

УДК 539.3

ПОПЕРЕЧНА МЕХАНОЕЛЕКТРОМАГНІТНА ХВИЛЯ В ПОРИСТОМУ НАСИЧЕНОМУ СЕРЕДОВИЩІ В ЗОВНІШНЬОМУ ПОСТІЙНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

Софія ТВАРДОВСЬКА

*Центр математичного моделювання Інституту прикладних проблем
механіки та математики ім. Я. С. Підстригача НАН України,
вул. Дж. Дудаєва, 15 79005 Львів, Україна*

На основі системи лінеаризованих рівнянь електромагнітної механіки пористого насиченого розчином електроліту середовища у зовнішньому постійному електричному полі проведено дослідження параметрів стаціонарної плоскої поперечної механоелектромагнітної хвилі залежно від характеристик поля та середовища. Отримано та проаналізовано відповідне дисперсійне рівняння. Зокрема з'ясовано, що для практики геофізичних досліджень вплив електричного поля на поперечні хвилі несуттєвий. Електрокінетична активність середовища (концентрація порового розчину) може вагомо впливати на коефіцієнти загасання поперечної механічної та параметри електромагнітної хвиль. Подано результати відповідних кількісних досліджень.

Ключові слова: попереча хвиля, механоелектромагнітна хвиля, пористе насичене середовище.

Вступ. Останнім часом у науковій літературі приділяють значну увагу вивченню ефектів механоелектромагнітної взаємодії в пористих насичених тілах [1, 2, 3]. Ефекти такої взаємодії пов'язують здебільшого з приконтактними явищами в околі границі розділу скелет-порова рідина, а саме з наявністю там подвійного електричного шару. Важливий напрям таких досліджень – вивчення впливу зовнішнього електричного поля на механічні хвилі в пористих тілах. Про можливе практичне використання ефектів такого впливу зазначено в [4, 5]. Зокрема, там згадується про те, що зовнішнє електричне поле сприяє підвищенню інформативності сейсмічних досліджень. У праці [6] з'ясовано, що зовнішнє постійне електричне поле суттєво впливає на параметри поздовжніх хвиль першого і другого роду. Становлять інтерес проведення аналогічних досліджень для поперечної хвилі. Варто зауважити, що як і у працях [5–9], вплив зовнішнього електричного поля на параметри хвильових рухів будемо пов'язувати з силовою взаємодією поля та зарядової системи пористого тіла, яке вважаємо консолідованим. Інші механізми впливу електричного поля на механічні властивості пористих тіл, важливі для слабкоконсолідованих матеріалів [1, 10], не будемо враховувати. В такому наближенні проведемо дослідження ефектів впливу зовнішнього постійного електричного поля та електрокінетичної активності середовища на параметри плоскої поперечної механоелектромагнітної хвилі в пористому безмежному середовищі.

Формулювання задачі. Розглянемо статистично однорідне та ізотропне, віднесене до декартової системи координат (x, y, z) пористе насичене середовище. Матеріал скелета – неферромагнітний діелектрик. Порова рідина – розчин електроліту. Пористість відкрита. В середовищі зовнішніми джерелами створене постійне електричне поле напруженості $\vec{E}_0$ і протікає постійний струм густини $\vec{j}_0 = \sigma_{e0} \vec{E}_0$ та електроосмотичний потік порової рідини зі швидкістю [7] $\vec{v}_0^{(1)} = A^{-1} \alpha_{10} \rho_{e0}^{(1)} f_{E0}^{(1)} \vec{E}_0$. Тут $\sigma_{e0} = P_e \sigma_{e0}^{(1)}$ – коефіцієнт

питомої електропровідності середовища; $P_e = \frac{T_e^2}{\alpha_{10}}$ – параметр 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 середовища;

$\rho_{e0}^{(1)} = \sqrt{\frac{2\alpha_{10}\epsilon^{(1)}C}{fRTk_p}} \frac{zF_f\zeta}{T_g}$ – густина електричного заряду порової рідини у

природному стані: F_f – стала Фарадея; ζ – дзета-потенціал; T_g – звивистість; T – абсолютна температура; $\epsilon^{(1)}$ – діелектрична проникність порової рідини; $\epsilon^{(1)} = \epsilon^{(2)} \frac{2\alpha_{20}\epsilon^{(2)}}{(2 + \alpha_{10})\epsilon^{(2)} + \alpha_{20}\epsilon^{(1)}}$ – діелектрична проникність

середовища у природному стані [11], $\alpha_{20} = 1 - \alpha_{10}$, $\epsilon^{(2)}$ – діелектрична проникність скелета; $f_{E0}^{(1)} = \frac{\epsilon^{(0)} - \epsilon^{(2)}}{\alpha_{10}(\epsilon^{(1)} - \epsilon^{(2)})}$.

Нехай у середовищі зовнішніми джерелами збуджується поперечна хвиля. За довільного напрямку зовнішнього постійного електричного поля середовище набуває ефективної анізотропії. У цьому випадку поширення поперечної хвилі приводить до збудження поздовжньої, яка впливає на параметри поперечної хвилі. Як видно з кількісної оцінки, такий зворотний вплив для напруженості електричного поля, що використовується на практиці ($E_0 \leq 10^3 \text{ В / м}$), на параметри (амплітуду, фазову швидкість і коефіцієнт загасання) поперечної хвилі малий (значно менший 1%). Це дає підставу розглядати задачі про поширення в середовищі поперечної хвилі

за довільного напрямку зовнішнього електричного поля без урахування ефектів наведеної анізотропії.

Нехай гармонічна поперечна хвиля поширюється вздовж осі Ox і характеризується векторами переміщень порової рідини і скелета $\vec{u}^{(1)}(x, t) = (0, \vec{u}_{(x,t)}^{(1)}, 0)$, $\vec{u}^{(2)}(x, t) = (0, \vec{u}_{(x,t)}^{(2)}, 0)$ та вектором збурення напруженості електричного поля $\vec{E}(x, t) = (0, \vec{E}_{(x,t)}, 0)$.

Ключова лінеаризована стосовно природного стану макроскопічна система рівнянь електромагнітної механіки [7] за нехтуванням впливу електроосмосу, як несуттєвого, у цьому випадку може бути записана в вигляді

$$\begin{aligned} \alpha_{10}\rho_0^{(1)}\frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial t^2} &= A\left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial u^{(1)}}{\partial t^2}\right) + \rho_{12}\left(\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial t^2}\right) + \alpha_{10}f_{E0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}E - \\ &\quad - \alpha_{10}\frac{i}{\omega}f_{E0}^{(1)}\sigma_{e0}^{(1)}E_{0x}\frac{\partial E}{\partial x}, \\ \alpha_{20}\rho_0^{(2)}\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2} &= \alpha_{20}G_f\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial x^2} - A\left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial t} - \frac{\partial u^{(1)}}{\partial t}\right) - \rho_{12}\left(\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial t^2}\right) - \\ &\quad - \alpha_{10}f_{e0}^{(1)}\rho_{e0}^{(1)}\left(2\frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1\right)E - \alpha_{20}\frac{i}{\omega}f_{E0}^{(2)}\sigma_{e0}^{(2)}E_{0x}\frac{\partial E}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \sigma_{e0}\mu\frac{\partial E}{\partial t} - \varepsilon\mu\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= \alpha_{10}\mu\gamma_1\rho_{e0}^{(1)}\left(\frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Тут $\rho_0^{(j)}$ – густина маси порової рідини ($j=1$) та скелета ($j=2$) у природному стані; ρ_{12} – параметр приєднаної маси; ω – циклічна частота; $\sigma_{e0}^{(2)}$ – коефіцієнт питомої електропровідності скелета; $E_{0x} = E_0 \cos \theta$, θ – кут між вектором напруженості електричного поля $\vec{E}_0$ та віссю Ox ; G_f – ефективний модуль зсуву середовища; $f_{E0}^{(2)} = \frac{\varepsilon^{(0)} - \varepsilon^{(1)}}{\alpha_{10}(\varepsilon^{(2)} - \varepsilon^{(1)})}$; μ – магнітна

проникність середовища (приймаємо $\mu = \mu_0$, μ_0 – магнітна стала); γ_1 – коефіцієнт, який відображає відмінність середньої швидкості руху електричного заряду порової рідини від її середньої швидкості руху. Для плоскої хвилі можна записати, що будь-яку шукану функцію $f = (u^{(1)}, u^{(2)}, E)$ системи рівнянь (1) можна подати

$$f(x, t) \sim e^{-ikx + i\omega t}, \quad (2)$$

де $k = \frac{\omega}{v}$, x – компонента хвильового вектора; v – фазова швидкість поширення хвилі.

Система рівнянь (1) тоді набуде вигляду

$$\begin{aligned}\alpha_{10}\rho_0^{(1)}\omega^2 u^{(1)} &= A i \omega (u^{(1)} - u^{(2)}) - \rho_{12}\omega^2 (u^{(1)} - u^{(2)}) - \alpha_{10}f_{E0}^{(1)} \left(\rho_{e0}^{(1)} + \frac{1}{\omega} \sigma_{e0}^{(1)} k E_{0x} \right) E, \\ \alpha_{20}\rho_0^{(2)}\omega^2 u^{(2)} &= \alpha_{20}G_f k^2 u^{(2)} - A i \omega (u^{(1)} - u^{(2)}) + \rho_{12}\omega^2 (u^{(1)} - u^{(2)}) + \\ &+ \alpha_{10}\rho_{e0}^{(1)}f_{e0}^{(1)} \left(2 \frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1 \right) E - \alpha_{20} \frac{1}{\omega} f_{E0}^{(2)} \sigma_{e0}^{(2)} k E_{0x} E, \\ E &= \frac{\alpha_{10}\mu\gamma_1\rho_{e0}^{(1)}\omega^2}{k^2 + i\sigma_{e0}\mu\omega - \varepsilon\mu\omega^2} (u^{(1)} - u^{(2)}).\end{aligned}\quad (2)$$

Виключаємо у цій системі рівнянь за допомогою третього рівняння напруженість електричного поля та переходимо до безрозмірних параметрів

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{kv}{\omega}, \quad r_{j0} = \frac{\alpha_{j0}\rho_0^{(j)}}{\rho_0}, \quad \rho_0 = \alpha_{10}\rho_0^{(1)} + \alpha_{20}\rho_0^{(2)}, \quad \omega_V = \frac{A}{\rho_0}, \quad \varepsilon_{12} = \frac{\rho_{12}}{\rho_0}, \\ g_e &= \frac{(\alpha_{10}\rho_{e0}^{(1)})^2 \gamma_1 f_{e0}^{(1)}}{\sigma_{e0}A}, \quad R_m = \frac{\sigma_{e0}\mu v^2}{\omega}, \quad G_e = 2 \frac{f_{E0}^{(2)}}{f_{E0}^{(1)}} - 1, \\ \varepsilon_\sigma^{(j)} &= \frac{\sigma_{e0}^{(j)}}{\sigma_{e0}} (j = 1, 2), \quad \varepsilon_\alpha = \frac{\alpha_{20}f_{E0}^{(2)}}{\alpha_{10}f_{E0}^{(1)}}, \quad \varepsilon_E = \frac{\sigma_{e0}E_{0x}}{\rho_{e0}^{(1)}v}.\end{aligned}\quad (4)$$

Отримуємо, враховуючи, що $\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2 \neq 0$

$$\begin{aligned}&\left[\left(r_{10} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} \right) (\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2) + g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m (1 + \varepsilon_\sigma^{(1)} \varepsilon_E \xi) \right] u^{(1)} + \\ &+ \left[\left(i \frac{\omega_V}{\omega} - \varepsilon_{12} \right) (\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2) - g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m (1 + \varepsilon_\sigma^{(1)} \varepsilon_E \xi) \right] u^{(2)} = 0, \\ &\left[\left(i \frac{\omega_V}{\omega} - \varepsilon_{12} \right) (\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2) - g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m (G_e - \varepsilon_\alpha \varepsilon_\sigma^{(2)} \varepsilon_E \xi) \right] u^{(1)} + \\ &\left[\left(r_{20} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} - \Lambda_G \xi^2 \right) (\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2) + \right.\end{aligned}$$

$$+ g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \left(G_e - \varepsilon_\alpha \varepsilon_\sigma^{(2)} \varepsilon_E \xi \right) \Big| u^{(2)} = 0. \quad (5)$$

Зауважимо, що параметр ε_E характеризує вплив зовнішнього постійного електричного поля, а g_e – зарядової системи тіла (електрокінетичної активності) на параметри хвиль.

Дисперсійне рівняння та його аналіз. Дисперсійне рівняння, яке відповідає системі рівнянь (5), набуло вигляду

$$a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} = 0, \quad (6)$$

де

$$\begin{aligned} a_{11} &= \left(r_{10} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} \right) \left(\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2 \right) + g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \left(1 - \varepsilon_\sigma^{(1)} \varepsilon_E \xi \right), \\ a_{12} &= \left(i \frac{\omega_V}{\omega} - \varepsilon_{12} \right) \left(\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2 \right) - g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \left(1 - \varepsilon_\sigma^{(1)} \varepsilon_E \xi \right), \\ a_{21} &= \left(i \frac{\omega_V}{\omega} - \varepsilon_{12} \right) \left(\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2 \right) - g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \left(G_e + \varepsilon_\alpha \varepsilon_\sigma^{(2)} \varepsilon_E \xi \right), \\ a_{22} &= \left(r_{20} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} - \Lambda_G \xi^2 \right) \left(\xi^2 + iR_m - \varepsilon\mu v^2 \right) + \\ &\quad + g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \left(G_e + \varepsilon_\alpha \varepsilon_\sigma^{(2)} \varepsilon_E \xi \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Рівняння (6) є рівнянням четвертого порядку стосовно безрозмірного хвильового числа ξ за наявності всіх степенів у рівнянні. Відсутність зовнішнього електричного поля ($\varepsilon_E = 0$) приводить до редукції цього рівняння до біквadratного

$$a\xi^4 + b\xi^2 + c = 0, \quad (8)$$

$$\text{де } a = \Lambda_G \left(r_{10} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} \right),$$

$$\begin{aligned} b &= \left(r_{10} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} \right) \left(iR_m - \varepsilon\mu v^2 \right) \Lambda_G - \left(r_{10}r_{20} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} \right) + g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \Lambda_G, \\ c &= - \left[\left(r_{10}r_{20} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} \right) \left(iR_m - \varepsilon\mu v^2 \right) + g_e \frac{\omega_V}{\omega} R_m \left(r_{20} + G_e r_{10} \right) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Якщо прийняти $g_e = 0$, то з (6) випливає дисперсійне рівняння для поперечної механічної хвилі у пористому насиченому середовищі

$$\left(r_{10} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega}\right) \Lambda_G \xi^2 + r_{10} r_{20} + \varepsilon_{12} - i \frac{\omega_V}{\omega} = 0. \quad (10)$$

У випадку гірських порід для електричних полів $E_0 \leq 10^3 \text{ В / м}$, характерних для практики геофізичних досліджень, можна прийняти, що параметр ε_E малий. Наприклад, для $\sigma_{e0} = 1 \cdot \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $E_0 = 10^3 \text{ В / м}$, $\rho_{e0}^{(1)} = 10^3 \text{ кг / м}^3$, $v = 3 \cdot 10^3 \text{ м / с}$, отримуємо, що $\varepsilon_E = 3 \cdot 10^{-4} \ll 1$. В такому разі рівняння (6) можна розв'язувати шляхом розкладу безрозмірного хвильового числа ξ за цим параметром

$$\xi = \xi_0 + \varepsilon_E \xi_1 + \varepsilon_E^2 \xi_2 + \dots \quad (11)$$

Якщо обмежитися першим наближенням, то для визначення ξ_0 отримаємо рівняння (8), а поправку ξ_1 визначаємо за формулою

$$\xi_1 = \frac{\left(\xi_0^2 \Lambda_G - r_{20}\right) \Lambda_G g_e R_m \frac{\omega_V}{\omega} \varepsilon_\sigma^{(1)} \cos \theta}{4a \Lambda_G \xi_0^2 - 2b}. \quad (12)$$

Чотири корені рівняння (8) $\xi_{0m} (m = \overline{1,4})$ описують два типи хвиль, що поширюються вздовж осі Ох і у протилежному напрямі. Цими хвилями є модифіковані механоелектромагнітна взаємодією механічна поперечна та електромагнітна. У нульовому наближенні хвильові числа хвиль одного типу, які поширюються у протилежних напрямках, відрізняються лише знаками. Тому у першому наближенні можна записати, що $\xi_m = \xi_{0m} + \varepsilon_E \xi_{1m}$, ($m = \overline{1,4}$)

$$\xi_{01} = -\xi_{02}, \xi_{03} = -\xi_{04}, \xi_{11} = \xi_{12}, \xi_{13} = \xi_{14}. \quad (13)$$

З цих формул видно, що за фіксованого напрямку зовнішнього електричного поля його вплив на фазову швидкість і коефіцієнт загасання (на дійсну та уявну частину хвильового числа) хвиль, що поширюються у протилежних напрямках, буде протилежним. Якщо поле приводить до зростання фазової швидкості чи коефіцієнта загасання хвилі, яка поширюється у додатному напрямі осі Ох, то для хвилі, що рухається у протилежному напрямі, фазова швидкість чи коефіцієнт загасання будуть зменшуватися. У випадку сильних полів це може призводити до зміни

знака коефіцієнта загасання і хвиля з загасаючої може стати наростаючою. Енергію для цього вона бере від електричного поля.

Як засвідчують кількісні дослідження, для взятих параметрів середовища та зовнішнього електричного поля спричинені ним відносні зміни фазової швидкості та коефіцієнта загасання поперечної хвилі є незначними (становлять менше відсотка).

Аналіз виявив, що більшого кількісного ефекту впливу постійного електричного поля на параметри поперечної механічної хвилі можна досягнути в середовищі, скелет якого – електронний провідник. Для великих концентрацій електроліту (до 1000 моль / м³) та значних полів ($E \approx 10^4 \div 10^5 \text{ В / м}$) зміна напряду поля на протилежний приводить до зміни фазової швидкості до одиниць відсотків, а коефіцієнта загасання – до десятків відсотків. Такі ефекти можуть вагомо відображатися в резонансних явищах. Однак сказане потребує детальнішого дослідження.

Проведено кількісні дослідження залежності хвильових параметрів від концентрації порового розчину (електрокінетичної активності середовища), пористості та проникності середовища. Під час дослідження залежності хвильових параметрів від пористості та проникності враховували зв'язок цих параметрів між собою та їхній зв'язок з іншими характеристиками середовища. Досліджуючи залежності хвильових параметрів від пористості, приймали [12]

$$k_p = 7.68 \cdot 10^{-8} \alpha_{10}^{\frac{2(3+\gamma)}{2+\gamma}} / \alpha_{20}^{\frac{2}{2+\gamma}}, \gamma = -1.5. \quad (14)$$

Для кількісного дослідження хвильових параметрів від проникності приймали, що [12]

$$k_p^2 T_\Gamma^7 = 10^{-20}, \text{ або } k_p = 10^{-10} / T_\Gamma^{7/2}, T_\Gamma = 1,389 \cdot 10^{-3} / k_p^{2/7}. \quad (15)$$

Характеристики матеріалу середовища для обчислень приймали такими:

$$\begin{aligned} \rho_0^{(1)} &= 1000 \text{ кг / м}^3, & \rho_0^{(2)} &= 2600 \text{ кг / м}^3, & v_0 &= 3670 \text{ м / с}^2, \\ \varepsilon_0 &= 8,85 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}, & G_f &= 10^9 \text{ Па}, & \mu &= 1.56 \cdot 10^{-6}, & F &= 96520, & f &= 2.5, \\ T &= 300 \text{ К}, & \eta &= 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}, & z &= 1, & \zeta &= 0.1 \text{ В}, & T_e &= 3, & \rho_{12} &= 100, & R &= 8.314, \\ \sigma_{e0}^{(2)} &= 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}. \end{aligned}$$

На рис. 1 показано залежність модулів коефіцієнтів загасання поперечної механічної та електромагнітної хвиль від концентрації порового розчину для $\omega = 250 \text{ с}^{-1}$, $\alpha_{10} = 0.29, 0.30, 0.31$ (криві 1, 2, 3). Спостерігаємо, що модуль коефіцієнта загасання поперечної механічної хвилі дещо зменшується зі збільшенням концентрації. Більш вагомо зі збільшенням концентрації росте модуль коефіцієнта загасання електромагнітної хвилі. Фазова швидкість механічної хвилі практично не залежить від

концентрації, тоді як фазова швидкість електромагнітної хвилі швидко зростає.

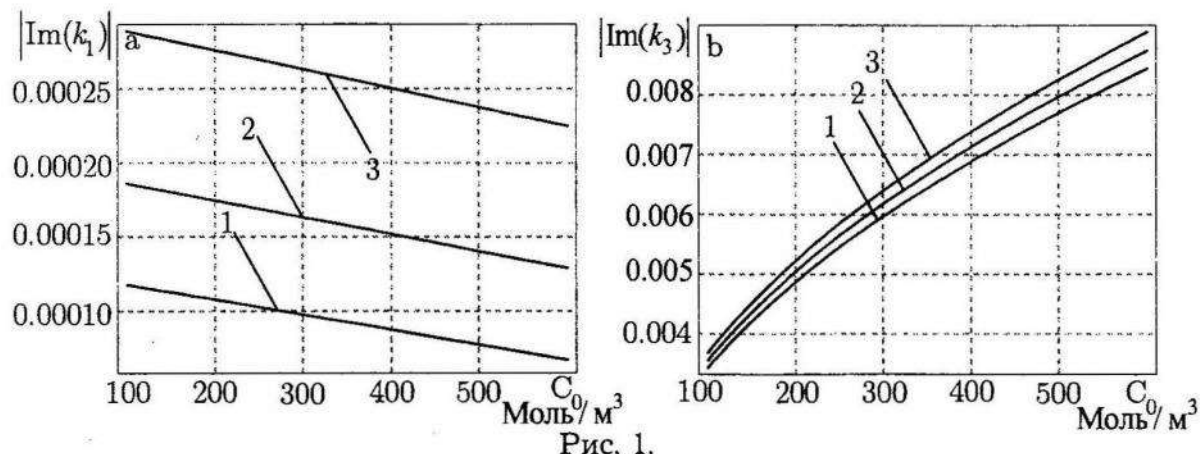


Рис. 1.

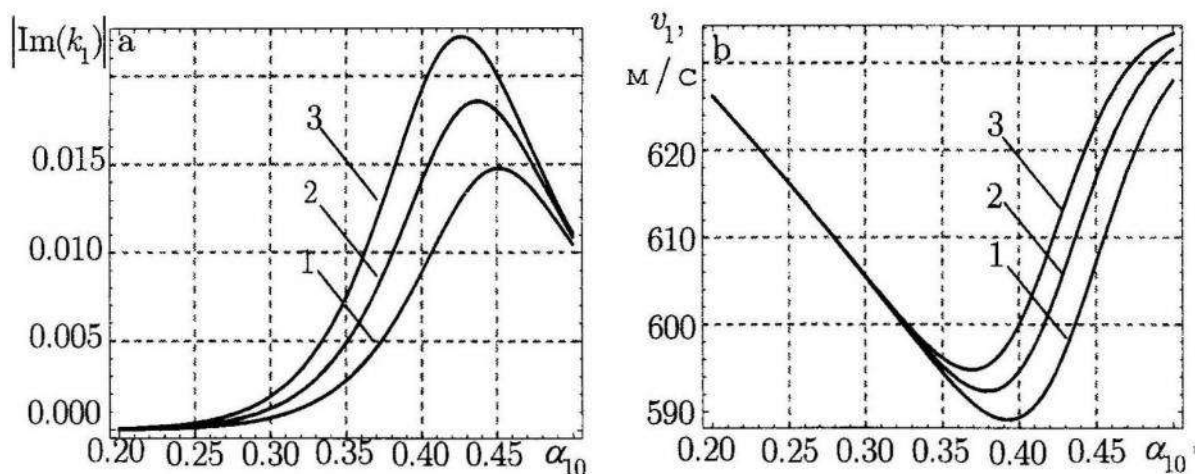


Рис. 2.

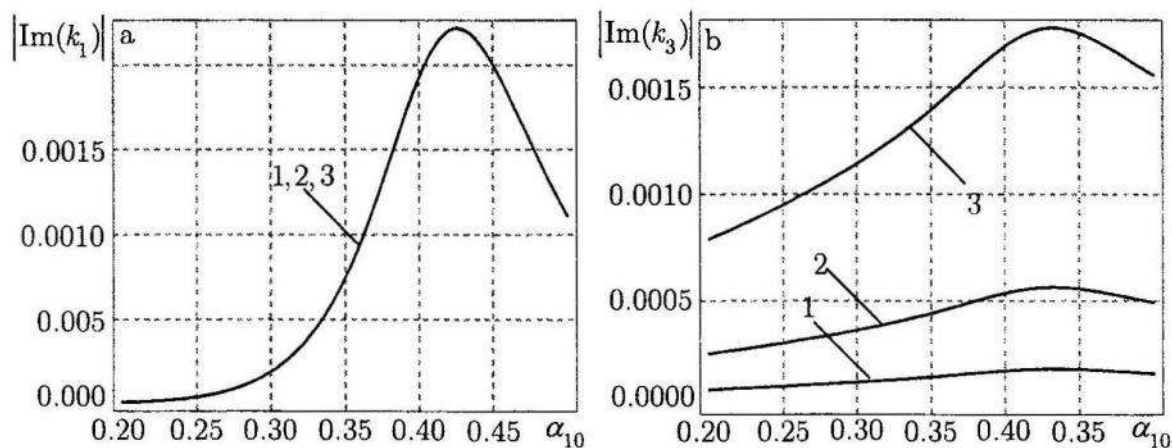


Рис. 3

На рис. 2 зображено залежності модулів коефіцієнтів загасання $|\text{Im}(k_1)|$ та фазової швидкості v_1 від коефіцієнта пористості середовища для $C_0 = 50$ моль / м³ та $\omega = 150, 200, 250$ с⁻¹. Бачимо, що графік цієї залежності має мінімум, положення якого змінюється з частотою.

На рис. 3 показано залежності модулів коефіцієнтів загасання $|\text{Im}(k_1)|$ та $|\text{Im}(k_3)|$ від коефіцієнта пористості середовища для $\omega = 250$ с⁻¹ та $C_0 = 0.1; 1; 10$ моль / м³ (криві 1, 2, 3). Бачимо, що ці залежності мають максимум в області $\alpha_{10} \in [0.1, 0.45]$. Коефіцієнт загасання електромагнітної

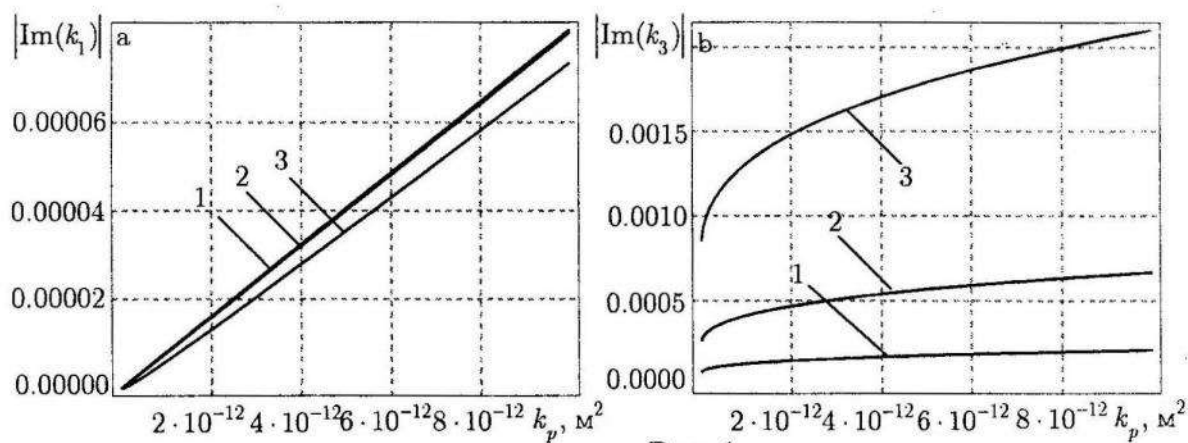


Рис. 4

хвилі залежить від концентрації розчину в усій розглянутій області зміни параметра пористості електроліту. Для механічної хвилі залежність суттєва для пористості в області $\alpha_{10} \in [0.2, 0.35]$, що зображена на рис. 1. Масштаб рис. 3 нівелює цю залежність.

На рис. 4 зображено залежності модулів коефіцієнтів загасання хвиль від коефіцієнта проникності середовища для $\omega = 250$ с⁻¹, $C_0 = 0.1; 1; 10$ моль / м³ (криві 1, 2, 3). Спостерігаємо, що коефіцієнти загасання обох хвиль збільшуються зі збільшенням k_p . Залежність коефіцієнтів загасання від концентрацій протилежна.

Висновки. На підставі рівнянь електромагнітної механіки пористого насиченого середовища у зовнішньому постійному електричному полі довільного напрямку проведено дослідження параметрів поперечних механоелектромагнітних хвиль від напруженості зовнішнього електричного поля, електрокінетичної активності середовища (концентрації порового розчину), пористості та проникності пористого середовища. З'ясовано, що для прийнятих у практиці геофізичних досліджень електричних полів їхнім впливом на поперечну механічну хвилю можна знехтувати.

Коефіцієнти загасання механічної та електромагнітної хвиль суттєво залежать від електрокінетичної активності середовища (концентрації розчину), коефіцієнтів пористості та проникності. Їхня залежність від коефіцієнта пористості має екстремальний характер. Коефіцієнт загасання механічної хвилі чутливий до концентрації порового розчину при низьких пористостях ($\alpha_{10} \in [0.2, 0.35]$). Для пористостей $\alpha_{10} \in [0.4, 0.5]$ його залежність від концентрації несуттєва. Фазова швидкість механічної хвилі практично не залежить від електрокінетичної активності середовища.

Досліджені залежності можуть становити інтерес, зокрема, для практики геофізичних досліджень.

Список використаної літератури

1. Подбережний М. Ю. Особенности взаимодействия многофазных микроструктурированных сред с акустическими и электрическими полями. – Автореферат дис. ... канд. физ.-мат. наук./ Подбережний М. Ю. – Новосибирск, 2009.
2. Светов Б. С. К теоретическому обоснованию сейсмoeлектрического метода геофизической разведки / Б. С. Светов // Геофизика. – 2000. – № 1. – С. 28-39.
3. Кобранова В. Н. Петрофизика. / В. Н. Кобранова – М. : Недра, 1986.
4. Основы сейсмoeлектроразведки / О. А. Потапов, С. А. Лизун, В. Ф. Кондрат и др. – М. : Недра, 1995.
5. Способ геофизической разведки. А. с. 1045190 СССР МКИ G 01 V 3/08 / Д. Н. Лящук, А. И. Бойко, В. Н. Бойко, Н. Н. Фрейк (СССР). – № 3371404/18-85; Заяв. 23.12.81; Опубл. 25.06.1983. Бюл. № 36.
6. Кондрат В. Ф. Вплив зовнішнього електричного поля на параметри механічних хвиль сейсмічних частот у пористих насичених тілах / В. Ф. Кондрат, С. Р. Твардовська // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2009. – Вип. 10. – С. 56-65.
7. Фізико-математичне моделювання складних систем / Я. Й. Бурак, Є. Я. Чапля, Т. С. Нагірний та ін.; під ред. Я. Й. Бурака, Є. Я. Чаплі. – Львів : СПОЛОМ, 2004.
8. Garambois S. Seismoelectric Wave Conversion in Porous Media: Field Measurements and Transfer Function Analysis / S. Garambois, M. Dietrich // Geophysics. – 2001. – Vol. 66, No 5. – P. 1417-1430.
9. Pride S. Electrostatic Wave Properties / S. Pride, M. Haartsen // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1996. – Vol. 100, No 3. – P. 1301-1315.

10. Электросейсмическая активность рыхлых пористых горных пород. / В.А. Куликов, А.К. Манштейн, Б.С. Нефедкин и др. // Труды школы – семинара "Физика нефтяного пласта" 20-24 мая 2002. – С. 95-101.
11. Гачкевич О. Р. Розрахунок ефективних електрофізичних характеристик зволожених пористих матеріалів/ О. Р. Гачкевич, Р. Ф. Терлецький, Т. В. Голубець // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2009. – Т. 52, №1. – С. 159-171.
12. Добрынин В. М. Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. / В. М. Добрынин – М. : Недра, 1970.

ПОПЕРЕЧНАЯ МЕХАНОЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА В ПОРИСТОЙ НАСЫЩЕННОЙ СРЕДЕ ВО ВНЕШНЕМ ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

София ТВАРДОВСКАЯ

*Центр математического моделирования Института прикладных
проблем механики и математики им. Я. С. Пидстригача НАН Украины,
ул. Дж. Дудаева, 15 79005 Львов, Украина*

На основании системы линеаризованных уравнений электромагнитной механики пористой насыщенной раствором электролита среды во внешнем постоянном электрическом поле проведено исследование параметров плоской поперечной механоэлектромагнитной волны. Получено и проанализировано соответствующее дисперсионное уравнение. Установлено в частности, что для практики геофизических исследований влияние электрического поля на поперечные волны является несущественным. Электрокинетическая активность среды (концентрация порового раствора) может существенно влиять на коэффициенты затухания поперечной механической и параметры электромагнитной волны. Представлены результаты количественных исследований.

Ключевые слова: поперечная волна, механоэлектромагнитная волна, пористая насыщенная среда.

**THE TRANSVERSAL MECHANOELECTROMAGNETIC WAVES IN
POROUS ENVIRONMENT SATURATED BY ELECTROLYTE
SOLUTION IN THE EXTERNAL CONSTANT ELECTRIC FIELD****Sofiya TVARDOVSKA***Center of Mathematical Modeling of Pidstryhach Institute for Applied
Problems of Mechanics and Mathematics ,
D. Dudayeva Str., 15 79005 L'viv, Ukraine*

The investigation of a transverse mechanoelectromagnetic waves, depending on the characteristics of fields and environments are made on the basis of linearized equations of electromagnetic mechanics of saturated porous electrolyte solution in the external environment of constant electric field depending on characteristics of electric field and medium. The corresponding dispersion equation is obtained and analyzed. It was established that for the practice of geophysics research an electric field in transverse waves is negligible. The electrokinetic activity of environment can substantially influence the damping coefficients of transverse mechanical waves and parameters of electromagnetic waves. The results of quantitative research are presented.

Key words: transversal waves, mechanoelectromagnetic waves, porous saturated medium.

Стаття надійшла до редколегії 21.12.2011

Прийнята до друку 31.05.2012