

ціонально було б доповнити вивченням діелектричної проникності, тангенса кута діелектричних втрат порід-колекторів, оцінити інформативність геоелектричних параметрів, що контролюють зміни електричного опору сухих екстрагованих зразків з часом при пропусканні постійного струму та встановити кореляційні залежності їх з даними геофізичних досліджень свердловин.

Список використаних джерел

1. Дахнов В.Н. Геофизические методы определения коллекторских свойств и нефтегазонасыщения пород. – Москва: Недра, 1975. – 343 с.
2. Вижва С.А. Петроелектричні дослідження керну свердловини Чорноморського шельфу / С.А. Вижва, М.В. Рева, А.П. Гожик, В.І. Онищук, І.І. Онищук // Вісник Київського університету. Геологія. – 2008. – № 44 – С. 4–8.

3. Вижва С.А. Петроелектричні дослідження керну складнопобудованих порід-колекторів / С.А. Вижва, М.В. Рева, А.П. Гожик, В.І. Онищук, І.І. Онищук // Вісник Київського університету "Геологія". – 2010. – №50. – С. 4–7.

4. Вижва С.А. Петроелектрична модель порід-колекторів Західно-Шебелинського газоконденсатного родовища / С.А. Вижва, Д.І. Онищук, В.І. Онищук // Вісник Київського університету "Геологія". – 2012. – №57. – С. 13–16.

5. Пархоменко Э.И. Электрические свойства горных пород. – Москва: Наука, 1965. – 164с.

6. Петрофизика: [справочник. / под ред. Н.Б. Дортман]. Ч. 1. – Москва: Недра, 1992. – 391с.

7. Петрофизика: [справочник. / под ред. Н.Б. Дортман]. Ч. 2. – Москва: Недра, 1992. – 304с.

8. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых. Справочник геофизика. – Москва: Недра, 1984. – 455 с.

Надійшла до редколегії 15.02.13

С. Вижва, д-р геол. наук, Д. Онищук, асп., В. Онищук, канд. геол. наук
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

ПЕТРОЕЛЕКТРИЧНА МОДЕЛЬ ОСНОВНЫХ ТИПОВ ПОРОД КЕМБРИЯ ВЛАДИМИРСКОЙ ПЛОЩАДИ ВОЛЫНО-ПОДОЛЬЯ

Рассматриваются особенности методики и результаты петроелектрических исследований при изучении сложнопостроенных терригенных коллекторов. Приведены результаты определения электрических параметров и их связь с емкостными свойствами песчаников, известняков и доломитов кембрию Владимирской площади Волыно-Подолья. Построены их петроелектрические модели.

S. Vyzhva, Dr. Sci. (Geol.), D. Onyshchuk, PhD student., V. Onyshchuk, Cand. Sci. (Geol.)
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

PETROELECTRICAL MODEL OF MAIN TYPES OF CAMBRIAN ROCKS FROM VOLODYMYRSKA AREA OF VOLYNO-PODOLIA

The features of technique and results of petroelectrical investigation of complex-structured terrigenous and carbonate reservoirs are considered. As well results of determination of electric data and their connection with capacity properties of sandstones, limestones and dolomites (Cambrian) from Volodymyrska area of Volyno-Podolia are cited in this article. Their petroelectrical models are created.

УДК 550.344

Д. Малицький, д-р фіз.-мат. наук, А. Павлова, асп.
Карпатське відділення Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, Львів

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДІВ В ЗАДАЧАХ ПОШИРЕННЯ СЕЙСМІЧНИХ ХВИЛЬ В ШАРУВАТИХ АНІЗОТРОПНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

(Рекомендовано членом редакційної колегії д-ром фіз.-мат. наук, проф. Г.Т. Продайводою)

Наведено теорію поширення сейсмічних хвиль в анізотропному середовищі з використанням матричного методу Томсона-Хаскела. Шляхом введення хвильового пропагатора показано матричний формалізм для отримання поля переміщень на вільній поверхні шаруватого анізотропного півпростору. Апробацію запропонованої методики показано шляхом порівняльного аналізу хвильових форм, які отримано DSM методом, рефлективним та FCT методами, а також методом скінчених різниць.

Вступ. Задачі математичного моделювання хвильових полів в шаруватих анізотропних середовищах залишаються актуальними. За допомогою результатів моделювання розповсюдження фронтів сейсмічних хвиль в анізотропних середовищах можна прогнозувати динамічні властивості пружних середовищ, а також враховувати вплив анізотропії в задачах інверсії щодо визначення параметрів джерела. Існує достатньо методів для вирішення таких задач, які достатньо ефективно використовуються в геофізиці, в тому числі в сейсмології [6]. Відомими є матричний, рефлективний і променевий методи, а також чисельні методи, зокрема метод скінчених елементів та метод скінчених різниць [1, 2, 4, 5, 8, 9, 15, 16, 17]. Матричний метод та його модифікації, які використовуються для моделювання процесів поширення сейсмічних хвиль як для ізотропних, так і для анізотропних середовищ є досить зручними і мають цілу низку переваг перед іншими підходами. Як переваги так і недоліки матричного методу добре представлено в роботах [1, 3, 4, 7, 10, 14].

Авторами даної роботи запропоновано використання матричного методу Томсона-Хаскела для побудови поля переміщень на вільній поверхні анізотропного середовища. Для використання матричного методу приведемо такі судження. Дане середовище промодельо-

ване пачкою однорідних анізотропних шарів із паралельними границями. Джерело сейсмічних хвиль розглядається як точкове у просторі, але розподілене в часі і представлено довільно-орієнтованою силою або сейсмічним тензором (дев'ять пар сил). Вважаємо, що на границях між шарами виконуються умови жорсткого контакту (неперервність переміщень і напружень). Денна поверхня є вільною від напружень. Джерело хвиль розміщено всередині ізотропного шару на визначеній глибині $z=z_0$. Вважаємо також, що хвилі із нижнього півпростору ($n+1$) не повертаються (умова випромінювання). Таке представлення точкового джерела достатньо відоме і ефективно для моделювання поширення сейсмічних хвиль в шаруватому півпросторі [3].

У даній роботі розвинуто модифікацію матричного методу і показано його апробацію. Як результат ефективного використання запропонованого підходу, здійснено порівняльний аналіз синтетичних сейсмограм, отриманих за методом із результату, які обчислено іншими авторами в статтях [12, 13, 18].

Теорія. Виведемо матричні співвідношення для поля переміщень на вільній поверхні анізотропного середовища, використовуючи метод матричного пропагатора, коли фізичні параметри змінюються тільки в напрямку осі z (рис. 1).

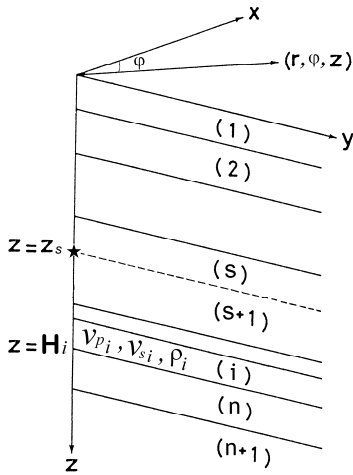


Рис. 1. Модель вертикально неоднорідного поля

Відомо, що лінійне співвідношення між тензорами напружень τ_{ij} і деформації e_{kl} має вигляд [11]:

$$\tau_{ij} = C_{ijkl} \cdot e_{kl} = C_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}, \quad (1)$$

де $u=(u_x, u_y, u_z)^T$ – вектор переміщень. Рівняння руху, за відсутності об'ємних сил запишемо як

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_k}, \quad (2)$$

Якщо використовувати тривимірне перетворення Фур'є:

$$f(p_1, p_2, \omega) = \iiint_{-\infty}^{\infty} f(x_1, x_2, t) e^{-j\omega(t-x_1 p_1 - x_2 p_2)} dx_1 dx_2 dt,$$

до виразів (1) та (2), де p_x, p_y – горизонтальні повільності, то отримаємо диференціальне рівняння [11]:

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial z} = j\omega A(z) \vec{b}(z), \quad (3)$$

де $\vec{b} = \begin{pmatrix} \vec{u} \\ \vec{\tau} \end{pmatrix}$, $\tau = -\frac{1}{j\omega} (\tau_{xz}, \tau_{yz}, \tau_{zz})^T$, $A = \begin{pmatrix} T & C \\ S & T^T \end{pmatrix}$, T, S, C – матриці 3×3 , C і S – симетричні матриці.

Зазначимо, що модифікація матричного методу в запропонованій статті являється окремим випадком методу матричного пропагатора, який введений в середині минулого століття Гільбертом і Бекусом і розвинутий Томпсоном і Хаскеллом. Суть запропонованого підходу полягає в тому, що матричний пропагатор $P(z, z_0)$ задовольняє диференціальному рівнянню (3) і визначається як

$$P(z, z_0) = I + \int_{z_0}^z A(\xi_1) d\xi_1 + \int_{z_0}^z A(\xi_1) \int_{z_0}^{\xi_1} A(\xi_2) d\xi_2 d\xi_1 + \dots, \quad (4)$$

де I – одинична матриця n -го порядку.

$$\vec{b}(z) = P(z, z_0) \vec{b}(z_0). \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ v_D^p \\ v_D^{s_1} \\ v_D^{s_2} \\ v_D^{s_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{13} & G_{14} & G_{15} & G_{16} \\ G_{21} & G_{22} & G_{23} & G_{24} & G_{25} & G_{26} \\ G_{31} & G_{32} & G_{33} & G_{34} & G_{35} & G_{36} \\ G_{41} & G_{42} & G_{43} & G_{44} & G_{45} & G_{46} \\ G_{51} & G_{52} & G_{53} & G_{54} & G_{55} & G_{56} \\ G_{61} & G_{62} & G_{63} & G_{64} & G_{65} & G_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{u}_x^{(0)} + \vec{F}_1 \\ \vec{u}_y^{(0)} + \vec{F}_2 \\ \vec{u}_z^{(0)} + \vec{F}_3 \\ \vec{F}_4 \\ \vec{F}_5 \\ \vec{F}_6 \end{pmatrix}$$

або

$$\begin{cases} G_{11}U_x^{(0)} + G_{12}U_y^{(0)} + G_{13}U_z^{(0)} = -(G_{11}\vec{F}_1 + G_{12}\vec{F}_2 + G_{13}\vec{F}_3 + G_{14}\vec{F}_4 + G_{15}\vec{F}_5 + G_{16}\vec{F}_6) \\ G_{21}U_x^{(0)} + G_{22}U_y^{(0)} + G_{23}U_z^{(0)} = -(G_{21}\vec{F}_1 + G_{22}\vec{F}_2 + G_{23}\vec{F}_3 + G_{24}\vec{F}_4 + G_{25}\vec{F}_5 + G_{26}\vec{F}_6) \\ G_{31}U_x^{(0)} + G_{32}U_y^{(0)} + G_{33}U_z^{(0)} = -(G_{31}\vec{F}_1 + G_{32}\vec{F}_2 + G_{33}\vec{F}_3 + G_{34}\vec{F}_4 + G_{35}\vec{F}_5 + G_{36}\vec{F}_6) \end{cases}$$

Рівняння (5) означає, що матричний пропагатор $P(z, z_0)$ породжує вектор переміщень-напружень $\vec{b}(z)$ на глибині z , діючи на цей вектор на глибині z_0 . Вектор \vec{b} можна переписати наступним чином [11]:

$$\vec{b} = D\vec{v}, \quad (6)$$

де D – матриця власних векторів матриці A , а вектор \vec{v} представлено через потенціали квазі- P і двох квазі- S хвиль:

$$\vec{v} = [v_U, v_D]^T = [\phi_U, \psi_U, \chi_U, \phi_D, \psi_D, \chi_D]^T.$$

Підставивши (6) в (3), отримано диференціальне рівняння:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = j\omega \Lambda \vec{v}, \quad (7)$$

де Λ – діагональна матриця, елементами якої є власні значення матриці A , а матриця D – матриця власних векторів матриці A .

$$\Lambda = \text{diag}[q_p^U, q_{s_1}^U, q_{s_2}^U, q_p^D, q_{s_1}^D, q_{s_2}^D]. \quad (8)$$

Величини $q_p^U, \dots, q_{s_2}^D$ – вертикальні повільності, де символи U і D позначають поширення хвиль вгору і вниз відповідно. Для ізотропного середовища $q^U = -q^D$.

Рішення диференціального рівняння (7) запишемо в такому вигляді:

$$\vec{v}(z) = e^{j\omega \Lambda (z-z_1)} \cdot \vec{v}(z_1) = Q(z, z_1) \cdot \vec{v}(z_1), \quad (9)$$

де $Q(z, z_1)$ – хвильовий пропагатор. Тоді із використанням співвідношень (5,6,9) матричний пропагатор P представлено через хвильовий пропагатор Q у вигляді:

$$P(z, z_1) = D Q D^{-1}. \quad (10)$$

Для введення джерела сейсмічних хвиль, які поширюються в шаруватому анізотропному середовищі розглянемо стрибок переміщень-напружень на границі $z=z_s$:

$$b_{s+1}|_{z=z_s} - b_s|_{z=z_s} = \vec{F}. \quad (11)$$

Співвідношення між компонентами вектора \vec{F} і тензором сейсмічного моменту або довільно орієнтованою силою показано у [8]. Використовуючи (5-11), виведемо наступні матричні рівняння для шаруватої моделі анізотропного середовища:

$$\begin{aligned} \vec{v}_{n+1} &= D_n Q_n D_n^{-1} \dots D_{s+1} Q_{s+1} D_{s+1}^{-1} \cdot (\vec{b}_s + \vec{F}) = \\ &= G^{n+1, s+1} \cdot (G_{s,1} \vec{b}_0 + \vec{F}) = G^{n+1, s+1} G_{s,1} \vec{b}_0 + \\ &+ G^{n+1, s+1} \cdot \vec{F} = G \vec{b}_0 + G^{n+1, s+1} \cdot \vec{F} \end{aligned}$$

$$G = D_{n+1}^{-1} D_n Q_n D_n^{-1} \dots D_{s+1} Q_{s+1} D_{s+1}^{-1} \dots D_2^{-1} D_1 Q_1 D_1^{-1}, \quad (12)$$

$$G = G^{n+1, s+1} \cdot G_{s,1}, \quad (13)$$

де G – характеристична матриця середовища.

$$\vec{v}_{n+1} = G \vec{b}_0 + G \cdot G_{s,1}^{-1} = G(\vec{b}_0 + G_{s,1}^{-1} \cdot \vec{F}) = G(\vec{b}_0 + \vec{F}) \quad (14)$$

Із (14), враховуючи умову випромінювання, а також той факт, що напруження на вільній поверхні дорівнюють нулю, маємо:

Як результат отримано поле переміщень на вільній поверхні анізотропного середовища:

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} u_x^0 \\ u_y^0 \\ u_z^0 \end{pmatrix} = (G^{13})^{-1} \cdot \vec{y}, \quad (15)$$

де

$$G^{13} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{13} \\ G_{21} & G_{22} & G_{23} \\ G_{31} & G_{32} & G_{33} \end{pmatrix}, \quad \vec{y} = (a, b, c)^T,$$

$$(G^{13})^{-1} = \begin{pmatrix} G_{11}^* & G_{12}^* & G_{13}^* \\ G_{21}^* & G_{22}^* & G_{23}^* \\ G_{31}^* & G_{32}^* & G_{33}^* \end{pmatrix}$$

$$a = -(G_{11}\tilde{F}_1 + G_{12}\tilde{F}_2 + G_{13}\tilde{F}_3 + G_{14}\tilde{F}_4 + G_{15}\tilde{F}_5 + G_{16}\tilde{F}_6),$$

$$b = -(G_{21}\tilde{F}_1 + G_{22}\tilde{F}_2 + G_{23}\tilde{F}_3 + G_{24}\tilde{F}_4 + G_{25}\tilde{F}_5 + G_{26}\tilde{F}_6),$$

$$\vec{u}(x, y, z_R, t) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \vec{u}(p_x, p_y, z_R, \omega) e^{j\omega(t - p_x x - p_y y)} dp_x dp_y d\omega,$$

або

$$u_x^0(z_R, t) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \omega^2 u_x^0(p_x, p_y, z_R, \omega) e^{j\omega(t - p_x x - p_y y)} dp_x dp_y d\omega$$

$$u_y^0(z_R, t) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \omega^2 u_y^0(p_x, p_y, z_R, \omega) e^{j\omega(t - p_x x - p_y y)} dp_x dp_y d\omega \quad (15)$$

$$u_z^0(z_R, t) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \omega^2 u_z^0(p_x, p_y, z_R, \omega) e^{j\omega(t - p_x x - p_y y)} dp_x dp_y d\omega.$$

Порівняльний аналіз. Для підтвердження достовірності описаної модифікації матричного методу, проведено порівняльний аналіз синтетичних сейсмограм, побудованих на основі описаної вище теорії, із результатами отриманими іншими методами і опублікованими в статтях [12, 13, 18].

Для порівняння синтетичних сейсмограм розглянемо статтю [13], в якій матричним DSM методом показано розв'язок для прямої задачі сейсміки в частотному діапазоні до 2 Гц для анізотропного середовища. У даній роботі синтетичні сейсмограми побудовано для ані-

$$c = -(G_{31}\tilde{F}_1 + G_{32}\tilde{F}_2 + G_{33}\tilde{F}_3 + G_{34}\tilde{F}_4 + G_{35}\tilde{F}_5 + G_{36}\tilde{F}_6).$$

із (15) випишемо три компоненти хвильового поля на вільній поверхні шаруватого анізотропного середовища у спектральній області у вигляді:

$$u_x^0(p_x, p_y, z_R, \omega) = G_{11}^* \cdot a + G_{12}^* \cdot b + G_{13}^* \cdot c$$

$$u_y^0(p_x, p_y, z_R, \omega) = G_{21}^* \cdot a + G_{22}^* \cdot b + G_{23}^* \cdot c \quad (15')$$

$$u_z^0(p_x, p_y, z_R, \omega) = G_{31}^* \cdot a + G_{32}^* \cdot b + G_{33}^* \cdot c$$

де p_x, p_y – повільності, які визначено на горизонтальній площині у кожному шарі анізотропного середовища, z_R – епіцентрально відстань, ω – кругова частота.

Застовуючи до (15) тривимірне перетворення Фур'є, отримано рішення прямої задачі для поля переміщення на вільній поверхні анізотропного середовища в часовій області у вигляді:

зотропної PREM структури [13], яка включає трансверсально-ізотропні шари на глибинах від 22,4 до 220 км. Розглянуто поверхневий землетрус, джерело сейсмічних хвиль якого розміщене на глибині 5 км. Джерело описане тензором сейсмічного моменту, в якому: $M_{xz} = M_{zx} = 1$, решта компонент тензора рівні нулю. Одну із компонент поля переміщень представлено на рис.2(a). На рис. 2(b) представлено синтетичну сейсмограму (x-компонента) за запропонованою методикою для такої ж моделі середовища і вогнища землетрусу.

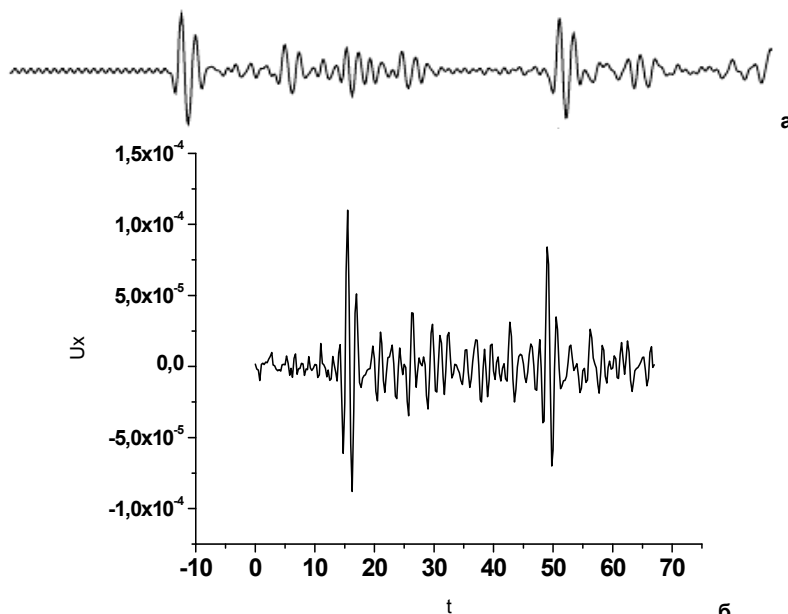


Рис. 2. Синтетичні сейсмограми:

а) синтетична сейсмограма побудована DSM методом [13],

б) синтетична сейсмограма побудована за модифікацією матричного методу

Порівнюючи синтетичні сейсмічні записи, зроблено висновок, що отримана сейсмограма з використання матричного методу (рис. 2) достатньо добре корелює із сейсмограмою, яка побудована DSM методом (рис. 1). Зазначимо, що для побудови сейсмограм на рис.2 використано FFT фільтр, який виконує фільтрацію за допомогою перетворення Фур'є для аналізу частотних складових в сигналі. У даній роботі використано низь-

кочастотний фільтр, який відсікає ті частотні компоненти, амплітуди яких вище певного порогового значення.

Розглянемо сейсмічні записи в статті [18], в якій описано порівняння результатів, отриманих рефлективним та FCT методами. Проведемо порівняльний аналіз сейсмограм, отриманих запропонованим матричним методом і рефлективним та FCT методами. У роботі [18] синтетичні сейсмограми побудовано для трьох шаруватого анізотропного середовища, параметри якого подано у табл. 1.

Таблиця 1

Параметри середовища							
№	Потужність шару, м	Густина, кг/м ³	C ₁₁ , ГПа	C ₁₃ , ГПа	C ₃₃ , ГПа	C ₄₄ , ГПа	C ₆₆ , ГПа
1	600	2100	30	8,4	25	10	8
2	240	3500	20	6,4	19	5,5	4
3	360	2100	30	8,4	25	10	8

Джерело, яке представлено довільно-орієнтованою силою є розташоване на глибині 168м; епіцентрально відстань становить 456м. Часова функція джерела описано функцією (Ricker wavelet):

$$(1 - 2\pi^2 f^2 t^2) e^{-(\pi f t)^2}, \quad (16)$$

де $f = 10$ Гц.

На рис. 3. показано дві сейсмограми із [18], які отримано рефлективним та FCT методами. На рис. 4 представлено сейсмограму, яку отримано запропонованим матричним методом. Порівняльний аналіз сейсмограм показує на достатньо високу кореляцію хвилювальних форм.



Рис. 3. Накладання синтетичних сейсмограм отриманих рефлективним та FCT методами для моделі середовища із табл. 1 та із використанням часової функції у вогнищі (16) [18]

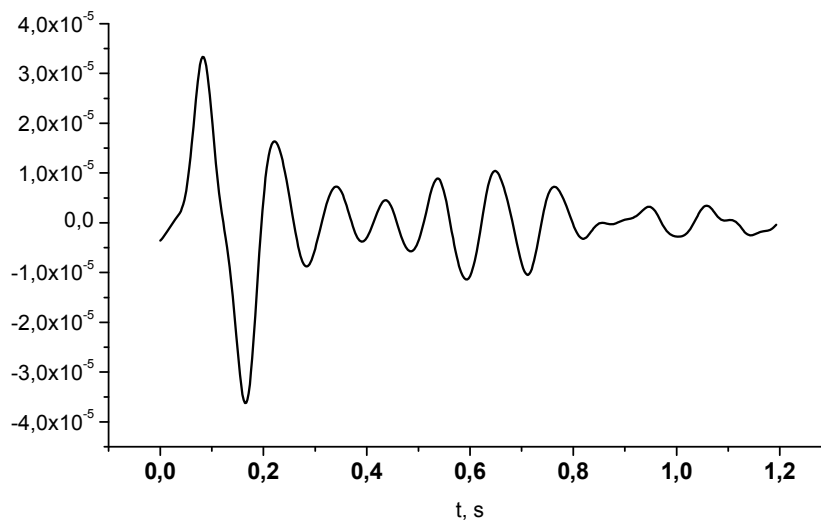


Рис. 4. Синтетична сейсмограма побудована нашим методом для середовища, параметри якого наведені в табл. 1

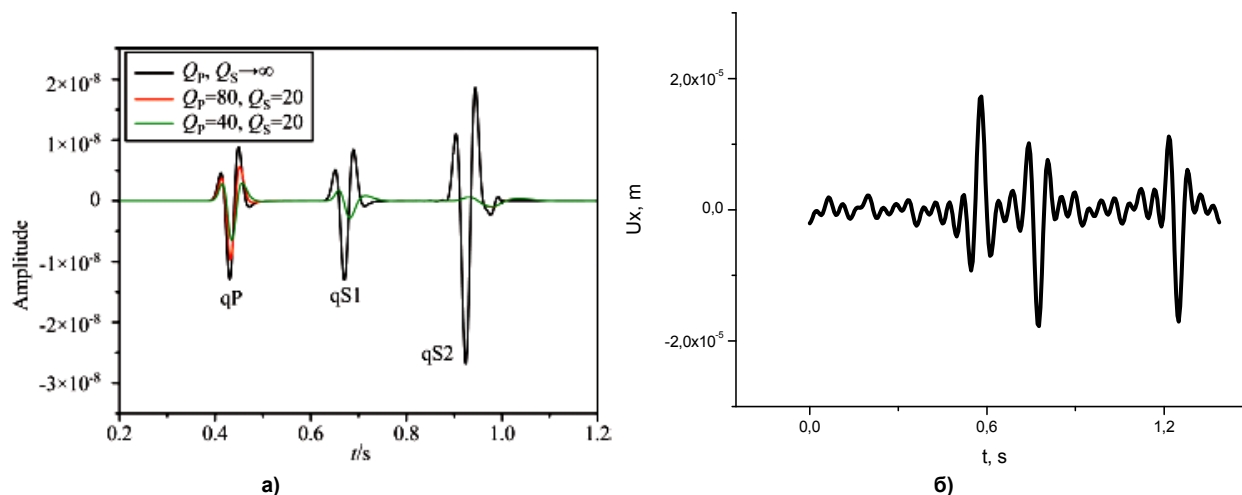
Розглянемо ще один випадок для порівняльного аналізу. Для цього порівняно результати, які отримано запропонованою модифікацією матричного методу із результатами, що подано в статті [12], в якій сейсмограми побудовано методом скінчених різниць для однорідного анізотропного середовища. Параметри моделі середовища подано в табл. 2. Джерело сейсмічних хвиль представлено силою, яка орієнтована в напрямку x і розташована на глибині 1000 м. Епіцентрально від-

стань становить 500 м. Часову функцію джерела задано функцією Ricker wavelet (16), де $f = 20$ Гц.

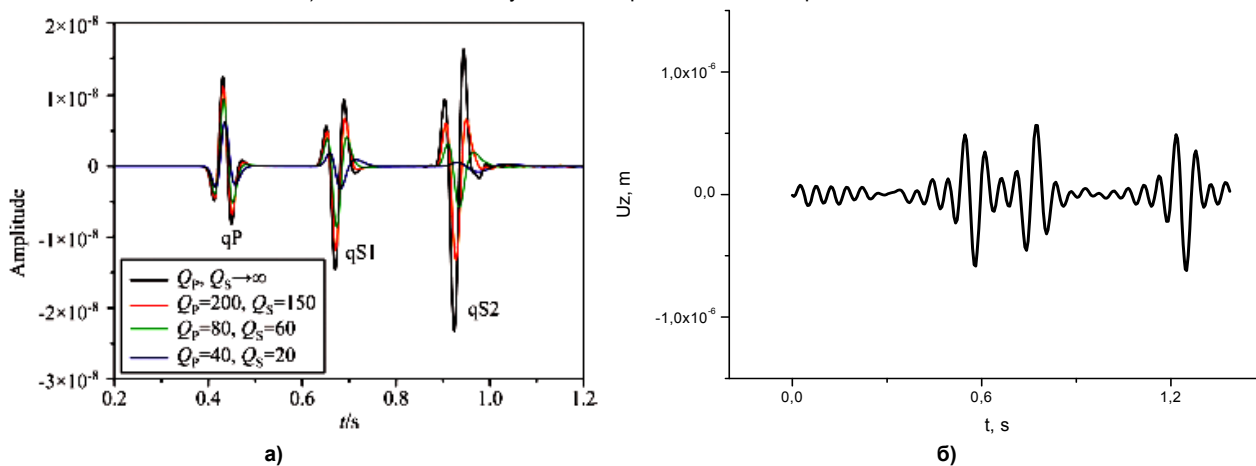
У статті [9] визначено поле переміщень-напружень на глибині 500 м (рис. 5, 6), у той час, як матричний метод розроблено для поля переміщень на вільній поверхні. Тому вступі хвиль на рис. 5 (а, б) і рис. 6 (а, б), не співпадають. Крім того, на рис. 5 (б) і на рис. 6 (б) форми P - і S -хвиль є в протифазі через вплив денної поверхні, а також не враховано поглинання Q_p, Q_s .

Таблиця 2

Параметри середовища					
Густина, кг/м ³	C ₁₁ , ГПа	C ₁₃ , ГПа	C ₃₃ , ГПа	C ₄₄ , ГПа	C ₆₆ , ГПа
3000	10.123	3.093	8.996	1.925	3.850

Рис. 5. U_x -компонента за різними методами:

а) U_x -компонента отримана методом скінченних різниць [12],
 б) U_x -компонента побудована запропонованим матричним методом

Рис. 6. U_z -компоненти за різними методами:

а) U_z -компонента отримана методом скінченних різниць [12],
 б) U_z -компонента побудована запропонованим матричним методом

Висновки.

1. У запропонованій роботі представлена методика визначення поля переміщень сейсмічних хвиль в анізотропних середовищах з використанням матричного методу Томсона–Хаскела та його модифікацій, що показано в роботах Молоткова Л.А. [4], Dunkin I.W. [9], Fryer G.J. [10-11] та інших відомих вітчизняних і зарубіжних вчених. Шляхом введення хвильового пропагатора Q показано зв'язок між матричним пропагатором P і матрицею власних векторів D (10), що дозволило отримати поле переміщень на вільній поверхні шаруватого анізотропного півпростору.

2. Здійснено апробацію запропонованої методики шляхом порівняльного аналізу хвильових форм, які отримано іншими методами. Зокрема показано достатню добру кореляцію сейсмограм, отриманих DSM методом [13] і матричного методу (рис. 1,2) для анізотропної PREM структури, яка включає трансверсально-ізотропні шари на глибинах від 22,4 до 220 км. Використання часової функції джерела у вигляді (16) продемонстровано на прикладах побудови сейсмограм рефлективним та FCT методами (рис. 3) та матричним методом (рис. 4). Порівняльний аналіз хвильових форм підтверджує можливість використання матричного методу для задач сейсмології у випадку розподілених у часі вогнищ землетрусів. Такий же висновок можна зробити, використовуючи для порівняння чисельні методи, що представлено на рис. 5-рис. 6.

3. На думку авторів, слід досліджувати поширення сейсмічних хвиль у більш складних моделях для анізотропного середовища, що буде показано у наступних роботах.

Список використаних джерел:

1. Аки К. Количественная сейсмология: Теория и методы / Аки К., Ричардс П. – М., 1983. – Т. 1,2. – 872 с.
2. Бурмаков Ю.А. Структура и динамика литосферы по сейсмическим данным / Бурмаков Ю.А., Винник Л.П., Косарев Г.Л. // М.:Наука. – 1988.
3. Малицький Д.В. Про деякі випадки математичного моделювання хвильових полів в шаруватих середовищах із додатковими напруженнями / Д.В. Малицький, А.Ю. Павлова, В.Ф. Чекурін // Геодинаміка. – 2011. – Т.2. – С. 196-198.
4. Молотков Л.А. Матричный метод в теории распространения волн в слоистых, упругих и жидких средах / Молотков Л.А. – М., 1984. – 284 с.
5. Чесноков Е.М. Поверхностные сейсмические волны от различных типов источников в многослойных анизотропных средах / Чесноков Е.М., Абасеев С.С. // Физика Земли. – 1986. – №11.
6. Яновская Т.Б. Основы сейсмологии / Яновская Т.Б. – Санкт-Петербург, 2008. – 320 с.
7. Chapman C. H. Fundamentals of seismic wave propagation / Chapman C. H. – Cambridge university press, 2004. – 608 p.
8. Crampin S. The Dispersion of Surface Waves in Multilayered Anisotropic Media // Geophys. J. R. astr. Soc. – 1970. – V 21. – P. 387 – 402.
9. Dunkin I.W. Computation of modal solutions in layered elastic media at high frequencies / Dunkin I.W. // Bul. Seismol. Soc. Amer. – 1965. – Vol. 55. – N 2. – P. 335-358.
10. Fryer G.J. Seismic waves in stratified anisotropic media / G.J. Fryer, L.N. Frazer // Geophys. J. R. and Soc. – 1984 – V78. – P. 691-710.
11. Fryer G.J. Seismic waves in stratified anisotropic media-II. Elastodynamic eigensolutions for some anisotropic systems / G.J. Fryer, L.N. Frazer // Geophys. J. R. and Soc. – 1987. – P. 73-101.
12. Hong-Yong Y. High-orderer finite-difference numerical modeling of wave propagation in viscoelastic TTI media using rotated staggered grid / Hong-Yong Y., Yang L. // Chinese Journal of Geophysics – 2012 – Vol.55, No.2. – P. 252-265.

13. Kawai K. Complete synthetic seismograms up to 2 Hz for transversely isotropic spherically symmetric media/ Kawai K., Takeuchi N., Geller R. J. // Geophys. J. Int. – 2006 – V.164. – P. 411-424.

14. Keith M. C. Seismic body waves in anisotropic media: synthetic seismograms / Keith M. C., Crampin S. // Geophys. J. R. astr. Soc – 1977. – V.49. – P. 225 – 243.

15. Kennet B.L.N. The seismic wavefield/ Kennet B.L.N. // University Press. – Cambridge, 2001. – 460 p.

16. Mallick S. Computation of synthetic seismograms for stratified azimuthally anisotropic media / Frazer L.N. // Journal of Geophysical Research: Solid Earth. – 1990. – V. 95. – P. 8513–8526.

17. Muller G. The reflectivity method: a tutorial/ Muller G. // Geophys. J. – 1985. – № 58. – P. 153-174.

18. Yang D. H. Finite-difference modelling in two-dimensional anisotropic media using a flux-corrected transport technique / Yang D. H., Liu. E., Zhang Z. J., Teng J. // Geophys. J. Int. – 2002- V.148. – P. 320-328.

Надійшла до редколегії 26.02.13

Д. Малицький, д-р фіз.-мат. наук, А. Павлова, асп.

Карпатское отделение Института геофизики им. С.И. Субботина НАН Украины, Львов

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ В ЗАДАЧАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Исследованы особенности построения механизмов очагов для землетрясений в Карпатском регионе Украины. Рассмотрено принцип и особенности построения механизма очага графическим методом. С помощью предложенного метода построено механизм очага для землетрясения, произошедшего 23.11.2006г. около г. Берегово. Сделано сравнение механизмов, построенных графическим методом и с помощью комплекса программ.

D. Malyskyy, Dr. Sci. (Phys.-Math.), A. Pavlova, PhD student.,

Carpathian branch of Institute of Geophysics National Academy of Sciences of Ukraine, Lviv

COMPARATIVE ANALYSIS OF METHODS IN PROBLEMS OF SEISMIC WAVES PROPAGATION IN LAYERED ANISOTROPIC MEDIA

The theory of seismic wave propagation in anisotropic medium using the matrix method of Thomson-Haskell is presented. The matrix formalism for field displacements on the free surface of an anisotropic layered half-space by introducing the wave propagator is shown. A comparative analysis of the results of our method with the synthetic seismic records obtained by DSM, reflective and FCT methods, and the method of finite differences is shown.

УДК 550.837.311

Р. Хоменко, інж., К. Бондар, канд. геол. наук, С. Попов, зав. лаб.
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

НОВА МАЛОГЛИБИННА БАГАТОЕЛЕКТРОДНА УСТАНОВКА ВИМІРЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ

(Рекомендовано членом редакційної колегії д-ром геол. наук, проф. С.А. Вижвою)

Розроблено багатоелектродну установку електротомографії, яка дозволяє досліджувати позірний електричний опір складно-побудованих середовищ з високою детальністю. До установки під'єднано дві коси по 32 електроди в кожній. Електроди можна розміщувати на відстані 0,5-1 м один від одного, максимальна глибинність установки складає 11 м. Наведено характеристики установки та приклади практичного використання для вивчення будови приповерхневої частини розрізу.

Вступ. Метод опору в модифікаціях електричних зондувань, заснований на відмінності електричних опорів різних типів гірських порід та ґрунтів, застосовується при вирішенні різноманітних завдань інженерної геології, екології та археології [7, 8]. В останні десятиріччя метод розвивається шляхом створення багатоканальної електророзвідувальної апаратури з розміщенням великої кількості електродів на денній поверхні. Нові багатоелектродні системи спостережень, керовані польовим комп'ютером, дозволили перейти від одиничних електричних зондувань до щільних систем спостережень з багаторазовим використанням кожного електрода в процесі вимірювань. Описана технологія електророзвідувальних робіт отримала назву "електротомографія" або "томографія електричного опору" (ТЕО) [1-3, 7, 10-11].

Електротомографія дозволяє за короткий час отримувати геоелектричні розрізи по профілям, за її результатами будують 2D та 3D моделі приповерхневої частини геологічного середовища. Розроблені методи обробки й інтерпретації польових даних не тільки для випадку горизонтально-шаруватого розрізу, а й для неоднорідних середовищ [1-2, 8].

Нині розроблено досить багато модифікацій багатоелектродної електророзвідувальної апаратури. Найбільш вживаними є "ERA-Multimax" (НВП Ера, Росія), SARIS (Scintrex, Канада), "ARES" (GF Instruments, Чехія), портативна цифрова одноканальна електророзвідувальна апаратура ЭРП-1 з комутуючим модулем для електротомографії СОМх64 (ТОВ "Северо-Запад", Росія). Бажання підвищити виробничу здатність багато-

електродної апаратури призвело до появи багатоканальних багатоелектродних станцій (Syscal-Pro, Iris Instruments; SAS4000, ABEM, ОМЕГА-48, GeoTom). Такі комплекси дозволяють одночасно отримувати значення різниці потенціалів на декількох диполях.

Втім, для розв'язання певного кола завдань археології та ґрунтознавства доцільно розробити установку, яка відповідала б вимогам підвищеної детальності розчленування розрізу на відносно невеликих площах.

Постановка завдання. Незважаючи на всі переваги методу, в Україні досі не було установок відчизняного виробництва для проведення польових вимірювань методом ТЕО. Необхідність створення установки виникла у зв'язку з розвитком археолого-геофізичного напрямку на кафедрі геофізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Малоглибинна багатоелектродна установка електротомографії є обов'язковою складовою сучасного оптимального апаратурно-методичного комплексу для виконання геофізичних досліджень на різних археологічних пам'ятках від фортифікаційних споруд городищ ранньої залізної доби до місць масових поховань часів Другої Світової війни.

До польової установки висуваються певні вимоги з огляду на спеціалізацію:

- висока детальність спостережень, потенційна можливість визначення просторових границь похованих об'єктів з точністю менше 1 м;
- можливість вибору максимальної глибини досліджень та схеми вимірювань;
- компактність та простота у використанні.