

незміненої частини пласта та зони проникнення, але й облямовуючої зони. Комплекс ВІКІЗ дає змогу більш чітко відбивати різні геоелектричні неоднорідності в пласті і забезпечує підвищення вірогідності визначення фізичних властивостей газового або нафтового покладу.

Література

1. George R. Coates, Lizhi Xiao, and Manfred G. Prammer "NMR Logging Principles and Applications" // 1999 Halliburton Energy Services. All rights reserved. Printed in the United States of America.

2. Технология исследования нефтегазовых скважин на основе ВІКІЗ: Методическое ру-

реалізації на практиці), називають процесом становлення поля. Як відомо, на ранніх стадіях ководство. – Новосибирск: МтиЭ РФ, Сиб. отделение Российской академии наук, Институт геофизики, 2000.

3. Кузнецов С.Н., Третьякова Л.И. Сопоставление результатов обработки данных ВІКІЗ и комплекса БКЗ-БК-ИК по высокоомным отложениям месторождений Севера Тюменской области // НТВ: Каротажник. – Тверь: Изд. АИС 1999. – Вып. 54.

4. Поздеев Ж.А., Пасечник М.П., Антонен С.И., Яковлева Л.М. Основные результаты внедрения аппаратуры многозондового индукционного каротажа ВІКІЗ и ИКЗ в Ноябрьском нефтегазоносном районе // НТВ: Каротажник. – Тверь: Изд. АИС, 1999. – Вып. 59

УДК 517.958:550.837

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ У ПРОЦЕСІ ДОСЛІДЖЕННЯ СКЛАДНИХ ГЕОЕЛЕКТРИЧНИХ РОЗРІЗІВ

¹ Л.М.Журавчак, ² Н.В.Шуміліна

¹Карпатське відділення Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна НАН України, 79060, Львів, вул. Наукова 3б, e-mail: carp@cb-igph.lviv.ua

²Інститут прикладних проблем механіки і математики ім. Я. С. Підстригача НАН України 79060, Львів, вул. Наукова 3б, e-mail: dept19@iartm.lviv.ua

Рассмотрено методику расчета процесса становления электромагнитного поля (ЭМП) и получено явное временное решение задачи нахождения компонент векторов напряженностей электрической и магнитной его составляющих для квазистационарной модели в проводящем магнитном полупространстве, дифференцированном по электропроводности и магнитной проницаемости, которые являются константами в локальных областях произвольной формы. С помощью метода приграничных элементов исследовано влияние нефте- и газонесных включений в полупространстве на распределение ЭМП и показано пути распознавания его электромагнитных характеристик.

The quasi-stationary approximation of electromagnetic field in a zonally-homogeneous half-space is modelled. Conductivity and permeability are constants in finite domains of arbitrary shape. Using the fundamental solution of non-stationary equation of heat conductivity, boundary or near-boundary element techniques and the time marching scheme of sole initial condition, we construct the integral representations to find the electromagnetic field strength vector components in an arbitrary space-time point. With the help of near-boundary element technique influence of oil and gas inclusion in a half-space on distribution electromagnetic field is investigated and shown a discernment way of its electromagnetic characteristics.

Вступ

Електромагнітні (ЕМ) методи досліджень у пошуковій геофізиці ґрунтуються на використанні змінного ЕМ поля, яке проникає в середину Землі, і вивченні розподілу електропровідності в ній за вимірними на її денній поверхні характеристиками. В останні роки у зв'язку з практично назрілою проблемою підвищення детальності досліджень, які ґрунтуються на використанні штучних ЕМ полів, значно зріс інтерес до вивчення перехідних процесів у ближній зоні джерела збудження ЕМ поля. Процес розповсюдження в об'єкті ЕМ поля, збудженого імпульсом Хевісайда (режим роботи відповідає вмиканню або вимиканню постійного струму в живильному контурі і легко доступний для

після вмикання (вимикання) струму в тілі спостерігаються складні перехідні процеси, пов'язані з хвильовим характером поширення імпульсу в провідному середовищі, для досить великих часів поле встановлюється, тобто співпадає з полем постійного струму, а в середньому діапазоні, враховуючи дифузійний характер розповсюдження імпульсу в провідному середовищі, можна розглядати квазістационарну модель ЕМ поля [1, 2].

Переважно для розрахунку неусталеного поля використовують метод, що ґрунтується на спектральному аналізі цього поля в часовій зоні [2]. Такий підхід має давню традицію в фізиці і математиці і як проміжний етап включає в себе звичний частотний режим, який і є робочим

режимом деяких ЕМ методів. Це дає змогу розрахувати неусталене ЕМ поле, користуючись добре розвинутою теорією гармонічно змінних у часі полів. За допомогою спектрального підходу досліджено широкий клас двовимірних магнітотелуричних задач, коли зовнішнє поле задавалось у вигляді однорідного магнітного поля або плоскої однорідної хвилі. Деякі двовимірні та тривимірні горизонтально-шаруваті моделі, які містять локальні геометричні неоднорідності, в неоднорідному зовнішньому полі, збудженому штучним джерелом, досліджувались методами інтегральних рівнянь [3, 4] та скінченних різниць [5].

Однак числові алгоритми оберненого перетворення Фур'є внаслідок осцилювання підінтегральних функцій та необхідності розгляду широкого спектра частот є досить громіздкими, що призвело в основному до вивчення асимптотичної поведінки неусталених ЕМ полів [6]. У способі, запропонованому А.М.Тихоновим [1] для двошарового середовища, обмеженого зверху і знизу ізолятором, і відомому як "розв'язок у часовій зоні", здійснюється перехід до розв'язування одновимірного телеграфного рівняння (а у випадку квазістаціонарного поля – нестационарного рівняння теплопровідності) для векторного потенціалу на заданих граничних та початкових умовах. На базі підходу Тихонова одержано асимптотичні вирази для пізніх стадій становлення поля різних джерел у середовищі з багатьма шарами [7].

Як бачимо, під час розрахунку неусталеного електромагнітного поля виникають значні математичні труднощі, тому вказані задачі обмежені поки що теоретичними, переважно одновимірними, моделями з різним ступенем ідеалізації реальної геоелектричної ситуації: однорідним провідним півпростором, тонкими провідними шарами, розділеними ізолятором, горизонтально-шаруватими структурами, числові результати, одержані на основі математичного моделювання, відомі лише для чужорідних включень канонічної форми [6].

Цією роботою ми намагаємось частково усунути найбільш серйозну, на наш погляд, перешкоду, що стримує створення оперативного тривимірного підходу до інтерпретації площинних даних – відсутність програмного забезпечення для розв'язування прямих тривимірних задач для квазістаціонарної моделі у провідному магнітному півпросторі, диференційованому за електропровідністю та магнітною проникливістю, які є константами у деяких локальних областях довільної форми, а також пропонуємо елементи тривимірної інтерпретації співвісних, рознесених і площинних зондувань на базі значень напруженостей електричного і магнітного полів та їх трансформацій у різні позирні величини.

Формулювання задачі

Розглянемо зонально-однорідний півпростір, що займає область $\Omega = R^{3-} = \{ (x_1, x_2, x_3) :$

$-\infty < x_1 < \infty, -\infty < x_2 < \infty, -\infty < x_3 < 0 \}$ у декартовій системі координат x_1, x_2, x_3 і містить $M - 1$ включень Ω_m ($m = 2, \dots, M$), які перебувають в ідеальному електромагнітному контакті з матрицею $\Omega_1 = \Omega \cup_{m=2}^M (\Omega_m \cup \partial\Omega_m)$, причому $\partial\Omega_m \cap \partial\Omega = \emptyset$, $\partial\Omega_m$ – гранична поверхня зони Ω_m .

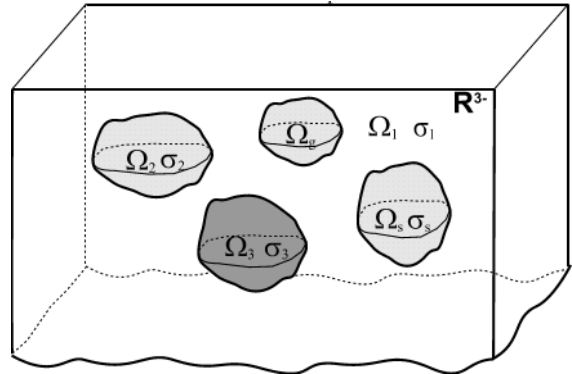


Рисунок 1 – Модель геоелектричного розрізу

Матриця і включення характеризуються постійними електропровідностями σ_1, σ_m і магнітними проникностями μ_1, μ_m відповідно. На денній поверхні $\Gamma = \{ (x_1, x_2, x_3) : -\infty < x_1 < \infty, -\infty < x_2 < \infty, x_3 = 0 \}$ задано нульовий розподіл компонент вектора напруженості електричного поля (ЕП) $E_i^1(x, \tau)$, а в області $\Omega_s \subset \Omega_1$ діє сторонній струм інтенсивності $\vec{\psi}(x, \tau) = \{ \psi_1(x, \tau), \psi_2(x, \tau), \psi_3(x, \tau) \}$, де $x = (x_1, x_2, x_3)$, τ – час. Припускаємо, що в початковий момент часу спостерігається нульовий розподіл напруженості ЕП у матриці і включеннях.

Рівняння Максвелла для зонально-однорідного тіла, в якому діють сторонні струми, мають вигляд

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{H}^1 &= \sigma_1 \vec{E}^1 + \varepsilon_1 \frac{\partial \vec{E}^1}{\partial \tau} + \vec{\psi}, \text{div} \vec{H}^s = 0, \\ \text{rot} \vec{H}^m &= \sigma_m \vec{E}^m + \varepsilon_m \frac{\partial \vec{E}^m}{\partial \tau}, m = 2, \dots, M, \\ \text{rot} \vec{E}^s &= -\mu_s \frac{\partial \vec{H}^s}{\partial \tau}, \text{div} \vec{E}^s = 0, s = 1, \dots, M, \end{aligned} \quad (1)$$

де: ε_s – діелектрична проникність середовища в Ω_s ;

\vec{H}^s – вектор напруженості магнітного поля (МП) в Ω_s .

Перетворивши рівняння (1) так, щоб одержати окремі рівняння для компонент вектора напруженості ЕП $E_i^1 = E_i^1(x, \tau)$ ($i = 1, 2, 3$) у матриці і $E_i^m = E_i^m(x, \tau)$ у включеннях, для квазістаціонарної моделі, нехтуючи струмами зміщення, матимемо початково-крайову задачу для визначення невідомих $E_i^s = E_i^s(x, \tau)$, яка складається з системи рівнянь теплопровідності

$$\Delta E_i^1 - \sigma_1 \mu_1 \frac{\partial E_i^1}{\partial \tau} = \mu_1 \frac{\partial \psi_i(x, \tau)}{\partial \tau}, (x, \tau) \in \Omega_1 \times T, \quad (2)$$

$$\Delta E_i^m - \sigma_m \mu_m \frac{\partial E_i^m}{\partial \tau} = 0, (x, \tau) \in \Omega_m \times T,$$

граничних

$$E_i^1 = 0, (x, \tau) \in \Gamma \times T, \quad (3)$$

контактних

$$E_i^1 = E_i^m, \sigma_1 \frac{\partial E_i^1}{\partial n} = -\sigma_m \frac{\partial E_i^m}{\partial n}, (x, \tau) \in \partial \Omega_m \times T, \quad (4)$$

та початкових умов

$$E_i^s = 0, x \in \Omega_s, s=1, \dots, M, \text{ за } \tau=0, \quad (5)$$

де: Δ – оператор Лапласа,

$$T = \{ \tau: 0 < \tau < \infty \},$$

$n = (n_1(x), n_2(x), n_3(x))$ – одинична зовнішня

нормаль до $\partial \Omega_{1m} = \partial \Omega_1 \cap \partial \Omega_m$.

Методика розв'язування. Інтегральне зображення розв'язку

Для знаходження розв'язків задачі (2)-(5) використаємо непрямі методи граничних (НМГЕ) [8] або приграничних елементів (НМПГЕ) [9]. Для кожного s розв'язок E_i^s шукаємо в просторі R_s^3 . З цією метою розглянемо області $B_s \subset R_s^3$ такі, що $\Omega_s \subset B_s$, $\partial \Omega_m \cap \partial B_m = \emptyset$. У приграничних областях $G^s = B_s \setminus \Omega_s$ або на границях $\partial \Omega_{1m}, \partial \Omega_m$ введемо відповідно приграничні G_v^s чи граничні Γ_v^s елементи такі, що $\Gamma_v^1 = \partial G_v^1 \cap \partial \Omega_{1m}$ ($v=1, \dots, V_m$), $\Gamma_v^m = \partial G_v^m \cap \partial \Omega_m$ ($v=1, \dots, V_m$), з невідомими компонентами “фіктивних” джерел струму $\varphi_{iv}^s = \varphi_{iv}^s(x, \tau)$, причому $mes G_v^s = 3$, $\bigcup_{v=1}^{V_s} G_v^s = G$, $\bigcup_{v=1}^{V_1} \Gamma_v^1 = \bigcup_{m=2}^M \partial \Omega_{1m}$, $\bigcup_{v=1}^{V_m} \Gamma_v^m = \partial \Omega_m$, $\Gamma_v^s \cap \Gamma_w^s = \emptyset$ за $v \neq w$.

Тоді замість рівнянь (2) для $x \in R_s^3$ матимемо

$$\Delta E_i^1 - \sigma_1 \mu_1 \frac{\partial E_i^1}{\partial \tau} = -\sum_{v=1}^{V_1} \varphi_{iv}^1(x, \tau) \chi_v^1 + \mu_1 \frac{\partial \psi_i(x, \tau)}{\partial \tau}, (x, \tau) \in R_1^3 \times T, \quad (6)$$

$$\Delta E_i^m - \sigma_m \mu_m \frac{\partial E_i^m}{\partial \tau} = -\sum_{v=1}^{V_m} \varphi_{iv}^m(x, \tau) \chi_v^m, (x, \tau) \in R_m^3 \times T,$$

де χ_v^s – характеристична функція елемента γ_v^s , $\gamma \in \{G, \Gamma\}$.

Використавши спеціальний фундаментальний розв'язок $\Phi_h^s(x, \tau, \xi, \xi_4)$ нестационарного рівняння теплопровідності для R^3 , який автоматично задовольняє граничну умову (3), запишемо інтегральне зображення розв'язку задачі (6), (3)-(5) для компонент $E_i^s(x, \tau)$:

$$E_i^s = \sum_{v=1}^{V_s} \int_{\gamma_v^s} \Phi_h^s(x, \tau, \xi, \xi_4) \varphi_{iv}^s d\gamma_v^s(\xi) d\xi_4 - I_{ci}(\Phi_h^s), \quad (7)$$

а також одержані на його основі інтегральні зображення для похідних від цих компонент за координатами x_j та за нормаллю:

$$\frac{\partial E_i^s}{\partial x_j} = \sum_{v=1}^{V_s} \int_{\gamma_v^s} Q_{hj}^s(x, \tau, \xi, \xi_4) \varphi_{iv}^s d\gamma_v^s d\xi_4 - I_{ci}(Q_{hj}^s), \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_i^s}{\partial n} = \sum_{v=1}^{V_s} \int_{\gamma_v^s} Q_h^s(x, \tau, \xi, \xi_4) \varphi_{iv}^s d\gamma_v^s d\xi_4 - I_{ci}(Q_h^s), \quad (9)$$

де: $\Phi_h^s(x, \tau, \xi, \xi_4) = \Phi^s(r, \tau, \xi_4) - \Phi^s(r', \tau, \xi_4)$,

$$\Phi^s(r, \tau, \xi_4) = \left[\frac{\sigma_s \mu_s}{4\pi(\tau - \xi_4)} \right]^{3/2} \exp\left\{ -\frac{\sigma_s \mu_s r^2}{4(\tau - \xi_4)} \right\},$$

$$r^2 = \sum_{i=1}^3 y_i^2, \quad r'^2 = \sum_{i=1}^3 y_i'^2,$$

$$y_i = x_i - \xi_i, \quad y_i' = x_i - \xi_i \quad (i=1, 2), \quad y_3 = x_3 + \xi_3,$$

$$\xi = (\xi_1, \xi_2, \xi_3) \in R^3, \quad \xi_4 \in T,$$

$$Q_{hj}^s(x, \tau, \xi, \xi_4) =$$

$$= -\frac{\sigma_s \mu_s}{2(\tau - \xi_4)} (y_j \Phi^s(r, \tau, \xi_4) - y_j' \Phi^s(r', \tau, \xi_4)),$$

$$Q_h^s(x, \tau, \xi, \xi_4) = \sum_{j=1}^3 Q_{hj}^s(x, \tau, \xi, \xi_4) n_j(x).$$

$$I_{ci}(\Phi_h^m) = I_{ci}(Q_{hj}^m) = I_{ci}(Q_h^m) = 0,$$

$$I_{ci}(F^1) = \sigma_1^{-1} \int_{0, \Omega_g} \int_{\tau} F^1(x, \tau, \xi, \xi_4) \frac{\partial \psi_i(\xi, \xi_4)}{\partial \tau} d\Omega_g d\xi_4.$$

Дискретизація за часом. Зведення до системи лінійних алгебричних рівнянь

Дискретно-континуальну модель ЕМ поля в зонально-однорідному провідному магнітному півпросторі побудуємо для покрокової часової схеми “єдиної початкової умови” (СЄПУ) [8, 9].

Для зручності опису залежності $\varphi_{iv}^s(x, \tau)$ від часу часовий промінь T розіб'ємо на інтервали $T_k = [\tau_{k-1}, \tau_k]$ ($k=1, 2, \dots, \tau_0=0$) і в межах кожного T_k ($k=1, \dots, K, K > 1$) для спрощення алгоритму функції $\varphi_{iv}^s(x, \tau)$ апроксимуємо невідомими

константами d_{ivk}^s . Для їх знаходження, використавши (7), (9), запишемо систему лінійних алгебричних рівнянь (СЛАР), вимагаючи на кожному кроці за часом виконання в колокаційному сенсі умов ідеального контакту (4) в кінцевий момент часу τ_K відповідно в точках

$$x^{mw} \in \Gamma_w^m \subset \partial \Omega_m \quad (w=1, \dots, V_m, m=2, \dots, M):$$

$$\begin{aligned} & \sum_{v=1}^{V_1} d_{ivK}^1 I_{Kvw}^1(\tilde{\Phi}_{hK}^1) - \sum_{v=1}^{V_m} d_{ivK}^m I_{Kvw}^m(\tilde{\Phi}_{hK}^m) = \\ & = -\sum_{v=1}^{V_1} \sum_{k=1}^{K-1} d_{ivk}^1 I_{kvw}^1(\bar{\Phi}_{hK}^1) + \sum_{v=1}^{V_m} \sum_{k=1}^{K-1} d_{ivk}^m I_{kvw}^m(\bar{\Phi}_{hK}^m) + \\ & + I_{ci}(\Phi_h^1), \quad w=1, \dots, V_m, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\sigma_1 \sum_{v=1}^{V_1} d_{ivK}^1 I_{Kvw}^1(\tilde{Q}_{hK}^1) + \sigma_m \sum_{v=1}^{V_m} d_{ivK}^m I_{Kvw}^m(\tilde{Q}_{hK}^m) = -\sigma_1 \sum_{v=1}^{V_1} \sum_{k=1}^{K-1} d_{ivk}^1 I_{kvw}^1(\tilde{Q}_{hk}^1) - \quad (11)$$

$$-\sigma_m \sum_{v=1}^{V_m} \sum_{k=1}^{K-1} d_{ivk}^m I_{kvw}^m(\tilde{Q}_{hk}^m) + \sigma_1 I_{ci}(Q_h^1), \quad w=1, \dots, V_m,$$

де: $I_{kvw}^s(F) = \int_{r_v^s} F_k^s(x^{sw}, \tau_k, \xi, \tau_{k-1}) d\gamma_v^s(\xi),$
 $\tilde{\Phi}_{hK}^s(x, \tau_K, \xi, \tau_{K-1}) =$
 $= \frac{\sigma_s \mu_s}{4\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) - \Phi_\tau^s(r, \beta_{s(K-1)}) + \Phi_\tau^s(r', \beta'_{s(K-1)}),$

$$\tilde{Q}_{hK}^s(x, \tau_K, \xi, \tau_{K-1}) = -\sum_{i=1}^3 n_i(x) \left[\frac{\sigma_s \mu_s}{4\pi} \left(\frac{y_i}{r^3} - \frac{y'_i}{r'^3} \right) + Q_\tau^s(r, \beta_{s(K-1)}) y_i - Q_\tau^s(r', \beta'_{s(K-1)}) y'_i \right],$$

$$\tilde{\Phi}_{hk}^s(x, \tau_k, \xi, \tau_{k-1}) = \Phi_\tau^s(r, \beta) \Big|_{\beta_{s(k-1)}}^{\beta_{sk}} - \Phi_\tau^s(r', \beta') \Big|_{\beta'_{s(k-1)}}^{\beta'_{sk}},$$

$$\tilde{Q}_{hk}^s(x, \tau_k, \xi, \tau_{k-1}) =$$

$$= \sum_{j=1}^3 n_j(x) \left(y_j Q_\tau^s(r, \beta) \Big|_{\beta_{s(k-1)}}^{\beta_{sk}} - y'_j Q_\tau^s(r', \beta') \Big|_{\beta'_{s(k-1)}}^{\beta'_{sk}} \right),$$

$$\Phi_\tau^s(r, \beta) = \frac{\sigma_s \mu_s}{4\pi r} \operatorname{erf}(\beta), \quad \operatorname{erf}(\beta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\beta \exp(-z^2) dz,$$

$$\beta_{sk} = \frac{r(\sigma_s \mu_s)^{1/2}}{2(\tau - \tau_k)^{1/2}}, \quad \beta'_{sk} = \frac{r'(\sigma_s \mu_s)^{1/2}}{2(\tau - \tau_k)^{1/2}},$$

$$Q_\tau^s(r, \beta) = -\frac{\sigma_s \mu_s}{2\pi r^3} \left(\frac{1}{2} \operatorname{erf}(\beta) - \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \exp(-\beta^2) \right).$$

Зауважимо, що інтеграли по Γ_v^s від функцій Q_τ^s за $x^{mw} = \xi^{mw}$, які входять у (11), обчислюються в сенсі Коші.

Підставивши одержані як розв'язок системи (10)-(11) значення d_{ivk}^s в (7), знайдемо компоненти вектора напруженості ЕП $E_i^s(x, \tau)$ на K -ому кроці за часом для будь-яких точок спостереження $x^{sp} \in \Omega_s$ ($p=1, \dots, P_s$) у півпросторі, включаючи ділянки контакту:

$$E_i^s(x^{sp}, \tau) = \sum_{v=1}^{V_s} \sum_{k=1}^K d_{ivk}^s I_{kvsp}^s(\tilde{\Phi}_{hk}^s) - I_{ci}(\Phi_h^s), \quad \tau_{K-1} < \tau < \tau_K. \quad (12)$$

Для обчислення швидкості зміни МП, тобто похідної за часом від компонент вектора магнітної індукції $B_l^s(x, \tau) = \mu_s H_l^s(x, \tau)$, використовуючи (8), одержимо такі вирази:

$$\frac{\partial B_l^s(x^{sp}, \tau)}{\partial \tau} = -\sum_{v=1}^{V_s} \sum_{k=1}^K d_{ivk}^s I_{kvsp}^s(\tilde{Q}_{hjk}^s) + \sum_{v=1}^{V_s} \sum_{k=1}^K d_{jvk}^s I_{kvsp}^s(\tilde{Q}_{hik}^s) + I_{ci}(Q_{hj}^s) - I_{cj}(Q_{hi}^s), \quad \tau_{K-1} < \tau < \tau_K, \quad (13)$$

де

$$\tilde{Q}_{hjk}^s(x, \tau_k, \xi, \tau_{k-1}) = y_j Q_\tau^s(r, \beta) \Big|_{\beta_{s(k-1)}}^{\beta_{sk}} - y'_j Q_\tau^s(r', \beta') \Big|_{\beta'_{s(k-1)}}^{\beta'_{sk}},$$

для різних l використовуються різні пари індексів i та j , зокрема, для $l=1$ вибираємо $i=3, j=2$, для $l=2$ — $i=1, j=3$, для $l=3$ — $i=2, j=1$. Зауважимо, що за $\tau = \tau_K$ використовуємо формули, аналогічні (12), (13), але на останньому кроці $\tilde{\Phi}_{hk}^s, \tilde{Q}_{hjk}^s, \tilde{Q}_{hik}^s$ замінюємо на $\tilde{\Phi}_{hK}^s, \tilde{Q}_{hjk}^s, \tilde{Q}_{hik}^s$.

Числові дослідження

Розглянуто включення Ω_2 у формі паралелепіпеда розмірами $p_1 = p_2 = 6, p_3 = 3$, розміщеного на глибині $h_0 = 2$ від межі півпростору (рис. 2). Стороннім джерелом, яке збурювало ЕМ поле, враховуючи широке застосування чисто індуктивного способу збудження, була рамка C з розмірами $h_1 = h_2 = 2,5$, яка знаходилася на глибині $h_3 = -0,01$. Усі геометричні параметри є безрозмірними, оскільки з урахуванням критерію подібності вони зменшені порівняно з реальними у сто разів. Залежність сили струму в рамці змінювалась синхронно і описувалась функцією $\psi_i(x, \tau) = l(\tau) C_i(x)$, де $l(\tau)$ — закон одиничного ступеня, який відповідає вмиканню джерела постійного струму в момент часу $\tau = 0$, $C_i(x)$ — проекції одиничного вектора, колінарного дотичній до контура C у точці $x \in C$.

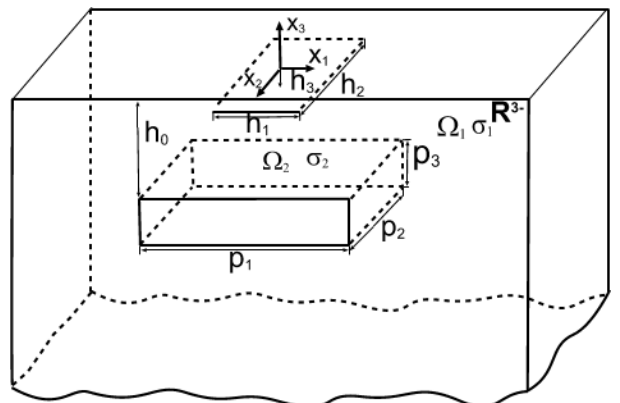


Рисунок 2 – Геоелектрична модель півпростору з нафтовим або газовим включенням

Досліджувались закономірності зміни характеристик ЕМ поля від фізичних властивостей вмикання: його провідності і магнітної проникності – з метою формулювання практичних

рекомендацій у процесі розпізнавання локальних нафтогазоносних неоднорідностей. На рис. 3 зображено залежність вертикальних компонент $\partial B_3^1(0,0,h_3,\tau)/\partial\tau$, одержаних у центрі рамки, від часу τ для значень параметрів $\sigma_2=0,25\sigma_1$, $\mu_2=0,99994\mu_0$ та $\sigma_2=0,1\sigma_1$, $\mu_2=1,00008\mu_0$, що відповідають нафто- (суцільна крива) і газозоносному включенням (суцільна крива з символами); з метою порівняння тут також наведено величини $\partial B_3^0(0,0,h_3,\tau)/\partial\tau$ для однорідного пів-

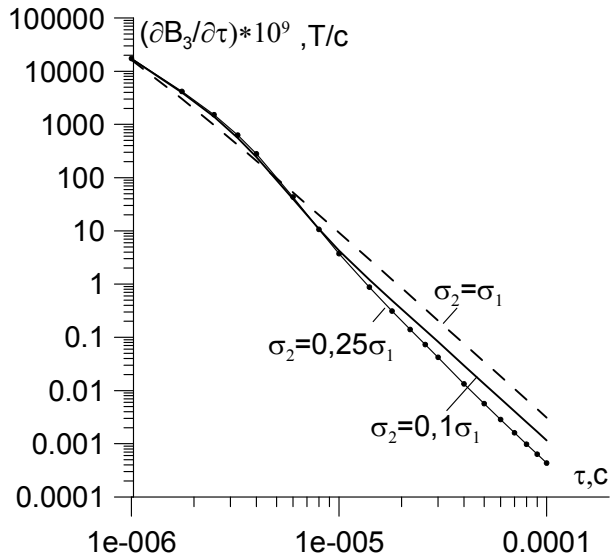


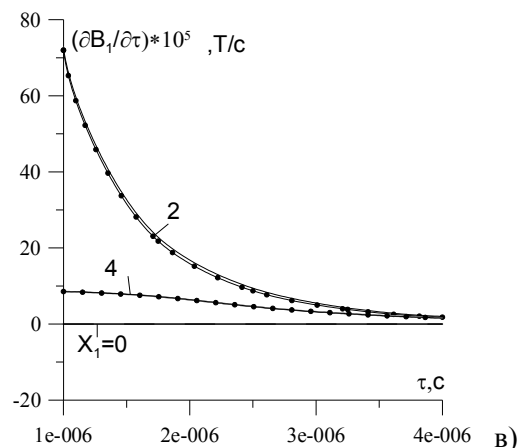
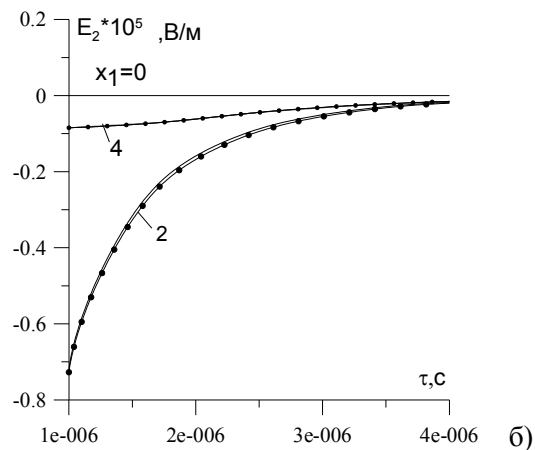
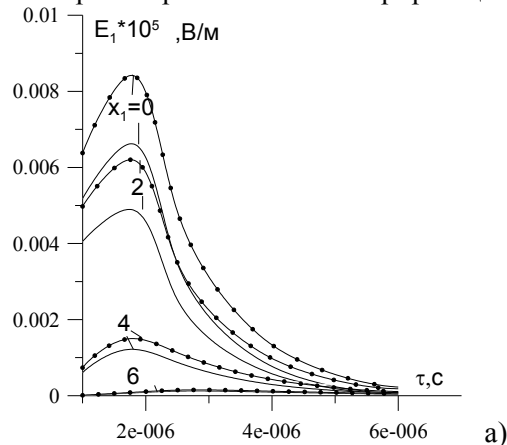
Рисунок 3 – Вплив ЕМ параметрів вмикання на вертикальну компоненту швидкості зміни МП

простору ($\sigma_2 = \sigma_1 = 1$ См/м, $\mu_2 = \mu_1 = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, штрихова крива). Граничну поверхню паралелепіпеда розбивали на 16 граничних елементів і на них будували приграничні елементи висотою 0,5, тобто СЛАР (10),(11) складалась з 32 рівнянь. Як бачимо, для обох включень значення $\partial B_3^1(0,0,h_3,\tau)/\partial\tau$ на початкових часах є більшими, ніж в однорідному півпросторі, а пізніше стають меншими; причому для газозоносного включення внаслідок меншого значення коефіцієнта електропровідності спостерігаємо більші відхилення від однорідного випадку. Відзначимо, що розмірності всіх фізичних величин (час, коефіцієнти електропровідності та магнітні проникності, напруженості електричного та магнітного полів) вибирались у системі СІ.

Оскільки широке латеральне розповсюдження струмів становлення дає можливість фіксувати відгук на значній площі, для отримання детальнішої картини про внутрішню структуру необхідно здійснювати площинну систему збору інформації на закріпленому джерелі. Для цього слід використовувати усі складові ЕМ поля. Тому на рис. 4, а-г показано характер зміни горизонтальних компонент $E_i^1(x_1,0,h_3,\tau)$, $\partial B_i^1(x_1,0,h_3,\tau)/\partial\tau$ ($i=1,2$) для декількох точок спостереження ($x_1=0,2,4,6$). Суцільні криві, як і

на рис. 3, відповідають нафтоносному, а криві з символами – газозоносному включенням.

Маючи оперативну числову наближену процедуру розв'язування прямої тривимірної задачі та використовуючи сукупність площинних даних для знаходження розв'язку оберненої, ми одержимо результат, який в залежності від якості вимірних даних і точності програмного забезпечення можна буде оцінити в діапазоні від трансформації в позірне тривимірне середовище до повної інверсії. Створення оперативної тривимірної системи інтерпретації вима-



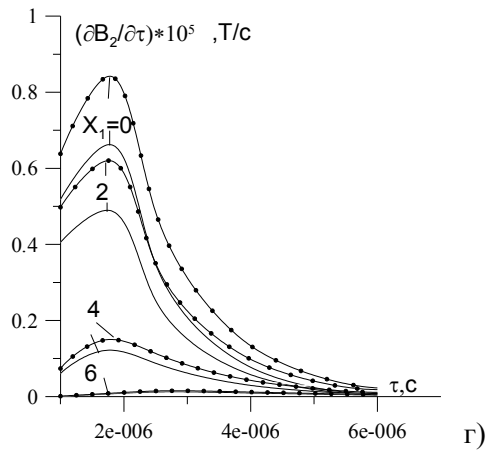


Рисунок 4 – Графіки горизонтальних електричних та магнітних складових поля гає значного часу, оскільки потребує поступового нагромадження нового досвіду і поетапності в розвитку пропонованого підходу. Дану роботу можна розглядати як початковий етап такої системи, який включає програмне забезпечення для розв’язування прямої задачі та елементи розпізнавання для оберненої.

Традиційний спосіб одержання візуалізованої інформації з електророзвідувальних даних полягає в трансформації значень напруженостей електричного і магнітного полів у різні позірні величини. Вона здійснюється шляхом порівняння даних, одержаних для реального змодельованого об’єкта з даними для однорідного середовища з урахуванням геометрії живильного та приймального устаткування. Для визначення місця залягання включення, оцінки його ЕМ характеристик та об’єму, еквівалентного запасам сировини, нами розглянуті елементи тривимірної інтерпретації співвісних, рознесених і площинних зондувань на основі значень напруженостей електричного і магнітного полів та їх трансформацій за аналогією з [10] у позірні електропровідності

$$\sigma_{\tau}^B(\tau) = \sigma_1 \left(\frac{\partial B_3^0(0,0,h_3,\tau)}{\partial \tau} / \frac{\partial B_3^1(0,0,h_3,\tau)}{\partial \tau} \right)^{2/3}$$

$$\text{та } \sigma_x^B(x) = \sigma_1 \left(\frac{\partial B_3^0(x,\tau_k)}{\partial \tau} / \frac{\partial B_3^1(x,\tau_k)}{\partial \tau} \right)^{2/3}$$

За значеннями $\sigma_{\tau}^B(\tau)$ (рис. 5, а) можна оцінити співвідношення між коефіцієнтами електропровідності середовища і включення, $\sigma_x^B(x) = \sigma_x^B(x_1,0,h_3)$ (рис. 5б) служить для виявлення країв включення, які проявляються екстремумами.

Подібні допоміжні криві для виявлення геометрії та ЕМ характеристик включення можна побудувати і на базі інших компонент вектора магнітної індукції (рис. 4, в-г) та компонент ЕП (рис. 4, а-б), одержаних за профілями чи як функції від часу. Здійснити таку побудову, оцінити переваги і недоліки різних трансформацій, а також дослідити взаємний вплив

декількох включень ми плануємо в наступних дослідженнях

Висновки

Запропонована для зонально-однорідного півпростору методика дає змогу:

1) розраховувати всі компоненти ЕМ поля в часовій зоні, не вводячи потенціалів електричного чи магнітного типів, що значно спрощує формулювання та розв’язування задачі;

2) розміщувати точкові та скінченних розмірів джерела різних типів і точки спостереження в будь-якому місці півпростору, моделюючи наземні та свердловинні вимірювання, розглядати довільний імпульсний режим збудження струму, що істотно для сучасних (малоглибинних) умов застосування індуктивної імпульсної електророзвідки;

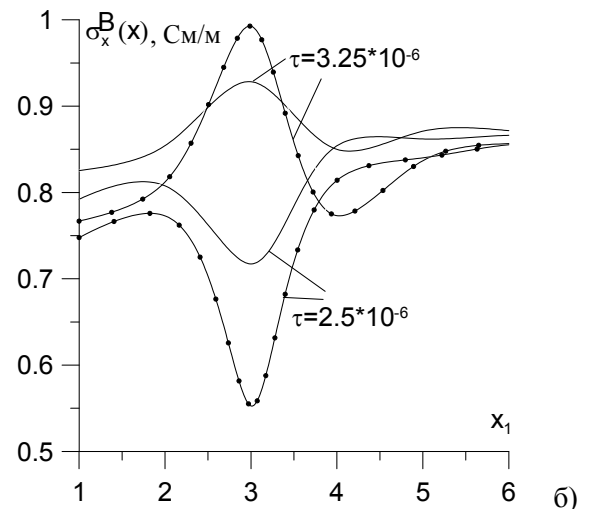
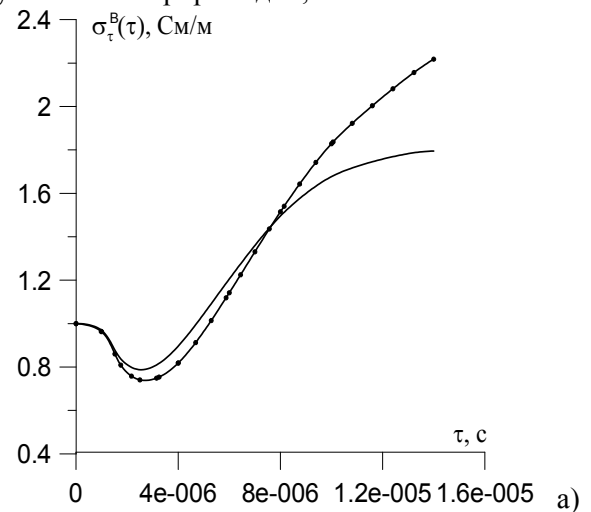


Рисунок 5 – Трансформації ЕМ поля

3) на базі розв’язків прямої задачі моделювати ефективні трансформації для оперативного оброблення великих масивів площинних даних при тривимірній інтерпретації.

Одержані результати можуть бути використані для створення методів розпізнавання в різних прикладних галузях математичної фізики, зокрема, у пошуковій геофізиці для оокунту-

рення покладів корисних копалин, у матеріалознавстві та дефектоскопії для визначення положення та розмірів чужорідних включень і дефектів.

Література

1. Тихонов А.Н., Скугаревская О.А. О становлении электрического тока в неоднородной среде // Изв. АН СССР. Географ. и геофиз. – 1950. – № 4. – С. 281-293.
2. Шейнман С.М. Об установлении электромагнитных полей в Земле // Прикл. геофизика. – 1947. – Вып. 9. – С. 3-55.
3. Дмитриев В.И., Скугаревская О.А., Фролов П.П. Некоторые вопросы метода становления поля в ближней зоне. – М.: Изд-во МГУ, 1973. – 50 с.
4. Табаровский Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. – Новосибирск: Наука, 1975. – 140 с.
5. Pavlov D.A., Zhdanov M.S. Analysis and interpretation of anomalous conductivity and magnetic permeability effects in time domain electromagnetic data. Part I: Numerical modeling // Journal of Applied Geophysics. – 2001. – N 46. – P.p. 217-233.
6. Кауфман А.А. Введение в теорию геофизических методов. Часть 2. Электромагнитные поля / Пер. с англ. – М.: ООО “Недра-Бизнесцентр”, 2000. – 483 с.

логічних і геохімічних аспектів генерації, міграції і акумуляції вуглеводнів та закономірностей формування і поширення скупчень нафти і газу.

Перелічені дослідження сприяли вибору напрямків пошуково-розвідувальних робіт на нафту і газ і відкриттю нових зон нафтогазонокопичення, нафтогазоносних областей тощо.

Промисловість висуває до науковців нові вимоги в галузі підвищення наукової обґрунтованості і достовірності кількісного прогнозу нафтогазоносності надр, у науковому забезпеченні — результативності і ефективності пошуково-розвідувальних робіт на нафту і газ. Зокрема, вимагається достовірний кількісний прогноз нафтогазоносності надр з диференціально роздільною оцінкою розташування ресурсів нафти і газу як по площі, так і з глибиною, з

7. Могилатов В.С. Возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле горизонтальным токовым листом // Изв. РАН. Физика Земли. – 1998. – № 5. – С. 45-53.

8. Бенерджи П., Баттерфилд Р. Метод граничных элементов в прикладных науках. – М.: Мир, 1984. – 494 с.

9. Журавчак Л. М., Грицько Є. Г. Метод приграничных элементов у прикладних задачах математичної фізики. – Львів: Карпатське відділення Інституту геофізики НАН України, 1996. – 220 с.

10. Электроразведка: Справочник геофизика. – М.: Недра, 1979. – 517 с.

УДК 553.98 (477.5)

ПРИНЦИПИ ЗАСТОСУВАННЯ СИСТЕМНОГО АНАЛІЗУ В ПРОГНОЗУВАННІ НАФТОГАЗОНОСНОСТІ НАДР

Г.О. Жученко, Ю.Л. Мончак, Н.О. Жученко

ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 42027,
e-mail: natali@nung.edu.ua

Повышение научного обоснования и достоверности количественного прогноза нефтегазоносности недр на современном этапе возможно только при использовании системного анализа. При этом отдельные геологические объекты необходимо рассматривать как элементы целостной нефтегазовой геологической мегасистемы.

На сучасному етапі пошуково-розвідувальних робіт на нафту і газ, коли буріння ведеться на великих глибинах, системний підхід у нафтогазовій геології набуває все більшого значення. Розвиток системного підходу означає поворот у стилі мислення дослідників, тобто дотримання принципів системності на всіх рівнях наукових досліджень і в практиці прогнозування і розробки скупчень нафти і газу.

Сучасна нафтогазова геологічна наука досягла значних успіхів у вивченні всебічних гео-

Rise of scientific ground and authenticity of quantitative prognosis of bearing bowels of the earth on the modern stage possibly only in case of use of systems analysis. Thus, as elements integral of oil and gas bearing to geological megasystem.

виділенням зон найбільшої концентрації ресурсів нафти і газу.

Це завдання успішно може вирішуватися тільки на основі знань закономірностей формування і розташування різноманітних типів і категорій скупчень нафти і газу і зон нафтогазонагромадження, вивчення всієї сукупності взаємопов'язаних факторів, що контролюють і скеровують цей багатогранний процес з урахуванням їх мінливості в геологічному часі й просторі.