

ВЗАЄМОДІЯ ПОПЕРЕЧНОЇ І ПОЗДОВЖНЬОЇ МЕХАНОЕЛЕКТРОМАГ- НЕТНИХ ХВИЛЬ У ПОРИСТОМУ СЕРЕДОВИЩІ У ЗОВНІШНЬОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

Досліджено взаємодію поздовжньої і поперечної плоских механоелектромагнетних хвиль у пористому середовищі в зовнішньому постійному електричному полі довільного напрямку. Встановлено, що найвагомим ефектом такої взаємодії є генерація поперечних модифікованих пружної і електромагнетної хвиль поздовжньою хвилею першого роду. Вивчено ефективність такої генерації залежно від частоти хвилі, концентрації порового розчину, параметра пористості середовища, напрямку зовнішнього електричного поля.

Вступ. Вивчення впливу зовнішнього електричного поля на поширення та взаємодію механоелектромагнетних хвиль у пористих насичених розчинном електроліту середовищах – важливий напрямок сучасної механіки пористих тіл [4–7, 9, 10], зокрема, з огляду на можливе використання в практиці геофізичних досліджень [5–8]. Достатньо повно проаналізовано [4, 9] вплив зовнішнього постійного електричного поля на фазові швидкості та коефіцієнти загасання поздовжніх і поперечних хвиль. Нижче основну увагу приділено ефектам взаємодії поперечних і поздовжніх хвиль у пористому насиченому розчинном електроліту середовищі за довільного напрямку зовнішнього електричного поля.

Формулювання задачі. Розглянемо статистично однорідне та ізотропне, віднесене до декартової системи координат (x, y, z) , пористе насичене середовище. Матеріал скелета – неферромагнетний діелектрик. Порова рідина – розчин електроліту. Пористість відкрита. В середовищі зовнішніми джерелами створене постійне електричне поле напруженості \dot{E}_0 і протікає постійний струм густини $\dot{j}_0 = \sigma_{e0} \dot{E}_0$ та електроосмотичний потік порової рідини зі швидкістю [10] $\dot{v}_0^{(1)} = A^{-1} \alpha_{10} \rho_{e0}^{(1)} f_{E0}^{(1)} \dot{E}_0$. Тут $\sigma_{e0} = P_e^{-1} \sigma_{e0}^{(1)}$ – коефіцієнт питомої електропровідності середовища у вихідному стані, $P_e = \frac{T_e^2}{\alpha_{10}}$ – па-

раметр пористості [3], $\sigma_{e0}^{(1)} = zeN_A u C$ – коефіцієнт питомої електропровідності порової рідини, z – валентність іонів електроліту, e – заряд одновалентного іона, N_A – число Авогадро, $u = u_+ + u_-$, u_+ , u_- – рухливості позитивних і негативних іонів, C – молярна концентрація, T_e – електрична звивистість, α_{10} – коефіцієнт пористості у вихідному стані; $A = \alpha_{10} \eta / k_p$, η – коефіцієнт в'язкості порової рідини, k_p – коефіцієнт проникності сере-

довища; $\rho_{e0}^{(1)} = \sqrt{\frac{2\alpha_{10}\epsilon^{(1)} C z F_f \zeta}{f R T k_p}} \frac{z F_f \zeta}{T_g}$ – густина електричного заряду порової рідини у природному стані, F_f – стала Фарадея, ζ – дзета-потенціал, T_g – звивистість, T – абсолютна температура, R – абсолютна газова стала, f – параметр форми, $\epsilon^{(1)}$ – діелектрична проникність порової рідини, $\epsilon = \epsilon^{(2)} \frac{2\alpha_{20}\epsilon^{(2)}}{(2 + \alpha_{10})\epsilon^{(2)} + \alpha_{20}\epsilon^{(1)}}$ – діелектрична проникність середовища у при-

родному стані [1], $\alpha_{20} = 1 - \alpha_{10}$, $\varepsilon^{(2)}$ – діелектрична проникність скелета;

$$f_{E0}^{(1)} = \frac{\varepsilon^{(0)} - \varepsilon^{(2)}}{\alpha_{10} (\varepsilon^{(1)} - \varepsilon^{(2)})}.$$

Нехай у середовищі зовнішніми джерелами збуджені поперечна і поздовжня плоскі хвилі, які поширюються в одному напрямі. За довільного напрямку зовнішнього постійного електричного поля середовище набуває ефективної анізотропії. У цьому випадку поздовжня і поперечна хвилі взаємодіятимуть, що проявлятиметься як у зміні хвильових чисел (фазовій швидкості та коефіцієнтах загасання), так і у зміні амплітуд хвиль.

Ключову лінеаризовану відносно природного стану макроскопічну систему рівнянь електромагнетної механіки [10] за нехтуванням впливу електроосмосу, як несуттєвого, тут можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} \alpha_{10} \rho_0^{(1)} \frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t^2} &= \frac{\alpha_{10}^2}{\beta} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}^{(1)}) + \frac{\alpha_{10} \alpha_{20} (1 - v_f)}{\beta} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}^{(2)}) + \\ &+ A \left(\frac{\partial \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t} \right) + \rho_{12} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t^2} \right) + \alpha_{10} f_{E0}^{(1)} \rho_{e0}^{(1)} \mathbf{E} + \\ &+ \alpha_{10} \varepsilon^{(1)} (f_{E0}^{(1)})^2 \mathbf{E}_0 (\nabla \cdot \mathbf{E}) + \alpha_{10} f_{E0}^{(1)} \sigma_{e0}^{(1)} \mathbf{E}_0 \times \mathbf{B} + \alpha_{10} \chi^{(1)} (f_{E0}^{(1)})^2 \sum_{\alpha} E_{0\alpha} \nabla E_{\alpha}, \\ \alpha_{20} \rho_0^{(2)} \frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t^2} &= \alpha_{10} [\beta^{-1} \alpha_{20} (1 - v_f) \mathcal{I} + (1 - \alpha_{10} \beta^{(1)} \beta^{-1}) \mathcal{I}_{21}^0] \cdot \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}^{(1)}) + \\ &+ \alpha_{20} \left\{ \left[K_f + \frac{1}{3} G_f - \beta^{-1} \alpha_{20} (1 - v_f)^2 \right] \mathcal{I} - \alpha_{10} (1 - v_f) \mathcal{I}_{21}^0 \right\} \cdot \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}^{(2)}) + \\ &+ \alpha_{20} G_f \Delta \mathbf{U}^{(2)} - A \left(\frac{\partial \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t} \right) - \rho_{12} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t^2} \right) - \\ &- \alpha_{10} f_{E0}^{(1)} \rho_{e0}^{(1)} \left(2 \frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1 \right) \mathbf{E} + \alpha_{20} \varepsilon^{(2)} (f_{E0}^{(2)})^2 (\nabla \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}_0 + \\ &+ \alpha_{20} f_{E0}^{(2)} \sigma_{e0} \mathbf{E}_0 \times \mathbf{B} + \alpha_{20} \chi^{(2)} (f_{E0}^{(2)})^2 \sum_{\alpha} E_{0\alpha} \nabla E_{\alpha}, \\ \Delta \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) &= \sigma_{e0} \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \\ &+ \alpha_{10} \mu \gamma_1 \rho_{e0}^{(1)} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t^2} \right) - \beta^{-1} \alpha_{10} \alpha_{20} v_f \mu \gamma_{\sigma} \sigma_{e0} \mathbf{E}_0 \left(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{U}^{(1)}}{\partial t} \right) + \\ &+ \alpha_{20} \mu \gamma_{\sigma} \sigma_{e0} [K_f - \beta^{-1} \alpha_{20} v_f (1 - v_f)] \mathbf{E}_0 \left(\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{U}^{(2)}}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E}, \end{aligned} \tag{1}$$

де $\rho_0^{(j)}$ – густина маси порової рідини ($j = 1$) та скелета ($j = 2$) у природному стані; ρ_{12} – параметр приєднаної маси; K_f і G_f – ефективні модулі

стиску та зсуву середовища; $f_{E0}^{(2)} = \frac{\varepsilon^{(0)} - \varepsilon^{(1)}}{\alpha_{10} (\varepsilon^{(2)} - \varepsilon^{(1)})}$; μ – магнетна проник-

ність середовища; χ – діелектрична сприйнятливність середовища; γ_{σ} – параметр, який характеризує залежність електропровідності від першого інваріанта ефективних напружень [10]; v_f – зцементованість;

$$\beta = \alpha_{10}\beta^{(1)} + \alpha_{20}\beta^{(2)}, \quad \beta^{(j)} - \text{стисливість фаз } (j = 1, 2); \quad T^0 = \left[\varepsilon^{(2)} \left(f_{E0}^{(2)} \right)^2 - \varepsilon^{(1)} \left(f_{E0}^{(1)} \right)^2 \right] \left(\mathbf{E}_0 \otimes \mathbf{E}_0 - 0,5E_0^2 \mathbf{I} \right).$$

Подамо шукані функції $\mathbf{f} = (\mathbf{U}^{(1)}, \mathbf{U}^{(2)}, \mathbf{E})$ системи рівнянь (1) у вигляді суми векторів $\mathbf{f}_1 = (\mathbf{U}_1^{(1)}, \mathbf{U}_1^{(2)}, \mathbf{E}_1)$, колінеарних хвильовому вектору \mathbf{k} , і векторів $\mathbf{f}_2 = (\mathbf{U}_2^{(1)}, \mathbf{U}_2^{(2)}, \mathbf{E}_2)$, перпендикулярних до нього, тобто $\mathbf{f} = \mathbf{f}_1 + \mathbf{f}_2$. Якщо вектор \mathbf{k} спрямований уздовж осі Ox , а вектори \mathbf{f}_2 – вздовж осі Oy , то $\mathbf{f}_1 = f_1 \mathbf{e}_x$, $\mathbf{f}_2 = f_2 \mathbf{e}_y$ і для плоских хвиль $f_m(x, t) : e^{-ikx+i\omega t}$ ($m = 1, 2$; ω – циклічна частота) систему рівнянь (1) можна звести до такого вигляду:

$$\begin{aligned} \alpha_{10}\rho_0^{(1)}\omega^2 u_x^{(1)} &= \alpha_{10}^2\beta^{-1}k^2 u_x^{(1)} + \alpha_{10}\alpha_{20}\beta^{-1}(1-v_f)k^2 u_x^{(2)} + \\ &+ Ai\omega(u_x^{(2)} - u_x^{(1)}) - \rho_{12}\omega^2(u_x^{(2)} - u_x^{(1)}) - \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}E_x + \\ &+ i\alpha_{10}\varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2 kE_{0x}E_x + \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\sigma_{e0}^{(1)}\omega^{-1}kE_{0x}E_x - \\ &- \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}(\sigma_{e0}^{(1)}\omega^{-1} - i\chi^{(1)}f_{E0}^{(1)})k(E_{0x}E_x + E_{0y}E_y), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{20}\rho_0^{(2)}\omega^2 u_x^{(2)} &= \alpha_{10}[\beta^{-1}\alpha_{20}(1-v_f) + (1-\alpha_{10}\beta^{(1)}\beta^{-1})T_{11}^0]k^2 u_x^{(1)} + \\ &+ \alpha_{20}\left\{K_f + \frac{1}{3}G_f - \beta^{-1}\alpha_{20}(1-v_f)^2 - \alpha_{10}(1-v_f)T_{11}^0\right\}k^2 u_x^{(2)} + \\ &+ \alpha_{20}G_f k^2 u_x^{(2)} - iA\omega(u_x^{(2)} - u_x^{(1)}) + \rho_{12}\omega^2(u_x^{(2)} - u_x^{(1)}) + \\ &+ \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}\left(2\frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1\right)E_x + i\alpha_{10}\varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2 kE_{0x}E_x + \\ &+ \alpha_{20}f_{E0}^{(2)}\sigma_{e0}^{(2)}\omega^{-1}kE_{0x}E_x - \alpha_{20}f_{E0}^{(2)}(\sigma_{e0}^{(2)}\omega^{-1} - i\chi^{(2)}f_{E0}^{(2)}) \times \\ &\times k(E_{0x}E_x + E_{0y}E_y), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} (\sigma_{e0} + i\varepsilon\omega)E_x &= -i\alpha_{10}\omega\gamma_1\rho_{e0}^{(1)}(u_x^{(1)} - u_x^{(2)}) - \\ &- i\alpha_{20}\gamma_\sigma\left\{\alpha_{10}v_f\beta^{-1}k u_x^{(1)} - [K_f - \beta^{-1}\alpha_{20}v_f(1-v_f)]k u_x^{(2)}\right\}\sigma_{e0}E_{0x}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{10}\rho_0^{(1)}\omega^2 u_y^{(1)} &= Ai\omega(u_y^{(2)} - u_y^{(1)}) - \rho_{12}\omega^2(u_y^{(2)} - u_y^{(1)}) - \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}E_y + \\ &+ i\alpha_{10}\varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2 kE_{0y}E_x + \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\sigma_{e0}^{(1)}\omega^{-1}kE_{0x}E_y, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{20}\rho_0^{(2)}\omega^2 u_y^{(2)} &= \alpha_{20}G_f k^2 u_y^{(2)} + \alpha_{10}(1-\alpha_{10}\beta^{(1)}\beta^{-1})T_{21}^0 k^2 u_x^{(1)} - \\ &- \alpha_{10}\alpha_{20}(1-v_f)T_{21}^0 k^2 u_x^{(2)} - iA\omega(u_y^{(2)} - u_y^{(1)}) + \\ &+ \rho_{12}\omega^2(u_y^{(2)} - u_y^{(1)}) + \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}\left(2\frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1\right)E_y + \\ &+ i\alpha_{10}\varepsilon^{(1)}(f_{E0}^{(1)})^2 kE_{0y}E_x + \alpha_{20}f_{E0}^{(2)}\sigma_{e0}^{(2)}\omega^{-1}kE_{0x}E_y, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} k^2 E_y &= -i\omega\sigma_{e0}\mu E_y + \varepsilon\mu\omega^2 E_y - \\ &- \alpha_{10}\mu\omega^2\gamma_1\rho_{e0}^{(1)}(u_y^{(1)} - u_y^{(2)}) + \alpha_{10}\alpha_{20}v_f\beta^{-1}\mu\omega\gamma_\sigma\sigma_{e0}kE_{0y}u_x^{(1)} - \\ &- \alpha_{20}\mu\omega\gamma_\sigma[K_f - \beta^{-1}\alpha_{20}v_f(1-v_f)]\sigma_{e0}kE_{0y}u_x^{(2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Тут $E_{0x} = E_0 \cos \theta$; $E_{0y} = E_0 \sin \theta$, θ – кут між вектором \vec{E}_0 та хвильовим вектором \vec{k} , \vec{e}_x та \vec{e}_y – орти осей Ox і Oy .

Зауважимо, що доданки у рівняннях (2), (3) і (5), (6), які забезпечують взаємозв'язок поздовжньої та поперечної хвиль, пов'язані з силою Ампера та з силою взаємодії дипольних моментів з неоднорідним електричним полем. Виключивши із них величини E_x та E_y , систему можна звести до вигляду

$$\begin{aligned} A_{x1}^{(1)} u_x^{(1)} + A_{x2}^{(1)} u_x^{(2)} + A_{y1}^{(1)} u_y^{(1)} + A_{y2}^{(1)} u_y^{(2)} &= 0, \\ A_{x1}^{(2)} u_x^{(1)} + A_{x2}^{(2)} u_x^{(2)} + A_{y1}^{(2)} u_y^{(1)} + A_{y2}^{(2)} u_y^{(2)} &= 0, \\ A_{x1}^{(3)} u_x^{(1)} + A_{x2}^{(3)} u_x^{(2)} + A_{y1}^{(3)} u_y^{(1)} + A_{y2}^{(3)} u_y^{(2)} &= 0, \\ A_{x1}^{(4)} u_x^{(1)} + A_{x2}^{(4)} u_x^{(2)} + A_{y1}^{(4)} u_y^{(1)} + A_{y2}^{(4)} u_y^{(2)} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Вирази для коефіцієнтів за переміщень у цій системі рівнянь не наводимо через громіздкість.

Кількісна оцінка коефіцієнтів системи рівнянь (8) за характерних для пористих матеріалів фізико-механічних та структурних параметрів показала, що коефіцієнти $A_{y1}^{(j)}$, $A_{y2}^{(j)}$ ($j = 1, 2$) значно менші, ніж $A_{x1}^{(j)}$, $A_{x2}^{(j)}$ ($j = 1, 2$), а коефіцієнти $A_{x1}^{(j)}$, $A_{x2}^{(j)}$ ($j = 3, 4$) значно менші за коефіцієнти $A_{y1}^{(j)}$, $A_{y2}^{(j)}$ ($j = 3, 4$). Якщо відношення цих коефіцієнтів характеризувати деяким малим параметром ϵ_a , то виявляється, що зміни фазових швидкостей і коефіцієнтів загасання, спричинені взаємодією поздовжніх і поперечних хвиль, пропорційні ϵ_a^2 , а амплітуд – ϵ_a . Тому надалі зосередимося на дослідженні амплітудних змін хвиль, зумовлених цією анізотропією. Хвильові числа визначатимемо у наближенні невзаємодіючих поперечної і поздовжньої хвиль. Тоді дисперсійним рівнянням для поздовжньої хвилі буде

$$\begin{vmatrix} A_{x1}^{(1)} & A_{x2}^{(1)} \\ A_{x1}^{(2)} & A_{x2}^{(2)} \end{vmatrix} = 0, \quad (9)$$

а для поперечної

$$\begin{vmatrix} A_{y1}^{(3)} & A_{y2}^{(3)} \\ A_{y1}^{(4)} & A_{y2}^{(4)} \end{vmatrix} = 0. \quad (10)$$

Аналіз рівнянь (9), (10) свідчить, що в середовищі поширюються дві поздовжні хвилі першого і другого роду та дві поперечні – пружна та електромагнетна. Усі хвилі модифіковані завдяки механоелектромагнетній взаємодії та впливу зовнішнього електричного поля. Достатньо повний аналіз фазових швидкостей та коефіцієнтів загасання цих хвиль, зокрема впливу зовнішнього електричного поля на них, наведений у працях [4, 9].

Кількісно аналізували первинне збурення тільки поздовжньої або тільки поперечної хвилі, нехтуючи вторинні збурення хвиль. В цьому випадку наведена електричним полем ефективна анізотропія середовища проявлятиметься у генерації відповідно поперечної і поздовжньої хвиль. Оскільки поздовжня хвиля другого роду швидко загасає, то розглядали відношення амплітуд збурених поперечних пружної та електромагнетної хвиль до амплітуди первинної поздовжньої хвилі першого роду (відповідно $U_{yx}^{(1)} = |u_y^{(1)} / u_x^{(1)}|$ та $U_{yx}^{(2)} = |u_y^{(2)} / u_x^{(1)}|$), а також відношення амплітуд збуреної поздовжньої хвилі першого роду до амплітуд первинних поперечних пружної та електромагнетної хвиль (відповідно $U_{xy}^{(1)} = |u_x^{(1)} / u_y^{(1)}|$ та

$U_{xy}^{(12)} = |u_x^{(1)} / u_y^{(2)}|$). Досліджували залежності цих відносних амплітуд від пористості середовища, концентрації порового розчину, частоти хвиль, напрямку зовнішнього електричного поля.

Вивчаючи залежність відносних амплітуд від пористості, враховували зв'язок пористості з іншими характеристиками середовища. Згідно з [2]

$$k_p = 7.68 \cdot 10^{-8} \alpha_{10}^{\frac{2(3+\gamma)}{2+\gamma}} / \alpha_{20}^{\frac{2}{2+\gamma}}, \gamma = -1.5. \quad T_g = 1,389 \cdot 10^{-3} / k_p^{2/7}.$$

Характеристики матеріалу середовища у розрахунках приймали такі-ми: $\rho_0^{(1)} = 1000 \text{ кг / м}^3$, $\rho_0^{(2)} = 2600 \text{ кг / м}^3$, $v_0 = 3670 \text{ м / с}^2$, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-11} \text{ Ф / м}$, $G_f = 10^9 \text{ Па}$, $\mu = 1.56 \cdot 10^{-6}$, $F = 96520$, $f = 2.5$, $T = 300 \text{ К}$, $\eta = 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $z = 1$, $\zeta = 0.1 \text{ В}$, $T_e = 3$, $\rho_{12} = 100$, $R = 8.314$, $\sigma_{e0}^{(2)} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$.

Результати кількісних оцінок показали, що для електричних полів, які використовують у лабораторних чи польових геофізичних дослідженнях ($E_0 < 10^5 \text{ В / м}$), з великим ступенем точності можна не розглядати поздовжні хвилі, збуджені поперечною. Тому надалі зосередимо увагу лише на поперечних хвилях, спричинених поздовжньою хвилею першого роду.

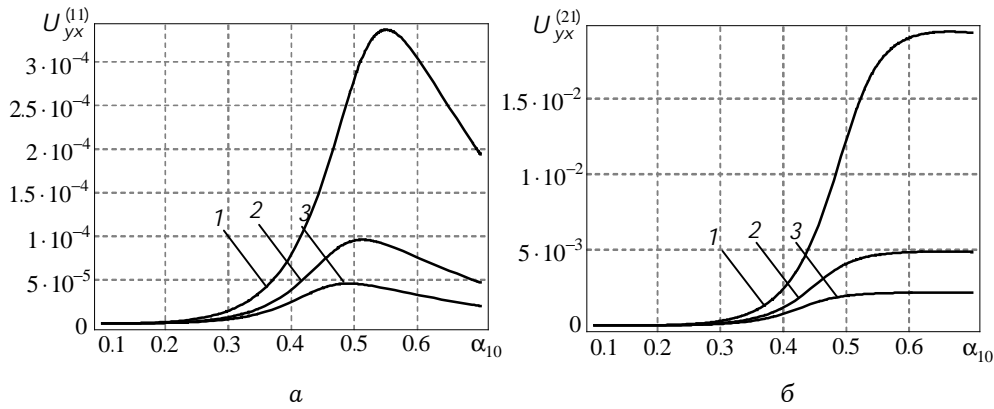


Рис. 1.

Хвильові числа поздовжніх і поперечних хвиль, модифікованих впливом зовнішнього електричного поля, визначаємо із рівнянь (9), (10), а відносні амплітуди $U_{yx}^{(11)}$ і $U_{yx}^{(21)}$ у взятому наближенні – співвідношеннями

$$U_{yx}^{(11)} = \frac{A_{y2}^{(4)} \left(A_{x1}^{(3)} - \frac{A_{x1}^{(1)}}{A_{x2}^{(1)}} A_{x2}^{(3)} \right) - A_{y2}^{(3)} \left(A_{x1}^{(4)} - \frac{A_{x1}^{(1)}}{A_{x2}^{(1)}} A_{x2}^{(4)} \right)}{A_{y1}^{(3)} A_{y2}^{(4)} - A_{y2}^{(3)} A_{y1}^{(4)}},$$

$$U_{yx}^{(21)} = - \frac{A_{y1}^{(4)} \left(A_{x1}^{(3)} - \frac{A_{x1}^{(1)}}{A_{x2}^{(1)}} A_{x2}^{(3)} \right) - A_{y1}^{(3)} \left(A_{x1}^{(4)} - \frac{A_{x1}^{(1)}}{A_{x2}^{(1)}} A_{x2}^{(4)} \right)}{A_{y1}^{(3)} A_{y2}^{(4)} - A_{y2}^{(3)} A_{y1}^{(4)}}.$$

Результати кількісного дослідження відносних амплітуд $U_{yx}^{(11)}$ і $U_{yx}^{(21)}$ залежно від частоти хвилі, пористості середовища, концентрації порового розчину та кута α подано на рис. 1 і 2.

Побудовано залежність відносних амплітуд $U_{yx}^{(11)}$ (рис. 1а) і $U_{yx}^{(21)}$ (рис. 1б) від пористості середовища для концентрації порового розчину

$C_0 = 200$ Моль / м³, $\theta = \pi / 4$, $\omega = 200, 400, 600$ с⁻¹ (криві 1–3). Встановлено, що (за незмінної амплітуди поздовжньої хвилі першого роду) амплітуди обох поперечних хвиль суттєво збільшуються з ростом пористості середовища. При цьому відносна амплітуда $U_{yx}^{(11)}$ (для поперечної пружної хвилі) досягає екстремального значення, якщо $\alpha_{10} \approx 0.55$. Амплітуди обох збурених поперечних хвиль зменшуються з ростом частоти хвилі. Для ультразвукових частот вони стають нехтовними.

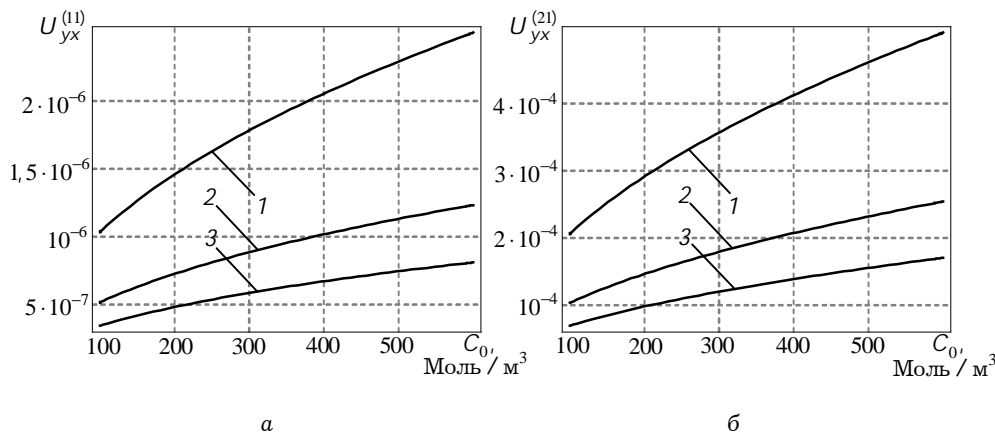


Рис. 2.

Побудовано також залежність відносних амплітуд $U_{yx}^{(11)}$ (рис. 2a) і $U_{yx}^{(21)}$ (рис. 2b) від концентрації порового розчину для $\alpha_{10} = 0,30$, $\theta = \pi / 4$, $\omega = 200, 400, 600$ с⁻¹ (криві 1–3). Як бачимо, ефективність генерації обох поперечних хвиль збільшується з ростом концентрації розчину та зменшенням частоти хвилі.

Кількісні оцінки засвідчують, що ефективність генерації поперечних хвиль поздовжньою зростає зі збільшенням кута θ від 0° до $\pi / 2$.

Висновки. Встановлено, що найважливішим ефектом взаємодії поздовжніх і поперечних хвиль за довільного напрямку зовнішнього електричного поля є генерація поперечних хвиль поздовжніми. Ефективність такої генерації зростає зі збільшенням концентрації порового розчину та зменшенням частоти коливань хвиль. Залежність ефективності від пористості має екстремальний характер.

1. Гачкевич О. Р., Терлецький Р. Ф., Голубець Т. В. Розрахунок ефективних електрофізичних характеристик зволжених пористих матеріалів // *Мат. методи та фіз.-мех. поля.* – 2009. – 52, № 1. – С. 159–171.
2. Добрынин В. М. Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. – М.: Недра, 1970. – 239 с
3. Кобранова В. Н. Петрофизика. – М.: Недра, 1986. – 392 с.
4. Кондрат В. Ф., Твардовська С. Р. Вплив зовнішнього електричного поля на параметри механічних хвиль сейсмічних частот у пористих насичених тілах. // *Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології.* – 2009. – Вип.10. – С. 56–65.
5. *Основы сейсмоэлектроразведки* / О. А. Потапов, С. А. Лизун, В. Ф. Кондрат и др. – М.: Недра, 1995. – 268 с.
6. Подбережный М. Ю. Особенности взаимодействия многофазных микроструктурированных сред с акустическими и электрическими полями: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск, 2009. – 17 с.
7. Светов Б. С. К теоретическому обоснованию сейсмоэлектрического метода геофизической разведки // *Геофизика.* – 2000. – № 1. – С. 28–39.

8. А. с. 1045190 СССР, МКИ G 01 V 3/08. Способ геофизической разведки / Д. Н. Лящук, А. И. Бойко, В. Н. Бойко, Н. Н. Фрейк. – Опубл. 25.06.1983, Бюл. № 36.
9. Твардовська С. Поперечна механоелектромагнітна хвиля в пористому насиченому середовищі в зовнішньому електричному полі. // Вісник Львів. ун-ту. Сер. мех.-мат. – 2012. – №76. – С. 175–186.
10. Фізико-математичне моделювання складних систем / Я. Й. Буряк, Є. Я. Чапля, Т. С. Нагірний та ін. / Під ред. Я. Й. Бурака, Є. Я. Чаплі. – Львів: СПОЛОМ, 2004. – 264 с.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ И ПРОДОЛЬНОЙ МЕХАНОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ ВО ВНЕШНЕМ ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Исследовано взаимовлияние продольной и поперечной плоских механоэлектромагнитных волн в пористой среде во внешнем постоянном электрическом поле произвольного направления. Установлено, что наиболее значимым эффектом такого взаимодействия является генерация поперечных модифицированных упругой и электромагнитной волн продольной волной первого рода. Изучена эффективность такой генерации в зависимости от частоты волны, концентрации порового раствора, параметра пористости среды, направления внешнего электрического поля.

THE INTERACTION OF LONGITUDINAL AND TRANSVERSE PLANE MECHANOELEKTROMAGNETIC WAVES IN A POROUS MEDIUM IN AN EXTERNAL CONSTANT ELECTRIC FIELD

It is investigated the interaction of longitudinal and transverse plane mechanoelectromagnetic waves in a porous medium in an external constant electric field of arbitrary direction. It was established that the most significant effect of this interaction is the generation of modified transverse elastic and electromagnetic waves longitudinal waves of the first kind. The efficiency of this generation depending of the frequency of the wave, the concentration of the porous solution, porosity of medium and direction of external electric field is investigated.

Центр мат. моделювання
Ін-ту прикл. проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

Одержано
20.09.12