

## Перетворення механоелектромагнітних хвиль на межі поділу пористих середовищ у зовнішньому електричному полі

Софія Твардовська

Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України, вул. Наукова, 3б, Львів, 79060, e-mail: sofia.lviv@gmail.com

*Досліджено розв'язок задачі про вплив зовнішнього постійного електричного поля на параметри перетворення плоских механоелектромагнітних хвиль на межі контакту пористих півбезмежних тіл. Розглянуто випадок падіння на границю контакту хвилі першого роду в поздовжньому електричному полі. Дія зовнішнього електричного поля змінює як інтенсивності генерації хвиль другого роду, так і коефіцієнти відбивання та проходження хвилі першого роду. Показано, зокрема, що електричне поле може спричиняти збільшення коефіцієнта відбивання хвилі першого роду, що важливо для електросейсмічних досліджень земної кори.*

**Ключові слова:** електромагнітна механіка пористих тіл, постійне електричне поле, поздовжні хвилі, перетворення хвиль.

**Вступ.** Експериментальним шляхом встановлено, що зовнішнє постійне електричне поле може сприяти підвищенню інформативності сейсмічних досліджень земної кори [1]. Теоретичні дослідження такого впливу підсумовані в монографії [2]. Такі дослідження базувалися на системі рівнянь електромагнітної механіки пористих насичених тіл, отриманої за додаткових обмежень на вектори електромагнітного поля. Це обмежило область використання отриманих результатів. У праці [3] розвинуто теорію механоелектромагнітних процесів у пористих насичених тілах без таких обмежень. На цій основі у статті [4] показано, що для сейсмічних частот зовнішнє електричне поле може вагомо впливати на загасання хвилі першого роду. У цій роботі вивчаємо вплив зовнішнього поздовжнього електричного поля на перетворення хвиль на межі контакту пористих середовищ за нормального падіння механоелектромагнітної хвилі першого роду.

### Формулювання задачі

Розглянемо віднесені до декартової системи координат  $(x, y, z)$  два півбезмежних тіла, які контактують між собою. Пористі тіла, що займають області  $x < 0$  і  $x > 0$ , статистично однорідні й ізотропні. Пористість відкрита. Пори тіл заповнені водним розчином електроліту. В тілі зовнішніми джерелами створене постійне електричне поле, напрямлене вздовж осі  $Ox$ . Напруженість поля у першому тілі

дорівнює  $E_0$ . На границю контакту збоку першого тіла падає механоелектромагнітна хвиля першого роду з амплітудою  $u_a$  на поверхні  $x = 0$ . Ключові рівняння електромагнітної механіки пористого тіла у лінеаризованому наближенні в цьому випадку можна записати у вигляді [4]

$$\begin{aligned}
 & \alpha_0^{(n1)} \rho_0^{(n1)} \frac{\partial^2 u^{(n1)}}{\partial t^2} = \frac{(\alpha_0^{(n1)})^2}{\beta^{(n)}} \frac{\partial^2 u^{(n1)}}{\partial x^2} + \frac{\alpha_0^{(n1)} \alpha_0^{(n2)} (1 - v_f^{(n)})}{\beta^{(n)}} \frac{\partial^2 u^{(n2)}}{\partial x^2} + \\
 & + A^{(n)} \left( \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial t} - \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial t} \right) + \rho_{12}^{(n)} \left( \frac{\partial^2 u^{(n2)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u^{(n1)}}{\partial t^2} \right) + \alpha_0^{(n1)} f_{E0}^{(n1)} \rho_{e0}^{(n1)} E^{(n)} + \\
 & + \alpha_0^{(n1)} \varepsilon^{(n1)} \left( f_{E0}^{(n1)} \right)^2 E_0^{(n)} \frac{\partial E^{(n)}}{\partial x} + \alpha_0^{(n1)} \chi^{(n1)} \left( f_{E0}^{(n1)} \right)^2 E_0^{(n)} \frac{\partial E^{(n)}}{\partial x}, \\
 & \alpha_0^{(n2)} \rho_0^{(n2)} \frac{\partial^2 u^{(n2)}}{\partial t^2} = \alpha_0^{(n2)} \left[ \left( \beta^{(n)} \right)^{-1} \alpha_0^{(n2)} (1 - v_f^{(n)}) + \right. \\
 & + \left. \left( 1 - \alpha_0^{(n1)} \beta^{(n1)} \left( \beta^{(n)} \right)^{-1} \right) T_{0xx}^{(n)} \right] \frac{\partial^2 u^{(n1)}}{\partial x^2} + \\
 & + \alpha_0^{(n2)} \left\{ \left[ K_f^{(n)} + \frac{1}{3} G_f^{(n)} - \left( \beta^{(n)} \right)^{-1} \alpha_0^{(n2)} (1 - v_f^{(n)})^2 \right] - \right. \\
 & - \left. \alpha_0^{(n1)} (1 - v_f^{(n)}) T_{0xx}^{(n)} \right\} \frac{\partial^2 u^{(n2)}}{\partial x^2} + \\
 & + \alpha_0^{(n2)} G_f^{(n)} \frac{\partial^2 u^{(n2)}}{\partial x^2} - A^{(n)} \left( \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial t} - \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial t} \right) - \rho_{12}^{(n)} \left( \frac{\partial^2 u^{(n1)}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u^{(n2)}}{\partial t^2} \right) + \\
 & + \left[ \alpha_0^{(n2)} f_{E0}^{(n2)} \rho_{e0}^{(n2)} + D_{0S}^{(n)} s_{12}^{(n)} \left( f_{E0}^{(n2)} - f_{E0}^{(n1)} \right) \right] E^{(n)} + \\
 & + \alpha_0^{(n1)} \varepsilon^{(n1)} \left( f_{E0}^{(n1)} \right)^2 E_0^{(n)} \frac{\partial E^{(n)}}{\partial x} + \alpha_0^{(n1)} \chi^{(n2)} \left( f_{E0}^{(n2)} \right)^2 E_0^{(n)} \frac{\partial E^{(n)}}{\partial x}, \\
 & \sigma_{e0}^{(n)} E^{(n)} + \varepsilon^{(n)} \frac{\partial E^{(n)}}{\partial t} + \alpha_0^{(n1)} \gamma^{(n1)} \rho_{e0}^{(n)} \left( \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial t} - \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial t} \right) - \\
 & - \frac{\alpha_0^{(n1)} \alpha_0^{(n2)} v_f^{(n)} \gamma_{\sigma}^{(n)} \sigma_{e0}^{(n)}}{\beta^{(n)}} E_0^{(n)} \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial x} + \\
 & + \alpha_0^{(n2)} \gamma_{\sigma}^{(n)} \sigma_{e0}^{(n)} \left[ K_f^{(n)} - \frac{\alpha_0^{(n2)} v_f^{(n)} (1 - v_f^{(n)})}{\beta^{(n)}} \right] E_0^{(n)} \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial x} = 0. \tag{1}
 \end{aligned}$$

У рівняннях (1) внутрішній верхній індекс  $n = 1$  відповідає півпростору  $x < 0$ , а  $n = 2$  —  $x > 0$ ; зовнішній верхній індекс  $j = 1$  відповідає поровій рідині, а  $j = 2$  — скелету,  $u^{(nj)}$  —  $x$ -компонента вектора переміщення в  $n$ -му тілі  $j$ -ій фази;  $E^{(n)}$  —

$x$ -складник вектора напруженості електричного поля в  $n$ -му тілі,  $E_0^{(1)} = E_0$ ,  $E_0^{(2)} = E_0 \sigma_{e0}^{(2)} / \sigma_{e0}^{(1)}$ ;  $\alpha_0^{(n1)}$  — вихідне значення пористості,  $\alpha_0^{(n2)} = 1 - \alpha_0^{(n1)}$ ,  $\rho_0^{(nj)}$  — вихідні значення густини маси фаз;  $\nu_f^{(n)}$  — зцементованість;  $\beta^{(n)} = \alpha_0^{(n1)}\beta^{(n1)} + \alpha_0^{(n2)}\beta^{(n2)}$ ,  $\beta^{(nj)}$  — стисливість фаз;  $A^{(n)} = \alpha_0^{(n1)}\eta^{(n)} / k_p^{(n)}$ ,  $\eta^{(n)}$  — коефіцієнт в'язкості рідини,  $k_p^{(n)}$  — коефіцієнт проникності середовища;  $\rho_{12}^{(n)}$  — параметр приєднаної маси;  $K_f^{(n)}$  і  $G_f^{(n)}$  — ефективний модуль стиску і зсуву середовищ;  $\rho_{e0}^{(n1)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon^{(n1)}C_0^{(n)}\alpha_0^{(n1)}}{f^{(n)}RTk_p^{(n)}}} \frac{zF_f\phi_1^{(n)}}{T_f^{(n)}}$ ,  $\rho_{e0}^{(n2)} = -\frac{\alpha_0^{(n1)}}{\alpha_0^{(n2)}}\rho_{e0}^{(n1)}$ ,  $C_0^{(n)}$  — концентрація електроліту,  $\phi_1^{(n)}$  — потенціал поверхні найбільшого наближення іонів [5],  $T$  — абсолютна температура,  $R$  — газова стала,  $F_f$  — стала Фарадея,  $f^{(n)}$  — параметр форми пор,  $T_f^{(n)}$  — звивистість,  $z$ -валентність іонів;  $f_{E0}^{(nj)} = \frac{\varepsilon^{(n)} - \varepsilon^{(n,3-j)}}{\alpha_{10}^{(nj)}(\varepsilon_0^{(nj)} - \varepsilon^{(n,3-j)})}$ ,  $\varepsilon^{(n)}$ ,  $\varepsilon_j^{(n)}$ , ( $j=1,2$ ) — абсолютні діелектричні проникності середовища та фаз;  $\chi^{(nj)}$  — електрична сприйнятливість середовищ;  $\gamma_\sigma^{(n)}$  — параметр, який характеризує залежність електропровідності від першого інваріанта тензора ефективних напружень  $\hat{\sigma}_f^{(n)}$ ,  $\sigma_{e0}^{(n)}$  — коефіцієнт електропровідності середовища за відсутності механічних напружень;  $D_{0S}^{(n)}$  — значення індукції електричного поля на поверхні у вихідній ситуації;  $s_{12}^{(n)}$  — питома поверхня контакту фаз;  $\gamma^{(n)}$  — параметр, який характеризує відмінності між середніми швидкостями руху рідини та електричного заряду в порах;  $T_{0xx}^{(n)} = \frac{1}{2} \left[ \varepsilon^{(n2)} (f_{E0}^{(n2)})^2 - \varepsilon^{(n1)} (f_{E0}^{(n1)})^2 \right] (E_0^{(n)})^2$ .

Умови спряження для досліджуваних полів на поверхні  $x=0$  включають умови неперервності перетоків рідини, переміщень твердої фази, нормальних складників сумарних зусиль, а також тисків у рідині. Виражені через ключові функції  $u^{(nj)}$ ,  $E^{(n)}$  ( $n=1,2$ ;  $j=1,2$ ) лінеаризовані умови на поверхні  $x=0$  мають вигляд

$$\alpha_0^{(11)}u^{(11)} = \alpha_0^{(21)}u^{(21)}; \quad (2)$$

$$u^{(12)} = u^{(22)}; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \sigma_{fxx}^{(1)} - P^{(11)} + \alpha_0^{(11)}T_{xx}^{(11)} + \alpha_0^{(12)}T_{xx}^{(12)} + \alpha_1^{(11)}(T_{0xx}^{(11)} - T_{0xx}^{(12)}) = \\ & = \sigma_{fxx}^{(2)} - P^{(21)} + \alpha_0^{(21)}T_{xx}^{(21)} + \alpha_0^{(22)}T_{xx}^{(22)} + \alpha_1^{(21)}(T_{0xx}^{(21)} - T_{0xx}^{(22)}); \end{aligned} \quad (4)$$

$$-P^{(11)} + T_{xx}^{(11)} = -P^{(21)} + T_{xx}^{(21)}, \quad (5)$$

де

$$\begin{aligned} \sigma_{fx}^{(n)} &= \alpha_0^{(n2)} \left[ K_f^{(n)} - \frac{\alpha_0^{(n2)} v_f^{(n)} (1 - v_f^{(n)})}{\beta^{(n)}} \right] \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial x} - \frac{\alpha_0^{(n1)} v_f^{(n)}}{\beta^{(n)}} \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial x}, \\ P^{(n1)} &= -\frac{1}{\beta^{(n)}} \left[ \alpha_0^{(n1)} \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial x} + \alpha_0^{(n2)} (1 - v_f^{(n)}) \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial x} \right], \\ \alpha_1^{(n1)} &= \frac{\alpha_0^{(n1)} \alpha_0^{(n2)}}{\beta^{(n)}} (1 - v_f^{(n)}) \left( \beta^{(n1)} \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial x} - \beta^{(n2)} \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial x} \right), \quad \alpha_2^{(n1)} = -\alpha_1^{(n1)}, \\ T_{xx}^{(nj)} &= \varepsilon^{(nj)} \frac{\sigma_{e0}^{(1)}}{\sigma_{e0}^{(n)}} \left[ \left( f_{E0}^{(nj)} \right)^2 E_0 E^{(n)} + f_{E0}^{(nj)} f_E^{(nj)} \frac{\sigma_{e0}^{(1)}}{\sigma_{e0}^{(n)}} E_0^2 \right], \\ E^{(n)} &= -\gamma_\sigma^{(n)} \alpha_0^{(n2)} E_0^{(n)} \left[ K_f^{(n)} - \frac{v_f^{(n)} \alpha_0^{(n2)} (1 - v_f^{(n)})}{\beta^{(n)}} \right] \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial x} + \\ &+ \alpha_0^{(n1)} \alpha_0^{(n2)} \gamma_\sigma^{(n)} \frac{v_f^{(n)}}{\beta^{(n)}} E_0^{(n)} \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial x} - \frac{\alpha_0^{(n1)} \gamma^{(n1)} \rho_{e0}^{(n)}}{\sigma_{e0}^{(n)}} \left( \frac{\partial u^{(n1)}}{\partial t} - \frac{\partial u^{(n2)}}{\partial t} \right), \\ f_E^{(nj)} &= f_{E0}^{(nj)} \frac{\alpha_1^{(nj)}}{\alpha_0^{(nj)}} \quad (n=1,2; j=1,2). \end{aligned}$$

Розв'язок задачі (1)-(5) шукаємо у вигляді плоскої хвилі

$$f^{(n)}(x,t) \sim e^{-ik^{(n)}x + i\omega t},$$

де  $f^{(n)}(x,t)$  — довільна шукана функція,  $k^{(n)}$  — хвильові числа,  $\omega$  — циклічна частота,  $n = 1, 2$ .

Розв'язок відповідного дисперсійного рівняння знайдено у праці [4]. Згідно цих результатів, у тілах поширюються два типи механоелектромагнітних хвиль — першого та другого роду. Хвиля першого роду, яка падає на поверхню  $x = 0$ , частково відбивається від цієї поверхні, а частково проходить у друге тіло. Окрім того, від цієї поверхні у першому та другому тілах поширюються хвилі другого роду, збуджені падаючою хвилею. Таким чином, у першому тілі поширюються три хвилі: падаюча та відбита хвилі першого роду і генерована хвиля другого роду. У другому тілі від поверхні  $x = 0$  вглиб тіла поширюються дві хвилі — хвиля першого роду та генерована другого роду. Тому шукані функції задачі (1)-(5) запишемо у вигляді

$$\begin{aligned} f^{(1)}(x,t) &= \left[ f_2^{(1)} e^{-ik_1^{(1)}x} + f_3^{(1)} e^{-ik_2^{(1)}x} + f_4^{(1)} e^{-ik_4^{(1)}x} \right] e^{i\omega t}, \\ f^{(2)}(x,t) &= \left[ f_1^{(2)} e^{-ik_1^{(2)}x} + f_3^{(1)} e^{-ik_3^{(2)}x} \right] e^{i\omega t}, \end{aligned}$$

де  $f_p^{(1)} = (u_p^{(1)}, u_p^{(2)}, E_p^{(1)})$ ,  $p = \overline{2,4}$ ,  $f_l^{(2)} = (u_l^{(1)}, u_l^{(2)}, E_l^{(2)})$ ,  $l = 1,3$  — амплітуди хвиль, які визначаються з контактних умов (2)-(5);  $k_2^{(1)}$  і  $k_1^{(2)}$  — хвильові числа хвилі другого роду у першому і другому тілах;  $k_3^{(1)}$ ,  $k_4^{(1)}$  і  $k_3^{(2)}$  — хвильові числа хвиль першого роду в першому та другому середовищах. Верхній індекс вказує номер середовища, нижній — тип хвилі та напрям поширення: індекси 1, 2 відповідають хвилі другого роду, 3, 4, — хвилі першого роду; індекси 1, 3 відповідають хвилям, які поширюються в позитивному, а 2, 4 — від'ємному напрямку осі  $Ox$ .

Із рівнянь (1) випливає зв'язок між амплітудами  $u_p^{(11)}$ ,  $u_p^{(12)}$ ,  $E_p^{(1)}$  та  $u_l^{(21)}$ ,  $u_l^{(22)}$ ,  $E_l^{(2)}$  ( $p = \overline{2,4}$ ,  $l = 1,3$ )

$$u_s^{(n1)} = a_s^{(n)} u_s^{(n2)}, \quad E^{(n)} = b_s^{(n)} u_s^{(n2)},$$

де  $a_s^{(n)} = a_s^{(n1)} / a_s^{(n2)}$ ,  $s = p = \overline{2,4}$  для  $n = 1$  і  $s = l = 1,3$  для  $n = 2$

$$a_s^{(n1)} = r_{10}^{(n)} - \varepsilon_m^{(n1)} - i \frac{\omega_V}{\omega} \left( 1 + \frac{g_e^{(n)}}{1 + i \omega / \omega_r^{(n)}} \right) - \left( \alpha_0^{(n1)} \xi_s^{(n)} \right)^2 \Lambda_\beta^{(n)} -$$

$$- \xi_s^{(n)} \frac{\alpha_0^{(n1)} \omega_E^{(n)}}{\omega (1 + i \omega / \omega_r^{(n)})} \left( i \kappa_\sigma^{(n)} v_f^{(n)} \Lambda_\beta^{(n)} + \gamma^{(n1)} f_{E0}^{(n1)} \frac{\omega}{\omega_r^{(n1)}} \right),$$

$$a_s^{(n2)} = \varepsilon_m^{(n1)} + i \frac{\omega_V}{\omega} \left( 1 + \frac{g_e}{1 + i \omega / \omega_r^{(n)}} \right) - \left( \xi_s^{(n)} \right)^2 \alpha_0^{(n1)} \alpha_0^{(n2)} (1 - v_f^{(n)}) \Lambda_\beta^{(n)} +$$

$$+ \xi_s^{(n)} \frac{\omega_E^{(n)}}{\omega (1 + i \omega / \omega_r^{(n)})} \left\{ i \kappa_\sigma^{(n)} \left[ \Lambda_K^{(n)} - \alpha_0^{(n2)} v_f^{(n)} (1 - v_f^{(n)}) \Lambda_\beta^{(n)} \right] + \alpha_0^{(n1)} \gamma^{(n1)} f_{E0}^{(n1)} \frac{\omega}{\omega_r^{(n1)}} \right\},$$

$$b_s^{(n)} = \frac{i \omega \rho_{e0}^{(n)}}{\sigma_{e0}^{(n)}} \left\{ \xi_s^{(n)} \kappa_\sigma \kappa_{E0} \left[ -\Lambda_K - \alpha_0^{(n2)} v_f^{(n)} (1 - v_f^{(n)}) \Lambda_\beta \right] - \right.$$

$$\left. - a_s^{(n)} \alpha_0^{(n1)} v_f^{(n)} \Lambda_\beta^{(n)} + \alpha_0^{(n1)} \gamma_1^{(n)} (1 - a_s^{(n)}) \right\},$$

$$r_0^{(n1)} = \frac{\rho_0^{(n1)}}{\rho_0^{(n)}}, \quad \rho_0^{(n)} = \alpha_0^{(n1)} \rho_0^{(n1)} + \alpha_0^{(n2)} \rho_0^{(n2)}, \quad \varepsilon_m^{(n1)} = \frac{\rho_{12}^{(n)}}{\rho_0^{(n)}}, \quad \omega_V^{(n)} = \frac{A^{(n)}}{\rho_0^{(n)}},$$

$$g_e^{(n)} = \frac{\gamma_1^{(n)} f_{E0}^{(n1)} \left( \alpha_0^{(n1)} \rho_{e0}^{(n)} \right)^2}{\sigma_{e0}^{(n)} A^{(n)}}, \quad \omega_r^{(n)} = \frac{\sigma_{e0}^{(n)}}{\varepsilon^{(n)}}, \quad \Lambda_\beta^{(n)} = \left( \rho_0^{(n)} \left( v_0^{(n)} \right)^2 \beta^{(n)} \right)^{-1},$$

$$\Lambda_K^{(n)} = \frac{K_f^{(n)}}{\rho_0^{(n)} \left( v_0^{(n)} \right)^2}, \quad \omega_E^{(n)} = \omega_V^{(n)} g_e^{(n)}, \quad \kappa_\sigma^{(n)} = \gamma_\sigma^{(n)} \rho_0^{(n)} \left( v_0^{(n)} \right)^2 \quad (n = 1, 2; j = 1, 2),$$

$\xi_s^{(n)} = \frac{v_0^{(n)}}{\omega} k_s^{(n)}$  ( $s = \overline{2,4}$  для  $n=1$  і  $s=1,3$  для  $n=2$ ). Тоді задача для визначення амплітуд хвиль на основі (2)-(5) зводиться до розв'язування рівняння  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{X} = (u_2^{(12)}, u_4^{(12)}, u_1^{(22)}, u_3^{(22)})^T$ ,  $\mathbf{b} = (b_1, b_2, b_3, b_4)^T$ . Компоненти  $b_r$  ( $r = \overline{1,4}$ ) пропорційні відомій амплітуді  $u_3^{(12)}$  хвилі, що падає на поверхню  $x=0$ ,  $a_{ij}$  ( $i = \overline{1,4}; j = \overline{1,4}$ ) — компоненти матриці  $\mathbf{A}$  визначаються через характеристики матеріалів, частоту та напруженість постійного електричного поля згідно умов (2)-(5) на поверхні контакту фаз. У зв'язку з громісткістю відповідні вирази тут записувати не будемо.

Аналіз розв'язку рівняння  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{b}$  показує, що зовнішнє електричне поле впливає як на відбивання — проходження хвилі першого роду, так і на генерацію хвилі другого роду. Розглянуто випадки контрастних і неконтрастних середовищ. Приймали, що контрастні середовища відрізняються механічними, електричними та структурними характеристиками, неконтрастні — лише концентрацією насичуючого розчину. Дослідження показали, що характер впливу електричного поля на коефіцієнти перетворення хвиль істотно залежить від співвідношення між характеристиками середовища, які контактують. На рис. 1, 2 показані результати аналізу коефіцієнтів  $\Pi\Sigma_{32}^{(1)} = \Sigma_2^{(1)} / \Sigma_3^{(1)}$  та  $\Pi\Sigma_{31}^{(2)} = \Sigma_1^{(2)} / \Sigma_3^{(1)}$  генерації хвилі другого роду в перше та друге середовище відповідно, і коефіцієнтів відбивання  $\Pi\Sigma_{34}^{(1)} = \Sigma_4^{(1)} / \Sigma_3^{(1)}$  та проходження  $\Pi\Sigma_{33}^{(2)} = \Sigma_3^{(2)} / \Sigma_3^{(1)}$  хвилі першого роду відносно повного зусилля  $\Sigma_s^{(n)} = \sigma_{fxxs}^{(n)} - P_s^{(n1)} + \alpha_0^{(n1)} T_{xxs}^{(n1)} + \alpha_0^{(n2)} T_{xxs}^{(n2)} + (T_{0xx}^{(n1)} - T_{0xx}^{(n2)}) \alpha_{1s}^{(n1)}$  на границі для неконтрастних середовищ. На рис. 3, 4 показані результати аналізу відносних коефіцієнтів  $\Pi U_{32}^{(12R)} = \Pi U_{32}^{(12)}(E_0) / \Pi U_{32}^{(12)}(0)$  і  $\Pi U_{31}^{(22R)} = \Pi U_{31}^{(22)}(E_0) / \Pi U_{31}^{(22)}(0)$  генерації хвилі другого роду в перше та друге середовище відповідно, і коефіцієнтів  $\Pi U_{34}^{(12R)} = \Pi U_{34}^{(12)}(E_0) / \Pi U_{34}^{(12)}(0)$  відбивання та проходження  $\Pi U_{33}^{(22R)} = \Pi U_{33}^{(22)}(E_0) / \Pi U_{33}^{(22)}(0)$  хвилі першого роду відносно переміщення твердої фази.

Для неконтрастних середовищ характеристики взяті рівними ( $n=1,2$ )

$$\rho_0^{(n1)} = 10^3 \text{ кг/м}^3, \rho_0^{(n2)} = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \eta^{(n1)} = 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}, \beta^{(n1)} = 4,4 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}, \beta^{(n2)} = 1,0 \times 10^{-11} \text{ Па}^{-1}, G_f^{(n)} = 8 \cdot 10^9 \text{ Па}, K_f^{(n)} = 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \gamma(n) = 0,9, \nu_f^{(n)} = 0,5, \rho_{12}^{(n)} = 10^2 \text{ кг/м}^3, \alpha_0^{(n1)} = 0,25, k_p^{(n)} = 10^{-12} \text{ м}^2, \gamma_\sigma^{(n)} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}, \varepsilon^{(n)} = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}, \varepsilon^{(n1)} = 7,2 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}, \varepsilon^{(n2)} = 5,3 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}, \mu^{(n)} = 1,56 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}, \sigma_{e0}^{(n)} = 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}; 0,25 \cdot \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}, \rho_{e0}^{(n1)} = 10^3 \text{ Кл/м}^3; 5 \cdot 10^3 \text{ Кл/м}^3.$$

$$\text{Для контрастних середовищ взято } (n=1,2) \rho_0^{(n1)} = 10^3 \text{ кг/м}^3, \rho_0^{(n2)} = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \eta^{(n1)} = 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}, \beta^{(n1)} = 4,4 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}, \beta^{(n2)} = 2,8 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}, G_f^{(n)} = 3 \cdot 10^9 \text{ Па}; 6 \cdot 10^9 \text{ Па}, K_f^{(n)} = 10^{10} \text{ Па}; 2 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \gamma_1^{(n)} = 0,9, \nu_f^{(n)} = 0,28; 0,56, \rho_{12}^{(n)} = 10^2 \text{ кг/м}^3, \alpha_0^{(n1)} = 0,3; 0,2,$$

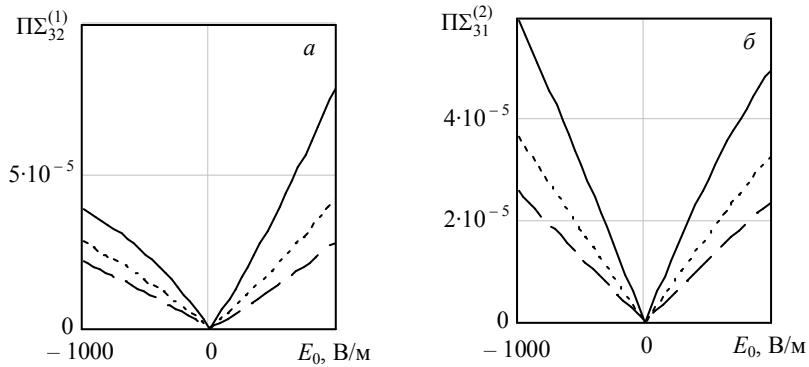


Рис. 1. Залежність коефіцієнтів генерації хвилі другого роду у першому (а) та другому (б) середовищах від напруженості зовнішнього електричного поля для частот  $\omega = 100, 300, 600 \text{ с}^{-1}$  (суцільні, пунктирні та штрихові лінії відповідно); середовища неконтрастні

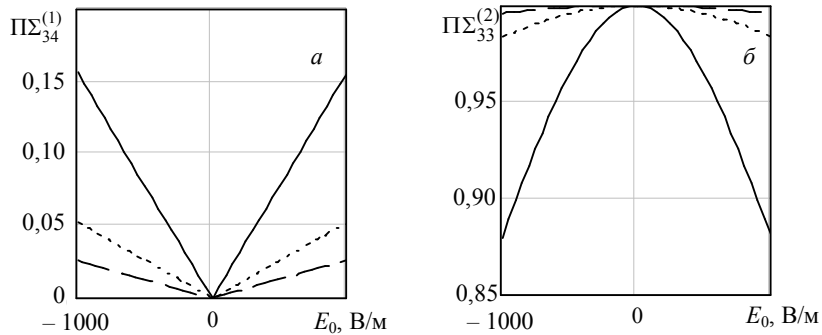


Рис. 2. Залежність коефіцієнтів відбивання (а) та проходження (б) хвилі першого роду від напруженості зовнішнього електричного поля для частот  $\omega = 100, 300, 600 \text{ с}^{-1}$  (суцільні, пунктирні та штрихові лінії відповідно); середовища неконтрастні

$$k_p^{(n)} = 10^{-12} \text{ м}^2; 10^{-13} \text{ м}^2, \gamma_\sigma^{(n)} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}; 3 \cdot 10^{-8} \text{ Па}^{-1}, \varepsilon^{(n)} = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}, \varepsilon^{(n1)} = 7,2 \times 10^{-10} \text{ Ф/м}, \varepsilon^{(n2)} = 5,3 \cdot 10^{-10} \text{ Ф/м}, \mu^{(n)} = 1,56 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}, \sigma_{e0}^{(n)} = 10^{-1} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}; 5 \cdot 10^{-3} \cdot \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}, \rho_{e0}^{(n1)} = 10^3 \text{ Кл/м}^3; 5 \cdot 10^2 \text{ Кл/м}^3.$$

Графіки на рис. 1, 2 показують, що для неконтрастних середовищ, які розглядаємо тут, електричне поле спричиняє збільшення амплітуди хвилі другого роду та коефіцієнта відбивання хвилі першого роду і зменшення коефіцієнта проходження хвилі першого роду. Вплив електричного поля може залежати від його напрямку. Кількісно цей вплив більший для нижчих сейсмічних частот. Це стосується і контрастних середовищ.

Із наведених на рис. 3 графіків бачимо, що для обраних тут контрастних середовищ зовнішнє електричне поле зменшує амплітуди генерованих хвиль другого роду. Однак, воно теж спричиняє зростання коефіцієнта відбивання та зменшення

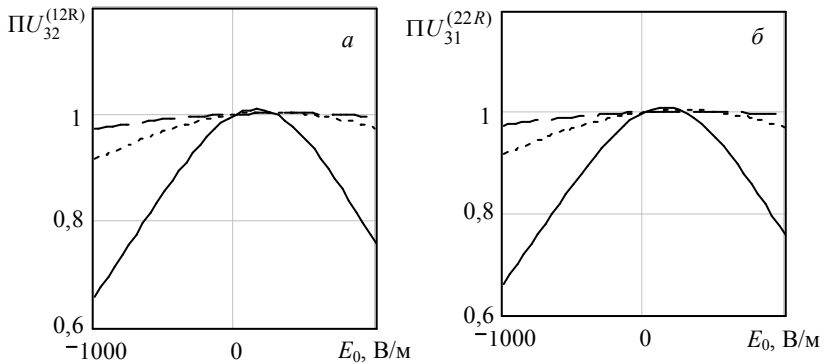


Рис. 3. Залежність коефіцієнтів генерації хвилі другого роду у першому (а) та другому (б) середовищах від напруженості зовнішнього електричного поля для частот  $\omega = 100, 300, 600 \text{ с}^{-1}$  (суцільні, пунктирні та штрихові лінії відповідно); середовища контрастні

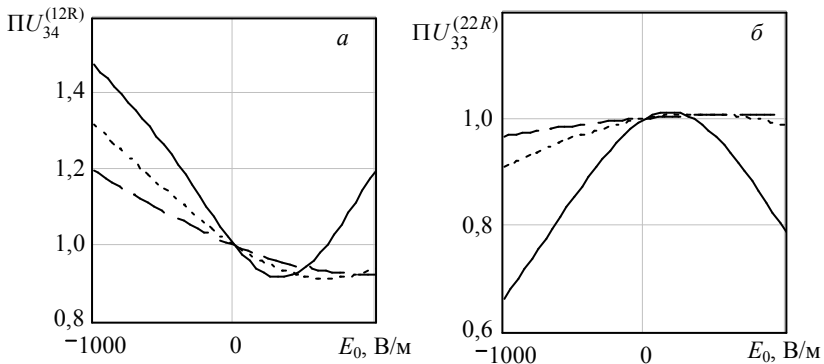


Рис. 4. Залежність коефіцієнтів відбивання (а) та проходження (б) хвилі першого роду від напруженості зовнішнього електричного поля для частот  $\omega = 100, 300, 600 \text{ с}^{-1}$  (суцільні, пунктирні та штрихові лінії відповідно); середовища контрастні

коефіцієнта проходження хвилі першого роду (рис. 4), тобто до підвищення контрастності межі контакту середовищ. Подібне підвищення контрастності границь розділу спостерігалось раніше під час сейсмоелектричних досліджень [1, 2].

**Висновки.** Досліджено розв'язок задачі електромагнітомеханіки пористого насиченого середовища про вплив зовнішнього поздовжнього постійного електричного поля на параметри перетворення плоских хвиль на межі контакту пористих середовищ за нормального падіння хвилі першого роду. Встановлено, що дія зовнішнього електричного поля впливає як на інтенсивність генерації хвилі другого роду, так і на коефіцієнти відбивання та проходження хвилі першого роду. Зокрема, електричне поле може збільшувати коефіцієнт відбивання хвилі першого роду, тобто підвищити контрастність межі поділу середовищ. Виявлені закономірності можуть бути важливими для сейсмоелектричних досліджень земної кори.



## Література

- [1] Способ геофизической разведки. А. с. 1045190 СССР МКИ G 01 V 3/08 / Д. Н. Ляцук, А. И. Бойко, В. Н. Бойко, Н. Н. Фрейк (СССР). — № 3371404/18-85; Заяв. 23.12.81; Опубл. 25.06.1983. Бюл. № 36. — 2 с.
- [2] Основы сейсмoeлектроразведки / О. А. Потапов, С. А. Лизун, В. Ф. Кондрат и др. — Москва: Недра, 1995. — 268 с.
- [3] Фізико-математичне моделювання складних систем / Я. Й. Бурак, Є. Я. Чапля, Т. С. Назірний та ін.; під ред. Я. Й. Бурака, Є. Я. Чаплі. — Львів: СПОЛІОМ, 2004. — 264 с.
- [4] 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.
- [5] Фридрихсберг, Д. А. Курс коллоидной химии / Д. А. Фридрихсберг. — Ленинград: Химия, 1974. — 352 с.

## Transformation of mechanical electromagnetic waves on the boundary contact of the porous bodies in an external electric field

Sofiya Tvardovska

*A solution for the problem above the influence of external constant electric field on the conversion options of plane waves on the boundary contact of porous solids is investigated. The case of the falling of first kind wave to the contact surface of porous bodies in longitudinal electric field is considered. As intensity of wave generation of second order as reflection and passing coefficient of first kind are caused by effect of external electric field. It is shown that the electric field can lead to increase of the coefficient of reflection of the first kind waves that important for seismo-electric researches of the Earth's crust.*

## Преобразование механоэлектромагнитных волн на границе раздела пористых сред во внешнем электрическом поле

София Твардовска

*Исследовано решение задачи о влиянии внешнего постоянного электрического поля на параметры преобразования плоских механоэлектромагнитных волн на границе контакта пористых полубесконечных тел. Рассмотрен случай падения на границу контакта волны первого рода в продольном электрическом поле. Действие внешнего электрического поля изменяет как интенсивность генерации волны второго рода, так и коэффициенты отражения и прохождения волны первого рода. Показано, в частности, что поле может приводить к увеличению коэффициента отражения волны первого рода, что важно для электросейсмических исследований земной коры.*

Представлено професором В. Чекуріним

Отримано 04.02.10