

ПОВЕДІНКА ХВИЛЬ ПОЛЯРИЗАЦІЇ  
НА МЕЖАХ ПОДІЛУ ГЕОЛОГІЧНИХ СТРУКТУР

І.П. Мороз

Рівненський державний гуманітарний університет, вул. Степана Бандери, 12, Рівне 33028, Україна,  
e-mail: Igor\_Moroz@yahoo.com

Розглянуто задачу про взаємодію хвиль поляризації (процес просторових коливань електричних диполів) з межею поділу двох матеріальних середовищ. Установлено умови, які повинні виконуватись на межі поділу середовищ, для функцій, що описують процес поширення хвиль. Такі функції визначають усереднені значення нормальних складових вектора "деформації" електронних оболонок атомів речовини та вектора коливальної швидкості електронних оболонок. В основу аналізу покладено підходи класичної електродинаміки та механіки суцільного середовища. Результати роботи можна використовувати для аналізу хвильових процесів у геологічних структурах.

**Ключові слова:** хвильові процеси, граничні умови, просторові коливання диполів, плоскі хвилі поляризації, аналіз даних геологічної електророзвідки.

В останні роки з'явилися удосконалені геоелектричні методи пошуку та розвідки корисних копалин. До таких методик, наприклад, можна віднести метод становлення короткоімпульсного поля і вертикального електрорезонансного зондування (технологія СКІП–ВЕРЗ), який апробований на відомих родовищах вуглеводнів [1–4]. Попри широке застосування технології СКІП–ВЕРЗ, її вважають нетрадиційною методикою насамперед через відсутність загальноприйнятих уявлень про природу фізичних процесів, що лежать в основі цієї технології.

Одна із перших спроб теоретичного обґрунтування методу СКІП–ВЕРЗ викладена у статті [8]. У публікаціях [9, 10] показано, що у матеріальному середовищі можуть виникати хвильові процеси коливань диполів. Такі хвилі мають електро-механічну природу (диполі здійснюють механічні коливання, зв'язок між диполями існує завдяки електричному полю).

Реальне середовище, в якому поширюються процеси різної природи, має скінченні розміри. Очевидно, що розвиток процесів визначається їх поведінкою на межах поділу середовищ. Задачу про взаємодію хвиль поляризації з межею поділу середовищ раніше не розглядали. Пропонуємо результати розв'язання зазначеної проблеми.

У процесі коливань змінюється дипольний момент молекул речовини внаслідок зміщення електронних хмар зовнішніх електронних оболонок. Величина зміщення ( $\langle 1 \rangle$ ) є мікроскопічною характеристикою, яку неможливо безпосередньо виміряти, тому на практиці зручно оперувати значенням електричної поляризації ( $\mathbf{P}$ ) (сума ди-

польних моментів речовини, яку віднесено до одиниці об'єму). Отже, процес поширення дипольних коливань описують функції  $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$  та  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ .

Граничні умови для вектора поляризації  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  можна легко встановити на основі аналізу поведінки складових вектора індукції електричного поля  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ . Відомо [5], що на межі поділу середовищ 1 та 2 виконується умова

$$D_n^1 = D_n^2, \quad (1)$$

де  $D_n$  – нормальна до поверхні поділу середовищ складова вектора індукції електричного поля.

Умову (1) можна переписати як  $\varepsilon_1 E_n^1 = \varepsilon_2 E_n^2$ . З урахуванням визначення вектора електричної поляризації отримуємо співвідношення [5]

$$\frac{\varepsilon_1 P_n^1}{\chi_1^e} = \frac{\varepsilon_2 P_n^2}{\chi_2^e},$$

де  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність речовини;  $\chi^e$  – електрична сприйнятність речовини. Якщо врахувати рівність  $\varepsilon = 1 + \chi^e$ , то

$$\frac{\varepsilon_1 P_n^1}{\varepsilon_1 - 1} = \frac{\varepsilon_2 P_n^2}{\varepsilon_2 - 1}. \quad (2)$$

Зазначимо, що вектор електричної поляризації пов'язаний із вектором усередненої "деформації" диполів таким чином [5]:

$$\mathbf{P} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^N P_i}{\Delta V} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{qN \langle 1 \rangle}{\Delta V} = qn \langle 1 \rangle, \quad (3)$$

де  $n$  – концентрація молекул (атомів);  $q$  – дипольний заряд молекули (атома);  $\langle l \rangle$  – усереднена “деформація” молекули (атома) під дією зовнішньої сили.

Із урахуванням (3) можна переписати граничні умови (2) відносно вектора “деформації”:

$$\frac{\varepsilon_1 q_1 n_1 \langle l \rangle_n^1}{\varepsilon_1 - 1} = \frac{\varepsilon_2 q_2 n_2 \langle l \rangle_n^2}{\varepsilon_2 - 1}.$$

Тут  $q_i$  – сумарний заряд атома, який бере участь у поляризації. Тому  $q_i = \varepsilon g_i$  де  $g_i$  – кількість електронів атома у зовнішніх електронних оболонках. Остаточно маємо

$$\frac{\varepsilon_1 g_1 n_1 \langle l \rangle_n^1}{\varepsilon_1 - 1} = \frac{\varepsilon_2 g_2 n_2 \langle l \rangle_n^2}{\varepsilon_2 - 1}. \quad (4)$$

Отже, на межі поділу середовищ нормальна складова вектора поляризації (нормальна складова вектора “деформації”) змінюється стрибкоподібно. Результат закономірний, оскільки реакція електронів на дію зовнішніх сил у різних речовинах різна.

Встановимо залежності між усередненими значеннями швидкостей зовнішніх електронів атомів речовин, що знаходяться по різні боки від межі поділу. Розгляд проводимо на основі аналізу рівняння неперервності [6]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0,$$

де  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  – вектор коливальної швидкості (швидкості частинок суцільного середовища (зв’язаних електронів), які у момент часу  $t$  проходять через точку простору з координатами, що визначаються вектором  $\mathbf{r}$ );  $\rho$  – густина суцільного середовища (зв’язаних електронів).

Зазначимо, що у нашому випадку середовище – це система зв’язаних із атомними кістяками електронів (електронів на зовнішніх електронних оболонках) [5]. Середовище (система зарядів) рухається під дією локальних і зовнішніх, у першу чергу електричних, полів. Важливим є також те, що кістяки атомів середовища залишаються нерухомими.

Закон зміни маси зв’язаних електронів виділеного об’єму середовища  $V$  запишемо у формі

$$\int_V \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) \right) dV = 0,$$

або з урахуванням  $\rho = m_e g n$  ( $m_e$  – маса електрона)

$$m_e g \int_V \left( \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n \mathbf{v}) \right) dV = 0.$$

Область інтегрування  $V$  виберемо на межі поділу середовищ у вигляді циліндра заввишки  $h$  та площею основи  $S_0$  ( $S$  – площа поверхні виділе-

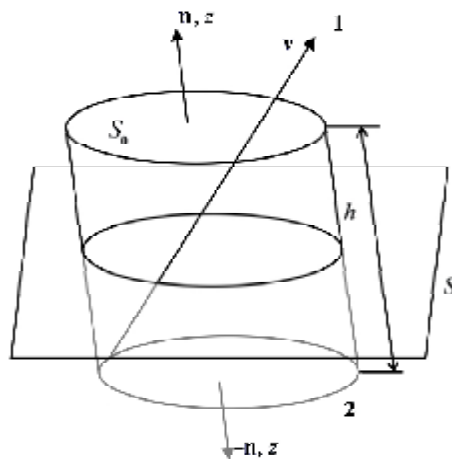


Рис. 1. Область інтегрування на межі поділу середовищ 1–2

ного об’єму  $V$ ). Площа основи перпендикулярна до межі поділу середовищ (рис. 1).

Скористаємось теоремою Остроградського–Гаусса [7]:

$$\int_V \left( \frac{\partial g n}{\partial t} + \nabla(g n \mathbf{v}) \right) dV = \int_V \left( \frac{\partial g n}{\partial t} \right) dV + \oint_S (g n v_n) d\sigma.$$

Будемо вимагати зменшення об’єму  $V$  так, щоб нижня та верхня основи циліндра знаходились по різні боки від поверхні поділу:

$$\begin{aligned} \lim_{h \rightarrow 0} \left( \int_V \left( \frac{\partial g n}{\partial t} \right) dV + \oint_S (g n v_n) d\sigma \right) &= \\ &= \lim_{h \rightarrow 0} \left( \int_V \left( \frac{\partial g n}{\partial t} \right) dV \right) + \lim_{h \rightarrow 0} \left( \int_{S_0^2} (g n v_n) d\sigma \right) + \\ &+ \lim_{h \rightarrow 0} \left( \int_{S_0^1} (g n v_n) d\sigma \right) + \lim_{h \rightarrow 0} \left( \int_{S_0^2} (g n v_n) d\sigma \right) = 0. \end{aligned}$$

де  $d\sigma$  – елемент поверхні;  $S_0$  – площа бічної поверхні.

Остаточно

$$g_1 n_1 v_n^1 - g_2 n_2 v_n^2 = 0, \quad (5)$$

де  $v_n$  – нормальна складова вектора коливальної швидкості.

Співвідношення (5) відображує закон збереження імпульсу взаємодіючих тіл.

Визначимо значення швидкості  $v_n$ . Локальні швидкості руху частинок середовища знаходимо із рівняння Ньютона [6]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \nabla \phi, \quad (6)$$

де  $\phi$  – потенціал, що характеризує внутрішнє напруження середовища (енергетична характеристика). Зазначимо, що  $\mathbf{F} = \nabla \phi$ ,  $\mathbf{F}$  – сила, що діє на одиницю об’єму середовища.

Аналіз рівняння (6) ускладнюється тим, що воно нелінійне відносно вектора швидкості. Привести рівняння Ньютона до лінійного вигляду можна, якщо припустити, що конвективна складова прискорення значно менша за локальну:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \gg (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}.$$

Таким чином, рівняння (6) набуває вигляду

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \nabla \varphi.$$

Відомо, що  $\varphi(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \approx (\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}_0)$  [5], де  $\mathbf{P}$  – поляризація речовини, яку розраховують за формулою (4);  $\mathbf{E}_0$  – напруженість зовнішнього електростатичного поля.

Важливе практичне значення мають процеси поширення плоских гармонічних хвиль. У цьому випадку поляризація речовини, коливальна швидкість зв'язаних електронів (потрібно розрізняти коливальну швидкість частинок і швидкість поширення збурення) змінюються за законом  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}_0 \exp[i(\omega t - (\mathbf{kr}))]$  ( $\omega$  – кругова частота коливань,  $\mathbf{F}_0$  – амплітуда коливань).

Отже, якщо значення усередненого відхилення від положення рівноваги електронів зовнішніх оболонок змінюється за законом:

$$\langle \mathbf{l}(\mathbf{r}, t) \rangle = \mathbf{l}_0 \exp[i(\omega t - (\mathbf{kr}))],$$

то коливальна швидкість електронів у хвилі визначається співвідношенням:

$$\langle \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \rangle = -\frac{e}{\omega m_e} (\mathbf{l}_0 \cdot \mathbf{E}_0) k \exp[i(\omega t - (\mathbf{kr}))].$$

Отриманий результат свідчить про те, що хвилі поляризації є поздовжніми хвилями (напрямок руху частинок збігається з напрямком поширення хвилі). Отже, можна провести аналогію між хвилями поляризації та звуковими хвилями.

Найпростішим випадком взаємодії хвиль поляризації із межею є випадок нормального падіння хвилі (рис. 2). За принципом Гюйгенса [5], точки межі поділу середовищ (1, 2) стають джерелами вторинних хвиль, що поширюються вздовж напрямку  $z$  (хвиля  $B$ ) та у протилежному напрямку (хвиля  $C$ ). Розглянемо питання розподілу енергії між відбитою та проникаючими хвилями для цього випадку.

Нехай на межу поділу середовищ 1 та 2, що визначається площиною  $z=0$  (рис. 2), падає плоска хвиля поляризації ( $A$ ):

$$\langle l(z, t) \rangle_a = a_0 \exp[i(\omega t - (k_z z))]. \quad (7)$$

Зазначимо, що хвиля поляризації є поздовжньою хвилею – коливання диполів у цьому про-

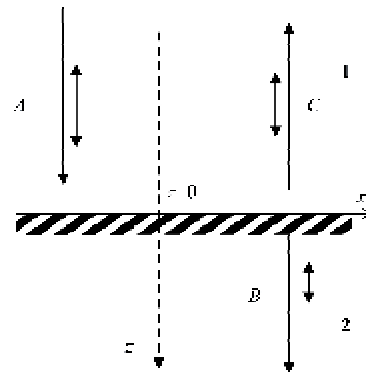


Рис. 2. Нормальне падіння хвилі поляризації ( $A$ ) на межі поділу середовищ ( $z=0$ )

цесі відбуваються з частотою  $\omega$  у напрямку поширення хвилі.

У результаті взаємодії падаючої хвилі  $A$  з межею виникає відбита хвиля  $C$

$$\langle l(z, t) \rangle_c = c_0 \exp[i(\omega t + (k_z z))] \quad (8)$$

та хвиля, яка проходить із середовища 1 у середовище 2 ( $B$ ) (проникаюча):

$$\langle l(z, t) \rangle_b = b_0 \exp[i(\omega t - (k_z z))]. \quad (9)$$

Підстановка (7)–(9) у граничні умови (4), (5) дає змогу отримати таку систему рівнянь:

$$\begin{aligned} a_0 \exp[i(\omega t - (k_z z))] + c_0 \exp[i(\omega t - (k_z z))] &= \\ &= \frac{\varepsilon_2 (\varepsilon_1 - 1) g_2 n_2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - 1) g_1 n_1} b_0 \exp[i(\omega t - (k_z z))]; \\ \frac{e}{\omega m_e} (a_0 E_z) k_z \exp[i(\omega t - (k_z z))] - \\ &- \frac{e}{\omega m_e} (c_0 E_z) k_z \exp[i(\omega t + (k_z z))] = \\ &= \frac{g_2 n_2}{g_1 n_1} \frac{e}{\omega m_e} (b_0 E_z) k_z \exp[i(\omega t - (k_z z))]. \end{aligned}$$

Рівняння перепишемо у такому вигляді (враховуємо умову  $z=0$ ):

$$a_0 + c_0 = \frac{\varepsilon_2 (\varepsilon_1 - 1) g_2 n_2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - 1) g_1 n_1} b_0; \quad (10)$$

$$(a_0) - (c_0) = \frac{g_2 n_2}{g_1 n_1} (b_0). \quad (11)$$

Зауважимо, що рівняння (10), (11) отримано із урахуванням експериментально встановленого факту про те, що швидкість поширення хвиль поляризації у різних середовищах однакова (хвильові числа однакові:  $k_1 = k_2$ ).

Система рівнянь (10), (11) дає змогу визначити коефіцієнти проходження ( $t = b_0^2 / a_0^2$ ) та відби-

вання ( $r = c_0^2 / a_0^2$ ) хвилі поляризації від межі поділу середовищ:

$$t = \frac{b_0^2}{a_0^2} = \left( \frac{2g_1 n_1}{g_2 n_2 \left( \frac{\varepsilon_2 (\varepsilon_1 - 1)}{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - 1)} + 1 \right)} \right)^2;$$

$$r = 1 - t.$$

Оцінимо значення коефіцієнта проходження хвилі поляризації через межу поділу середовищ. Нехай хвиля поляризації проходить із шару глини (екран) у колектор з вуглеводнями. У цьому випадку

$$t \approx 0,48 \left( \frac{2g_1 n_1}{g_2 n_2} \approx 2, \quad \varepsilon_1 \approx 20, \quad \varepsilon_2 \approx 2 \right).$$

**Висновки.** Отримано умови, які повинні задовольняти векторні функції поляризації та коливальної швидкості на межі поділу середовищ. Отримані граничні умови дають змогу здійснити постановку та розв'язання задачі про проходження хвиль поляризації через багатшарову систему матеріальних середовищ (модель геологічної структури). Знайдено співвідношення для розрахунку коефіцієнтів проходження та відбивання плоских хвиль поляризації, що взаємодіють із межею поділу матеріальних середовищ.

1. *Левашов С.П.* О возможности прогнозирования зон повышенной газонасыщенности углей и вмещающих

пород геоэлектрическими методами / С.П. Левашов, Н.А. Якимчук, Д.П. Гуня // Докл. НАН Украины. – 2002. – № 10. – С. 118–122.

2. *Левашов С.П.* Изучение строения кристаллического массива геоэлектрическими методами в восточной части Коростенского плутона / С.П. Левашов, Н.А. Якимчук, И.Н. Корчагин, Ю.М. Пищаный // Геоинформатика. – 2005. – № 4. – С. 20–23.
3. *Левашов С.П.* Экспресс-технология прямых поисков и разведки скоплений углеводородов геоэлектрическими методами / С.П. Левашов, Н.А. Якимчук, И.Н. Корчагин, Н.П. Червонный // Нефт. хоз-во. – 2008. – № 2. – С. 28–33.
4. *Левашов С.П.* О возможности картирования геоэлектрическими методами скоплений углеводородов в кристаллических породах / С.П. Левашов, Н.А. Якимчук, И.Н. Корчагин, Д.В. Разин, А.Т. Юзленко // Геоинформатика. – 2010. – № 1. – С. 22–32.
5. *Никольский В.В.* Электродинамика и распространение радиоволн / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 543 с.
6. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1970. – Т. 1. – 492 с.
7. *Федорченко А.М.* Теоретична фізика / А.М. Федорченко. – К.: Вища шк., 1992. – Т. 1. – 535 с.
8. *Шуман В.Н.* Радиоволновые зондирующие системы: элементы теории, состояние и перспектива / В.Н. Шуман, С.П. Левашов, Н.А. Якимчук, И.Н. Корчагин // Геоинформатика. – 2008. – № 2. – С. 22–50.
9. *Якимчук М.А.* Власні електромагнітні коливання поляризованих шарів літосфери / М.А. Якимчук, І.П. Мороз // Геоинформатика. – 2010. – № 1. – С. 93–96.
10. *Якимчук М.А.* Про умови виникнення хвиль поляризації / М.А. Якимчук, І.П. Мороз // Геоинформатика. – 2010. – № 3. – С. 74–78.

## ПОВЕДЕНИЕ ВОЛН ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР

*И.П. Мороз*

*Ривненский государственный гуманитарный университет, ул. Степана Бандеры, 12, Ривно 33028, Украина, e-mail: Igor\_Moroz@yahoo.com*

Рассмотрена задача о взаимодействии волн поляризации (процесс пространственных колебаний электрических диполей) с границей раздела двух сред. Определены условия для функций, описывающих процесс распространения волн на границе раздела сред. Такие функции определяют усредненные значения нормальных составляющих вектора “деформации” электронных оболочек атомов вещества и вектора колебательной скорости электронных оболочек. Анализ основан на подходах классической электродинамики и механики сплошных сред. Результаты работы могут использоваться при анализе волновых процессов в геологических структурах.

**Ключевые слова:** волновые процессы, граничные условия, пространственные колебания диполей, плоские волны поляризации, анализ данных геологической электроразведки.

## BEHAVIOR OF THE POLARIZATION WAVES ON THE BORDER OF DIVISION OF GEOLOGICAL STRUCTURES

*I.P. Moroz*

*Rivne State Humanitarian University, 12 Stepana Bandery Str., Rivne 33028, Ukraine, e-mail: Igor\_Moroz@yahoo.com*

**Purpose.** The purpose of the paper is to carry out theoretical investigation of the interaction of waves polarization (process of the electric dipoles spatial oscillations) with the boundary between two media. To give a definition of the boundary conditions for the functions describing the wave polarization propagation.

**Design/methodology/approach.** The study is based on the approaches of classical electrodynamics and mechanics of continua. In the proofs, we used the condition of continuity of the normal component of the induction electric field vector, the continuity equation in the integral form, the continuity condition. Environment is a system of the electrons related to the atomic cores moving under the influence of external forces. Cores considered fixed.

**Findings.** We defined the average values of the normal component of the vector “deformation” of the electron shells of substance atoms and an oscillatory velocity vector of the electron shells. It is shown that the indicated values change by discontinuous jump on the media boundary. We determined the coefficients of reflection and transmission of a plane polarization wave for normal incidence onto the interface. Reflection and transmission coefficients are dependent on the values of the relative permittivity, dielectric susceptibility, and the concentration of the bound electrons.

**Practical value/implications.** The resulting boundary conditions are the basis for mathematical modeling of the polarization wave propagation in a multilayer medium. The results can be used for theoretical justification of a spectral analysis algorithm for data probing geological structures by the method of short-pulse field.

**Keywords:** wave processes, boundary conditions, spatial oscillations of the dipole, plane polarization waves, data analysis of geological prospecting.

## References:

1. Levashov S.P., Yakymchuk N.A., Gunya D.P. *O vozmozhnosti prognozirovaniya zon povyshennoy gazonasyschennosti ugley i vmeshchayushchikh porod geoelektricheskimi metodami* [On the possibility of predicting zones of high gas saturation of coal and host rocks by the geoelectric methods]. *Reports of the National Academy of Sciences of Ukraine*, 2002, no. 10, pp. 118-122.
2. Levashov S.P., Yakymchuk N.A., Korchagin I.N., Pischanyj Ju.N. *Izuchenie stroeniya kristallicheskogo massiva geoelektricheskimi metodami v Vostochnoy chasti Korostenskogo plutona* [The Crystalline Massif Structure Investigation by Geoelectric Methods in the Eastern Part of Korosten Pluton]. *Geoinformatika* (Ukraine), 2005, no. 4, pp. 20-23.
3. Levashov S.P., Yakymchuk N.A., Korchagin I.N., Chervonnyj N.P. *Ekspress-tehnologiya pryamykh poiskov i razvedki skopleniy uglevodorodov geoelektricheskimi metodami* [Express technology of “direct” prospecting and exploration for hydrocarbon accumulations by geoelectric methods]. *Oil industry*, 2008, no. 2, pp. 28-33.
4. Levashov S.P., Yakymchuk N.A., Korchagin I.N., Razin D.V., Yuzlenko A.T. *O vozmozhnosti kartirovaniya geoelektricheskimi metodami skoplenij uglevodorodov v kristallicheskih porodah* [About Possibility of Hydrocarbon Accumulations Mapping in Crystalline Rocks by Geoelectric Methods]. *Geoinformatika* (Ukraine), 2010, no. 1, pp. 22-32.
5. Nikol'skiy V.V., Nikol'skaya T.I. *Elektrodinamika i rasprostraneniye radiovoln* [Electrodynamics and wave propagation]. Moscow, *Nauka*, 1989, 543 p.
6. Sedov L.I. *Mekhanika sploshnoy sredy* [Continuum Mechanics]. Moscow, *Nauka*, 1970, vol. 1, 492 p.
7. Fedorchenko A.M. *Teoretychna fizyka* [Theoretical physics]. Kyiv, *Vyshcha shkola*, 1992, vol. 1, 535 p.
8. Shuman V.N., Levashov S.P., Yakymchuk N.A., Korchagin I.N. *Radiovolnovye zondirujushhie sistemy: jelementy teorii, sostojanie i perspektiva* [Radio Wave Sounding Systems: Theoretical Postulates, State, Prospect]. *Geoinformatika* (Ukraine), 2008, no. 2, pp. 22-50.
9. Yakymchuk M.A., Moroz I.P. *Vlasni elektromahnitni kolyvannia poliaryzovanykh shariv litosfery* [Natural Electromagnetic Oscillation of the Polarization Lithospheric Layers]. *Geoinformatika* (Ukraine), 2010, no. 1, pp. 93-96.
10. Yakymchuk M.A., Moroz I.P. *Pro umovy vynyknennia khvyl poliaryzatsii* [On the Conditions of Polarization Waves Arising]. *Geoinformatika* (Ukraine), 2010, no. 3, pp. 74-78.

Надійшла до редакції 21.11.2014 р.  
Received 21/11/2014