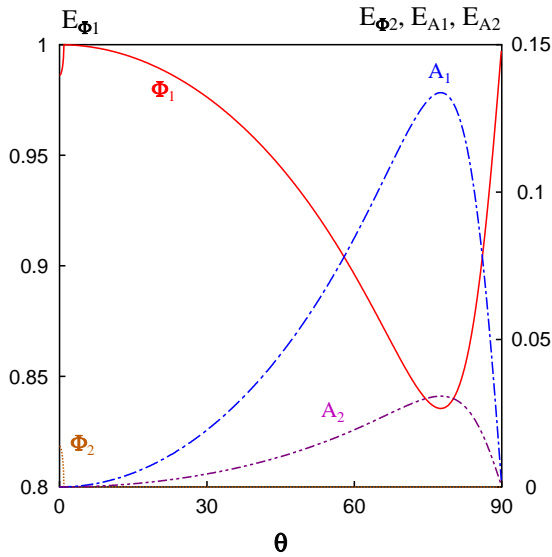


Рис. 3. Енергетичні складові прохідного й відбитого полів при падінні поздовжньої хвилі: повне зчеплення середовищ з $c_{s1}/c_{s2}=1$ ($c_{s1}=1$ м/с, $c_{s2}=1$ м/с)

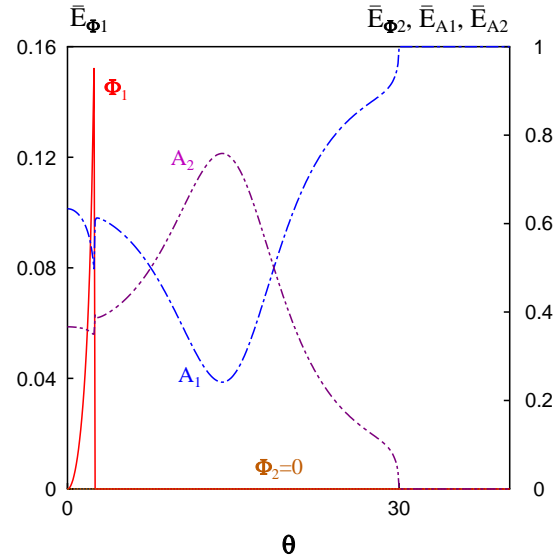


Рис. 4. Енергетичні складові прохідного й відбитого полів при падінні поперечної хвилі: повне зчеплення середовищ з $c_{s1}/c_{s2}=0.5$ ($c_{s1}=1$ м/с, $c_{s2}=2$ м/с)

При похилих кутах падіння спостерігається певне збудження поперечної хвилі у другому середовищі з максимумом в околі $\theta=(70\dots 80)^\circ$, проте для $c_{s1}/c_{s2}\geq 0.5$ його рівень залишається значно меншим, ніж для поздовжньої хвилі. При подальшому зростанні відношення поперечних швидкостей максимум прохідної поперечної хвилі зростає і вже для $c_{s1}/c_{s2}=0.25$ він практично наздоганяє рівень поздовжнього піку, а при $c_{s1}/c_{s2}=0.2$ і 0.1 – перевищує його приблизно у 6 (рис. 2) і 47 разів відповідно.

Утім, слід враховувати, що для переважної більшості м'яких тканин, які формують поверхневі шари, $c_{s2}\leq 2$ м/с. Тому можна з упевненістю стверджувати, що в розглянутому випадку для адекватного опису хвильових процесів цілком достатньо елементарного уявлення про обидва розглянуті середовища як про чисто акустичні. Більш того, оскільки при даному співвідношенні поздовжніх швидкостей діапазон критичних кутів падіння виявляється дуже вузьким, то є сенс обмежитись розглядом лише нормального падіння. До речі, це повністю узгоджується з практичними спостереженнями: при аускультатції легень у більшості випадків респіраторний сигнал добре чути лише безпосередньо навпроти його джерела. Виключення з цього правила становлять потужні сухі й вологі хрипи, які можуть також ефективно передаватись по великих і середніх бронхах.

При заміні умови контакту на повне зчеплен-

ня спостерігаються певні зміни загальної картини за рахунок більш інтенсивного збудження поперечних хвиль у випадках похилого падіння (рис. 3). При усіх розглянутих співвідношеннях c_{s1}/c_{s2} максимум прохідної поперечної хвилі на порядок перевищує аналогічну величину для прохідної поздовжньої хвилі. Тому можна очікувати, що при плевральних патологіях може відбуватись перерозподіл енергії прохідної хвилі на користь поперечної компоненти. Втім, реально у цих випадках у респіраторних сигналах домінують супутні шуми тертя плеври, які виникають саме на межі контакту середовищ [1, 19].

При падінні на межу гладкого контакту середовищ поперечної хвилі поздовжні хвилі не збуджуються. Прохідна поперечна хвиля ефективно збуджується для похилих кутів падіння з характерним максимумом. Зрозуміло, що їхній діапазон найширший при $c_{s1}/c_{s2}=1$. При зменшенні відношення $c_{s1}/c_{s2}<1$ спостерігається поява критичних кутів, а частка енергії прохідної хвилі швидко падає.

Якщо поперечна хвиля падає на межу за умов повного зчеплення, на певних кутах (кілька градусів від нормального падіння) у паренхімі виникає відбита поздовжня хвиля, яка переносить до 15% енергії (приклад див. на рис. 4). Втім, при розглянутих значеннях c_{s1} і c_{s2} основну роль відіграє прохідна поперечна хвиля (на максимумі – від 40 до 90% енергії падаючої хвилі). Тут також спосте-

рігаються критичні кути падіння, які обмежують зону збудження гармонічних прохідних хвиль.

ВИСНОВКИ

На базі класичної задачі про падіння хвиль на межу розподілу двох пружних середовищ досліджено особливості трансформації акустичних сигналів, що поширюються в напрямку поверхні грудної клітки, на межі розподілу легеневої паренхіми й м'яких поверхневих тканин. Досліджено випадки приходу поздовжньої й поперечної хвиль при різних умовах контакту. Показано, що, незважаючи на досить складний характер перерозподілу акустичної енергії між різними типами хвиль, який відбувається при цьому, для більшості практичних ситуацій у цілому залишаються вірним результати, одержані за елементарною моделлю при нехтуванні поперечними складовими напружень. Тим не менше, якщо у сигналі присутні поперечні хвилі, у діапазоні частот нижче 100 Гц може відбуватись їхнє ефективне проходження через межу контакту. На цей висновок слід звернути увагу при реєстрації кардіологічних і деяких респіраторних сигналів, які можуть генеруватись за рахунок перерозподілу напружень зсуву [20].

1. Вовк И. В., Гринченко В. Т., Дахнов С. Л., Крижановский В. В., Олійник В. Н. Шумы дыхания человека: объективизация аускультативных признаков // Акуст. вісн.– 1999.– 2, № 3.– С. 11–32.
2. Pasterkamp H., Kraman S. S., Wodicka G. R. Respiratory sounds. Advances beyond the stethoscope // J. Respir. Crit. Care Med.– 1997.– 156.– P. 974–987.
3. Гринченко В. Т., Глебова Л. П., Майданник В. Г., Макаренко А. П., Рудницький О. Г. Комп'ютерні методи обробки аускультативних даних // Педіатрія, акушерство та гінекологія.– 1998.– № 5.– С. 29–33.
4. Макаренко А. А. Исследование и объективизация дополнительных звуков дыхания у больных хронической обструктивной болезнью легких // Акуст. вісн.– 2010.– 13, № 3.– С. 31–41.
5. Емчинская Е. А., Косовец Л. И., Макаренко А. А. Объективизация дополнительных звуков дыхания у детей с бронхолегочными заболеваниями // Акуст. вісн.– 2010.– 13, № 4.– С. 23–33.
6. Свиридов О. И. Анатомія людини.– К.: Вища школа, 2001.– 399 с.
7. Rice D. A. Sound speed in pulmonary parenchyma // J. Appl. Physiol.– 1983.– 54, № 1.– P. 304–308.
8. Вовк И. В., Гринченко В. Т., Олійник В. Н. Проблемы моделирования акустических свойств грудной клетки и измерения шумов дыхания // Акуст. ж.– 1995.– 41, № 5.– С. 758–768.
9. Олійник В. Н. Особенности “тканевого” канала распространения звука в грудной клетке человека // Акуст. вісн.– 2000.– 3, № 4.– С. 54–63.
10. Олійник В. Н. Изменение передаточной функции “тканевого” канала распространения звука в грудной клетке человека в процессе дыхания // Динам. сист.– 2005.– 19.– С. 60–68.
11. Jahed M., Lai-Fook S. J., Bhagat P. K., Kraman S. S. Propagation of stress waves in inflated sheep lungs // J. Appl. Physiol.– 1989.– 66, № 6.– P. 2675–2680.
12. Paciej R., Vyshedskiy A., Shane J., Murphy R. Transpulmonary speed of sound input into the supraclavicular space // J. Appl. Physiol.– 2003.– 94, № 2.– P. 604–611.
13. Олійник В. Н. Особливості поширення хвиль у легеневої тканині // Акуст. вісн.– 2007.– 10, № 2.– P. 64–78.
14. Самойлов В. О., Понамаренко Г. Н., Енин Л. Д. Низкочастотная биоакустика.– С.-Пб.: Реверс, 1994.– 215 с.
15. Гринченко В. Т., Олійник В. Н. Динамічні властивості в'язко-пружного шару при гармонічному навантаженні круговим штампом // Акуст. вісн.– 2005.– 8, № 1-2.– P. 42–50.
16. Олійник В. Н. О механизмах формирования акустических свойств легочной паренхимы // Акуст. вісн.– 2001.– 4, № 3.– С. 53–66.
17. Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах.– К.: Наук. думка, 1981.– 284 с.
18. Gennisson J.-L., Catheline S., Chaffai S., Fink M. Transient elastography in anisotropic medium: Application to the measurement of slow and fast shear wave speeds in muscles // J. Acoust. Soc. Amer.– 2003.– 114, № 1.– P. 536–540.
19. Плевра. Малая медицинская энциклопедия / Под ред. В. И. Покровского. Том 4.– М.: Медицина, 1996.– С. 381–386.
20. Fredberg J. J., Holford S. K. Discrete lung sounds: crackles (rales) as stress-relaxation quadrupoles // J. Acoust. Soc. Amer.– 1983.– 73, № 3.– P. 1036–1046.