

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.837.61

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СИГНАЛОВ МАЛОГЛУБИННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ЗОНДИРОВАНИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГЕОЭКОЛОГИИ И ИНЖЕНЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ**

**В.Н. Глинских, М.И. Эпов**

*Институт геофизики СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Коптюга, 3, Россия*

Построены приближенные решения прямой трехмерной задачи малоглубинных электромагнитных зондирований и разработаны программно-алгоритмические средства быстрого моделирования электромагнитных откликов. Показана возможность поиска подземных коммуникаций, инженерных сооружений, выделения зон обводнения, областей утечки нефтепродуктов, приповерхностных пустот и других контрастных геоэлектрических объектов с регистрацией высокочастотных относительных характеристик магнитного поля. Проведен численный и сравнительный анализы разности фаз и относительной амплитуды в сложных трехмерных моделях реальных геоэкологических и геолого-инженерных условий. Основными преимуществами созданных алгоритмов являются приемлемая для практики точность и существенное сокращение ресурсоемкости численного моделирования электромагнитных данных.

*Прямая задача, приближенные подходы, разность фаз, относительная амплитуда, малоглубинные электромагнитные зондирования.*

**SHALLOW ELECTROMAGNETIC SOUNDING: NUMERICAL ANALYSIS OF RESPONSES  
FOR GEOECOLOGICAL AND ENGINEERING-GEOPHYSICAL APPLICATIONS**

**V.N. Glinskikh and M.I. Epov**

New approximate solutions to forward 3D shallow EM problem and software for fast processing of electromagnetic responses are applicable to detection of geoelectric targets (underground pipelines, engineering structures, zones of flooding and petroleum leakage, near-surface cavities, etc.) by recording the high-frequency components of the magnetic field. The new algorithms were tested in complex 3D numerical models of real geoeological and engineering settings and showed practically suitable accuracy and high performance.

*Forward problem, approximate approaches, phase difference, relative amplitude, shallow EM sounding*

**ВВЕДЕНИЕ**

Малоглубинные исследования верхней части геологического разреза делают возможным поиск, картирование, мониторинг зон обводнения коммуникационных сооружений, нефте- и газопроводов и других подземных техногенных объектов, являющихся важными задачами геоэкологии и инженерной геофизики.

В настоящее время задачи малоглубинных исследований решаются методами частотного зондирования, зондирования становлением поля и постоянного тока. Однако эти методы в большей степени ориентированы на выделение объектов, начиная с глубины первых до одного—двух десятков метров, что не позволяет с достаточной точностью проводить исследования в вышележащих слоях. Среди этих методов наиболее распространенным является частотное зондирование главным образом в силу мобильности и простой реализации аппаратуры. Существующие системы частотного зондирования представляют собой трехкатушечные зонды (длина 1—2 м), работающие в низкочастотном диапазоне (1—200 кГц) с измерением реальной и мнимой частей ЭДС [1, 2]. Как известно, при измерении абсолютных величин электромагнитного поля проблема заключается в компенсации „прямого поля“, учете смещения „нуля воздуха“ при изменении температурного режима. Ее решение накладывает очень жесткие требования на точность изготовления конструкции и неизменность ее геометрической конфигурации во времени. При невыполнении этих условий измерения имеют существенные погрешности. В последние десятилетия для исследования нефтегазовых скважин широко применяется высокочастотный (0,8—14 МГц) электромагнитный каротаж с измерением относительных характеристик (разности фаз и относительной амплитуды) между сближенными приемными катушками. Опыт развития методик интерпретации данных каротажа показал высокую эффективность использования высокочастотной аппаратуры, в частности, в области малоглубинных высокочастотных электромагнитных зондирований.

В силу сложного пространственного распределения геоэлектрических параметров в приповерхностной части среды, подвергающейся интенсивному антропогенному и техногенному воздействию, эти задачи являются трехмерными. Дальнейшее развитие методов малоглубинных исследований при высокой ресурсоемкости численных решений трехмерных задач электродинамики в полной постановке зависит от создания математического аппарата оперативного моделирования электромагнитных откликов с приемлемой для практики точностью. Традиционным методом решения трехмерных задач электромагнитных зондирований являются конечно-разностные алгоритмы и метод конечных элементов [3]. Линеаризованные представления электромагнитного поля, а также нелинейные аппроксимации для задач электромагнитного зондирования описаны в работах [4, 5]. Вопросы численного трехмерного моделирования и инверсии данных электромагнитных зондирований обсуждаются в [6, 7].

Развитие приближенных подходов позволит создавать высокоэффективные алгоритмы трехмерного моделирования электромагнитных откликов, являющихся необходимым инструментарием проведения малоглубинных высокочастотных электромагнитных зондирований для задач поиска и картирования маломощных приповерхностных объектов.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим горизонтально-слоистое полупространство, в отдельных пластах которого расположены трехмерные произвольно ориентированные проводящие объекты (рис. 1).

Введем декартову систему координат  $\{x, y, z\}$ , ось  $z$  которой направлена вниз. Уравнения плоских границ

$$z = z_i, \quad i = 1, \dots, n - 1,$$

где  $n$  — число пластов.

Каждый пласт характеризуется своими значениями удельной электропроводности  $\sigma_i^b$  (или удельного электрического сопротивления  $\rho_i^b = \frac{1}{\sigma_i^b}$ ) и диэлектрической проницаемости  $\epsilon_i^b$  ( $i = 1, \dots, n$ ). Здесь и в дальнейшем предполагаем, что среда немагнитная  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  Гн/м.

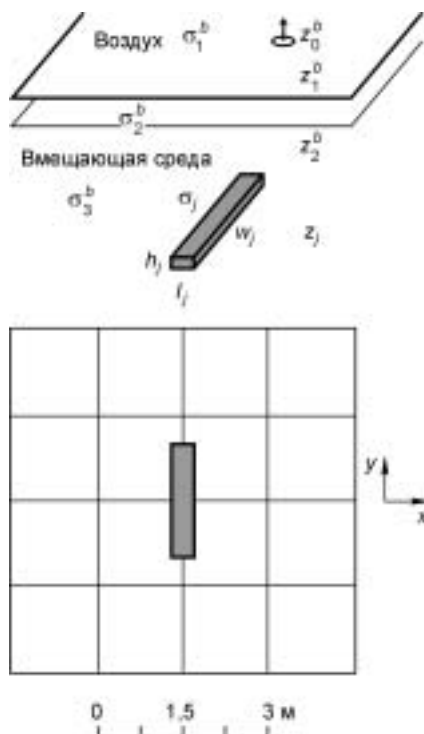
Положения каждого из  $m$  трехмерных проводящих объектов определим следующим образом. Значения координат центра  $j$ -го объекта обозначим

$$\{x_j, y_j, z_j\}.$$

Ориентацию объектов будем задавать углами Эйлера

$$\{\theta_j, \varphi_j, \psi_j\}.$$

Для каждого объекта введем локальную декартову систему координат  $\{x'_j, y'_j, z'_j\}$  с центром в точке  $\{x_j, y_j, z_j\}$ . Переход из общей системы координат в частную, связанную с проводящим объектом, описывается положительно определенной матрицей поворота. Ее элемент зависит от углов Эйлера.



Каждый трехмерный проводящий объект характеризуется парой электрофизических параметров — удельной электропроводностью  $\sigma_j$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_j$ .

В качестве системы возбуждение—наблюдение рассматривается высокочастотная электромагнитная система с измерением относительных характеристик ЭДС между сближенными приемными катушками (длина —  $L = 2$  м, база —  $\Delta L = 0,4$  м). Будем считать, что она расположена в верхнем полупространстве на высоте  $h_1^b$  от дневной границы  $z_1^b$ . В работе приведены расчеты и сравнительный анализ разности фаз и относительной амплитуды для двух частот  $f = 1$  и  $10$  МГц.

### КРАЕВАЯ ЗАДАЧА

Сторонним индуктивным источником является горизонтальный токовый виток радиуса  $r_0$  с центром  $\{x_0, y_0, z_0\}$ . Здесь и в дальнейшем  $z_0 = 0$ . В витке течет монохроматический ток с плотностью

Рис. 1. Модель 3-D проводящего объекта и схема наблюдения.

$$\mathbf{j}^{cm} = I_0 \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) e^{-i\omega t}.$$

Здесь  $\{x_0, y_0, z_0\}$  — координаты генераторного контура,  $\omega = 2\pi f$  — циклическая частота,  $\delta$  — дельта-функция Дирака,  $I_0$  — амплитуда тока,  $i$  — мнимая единица.

Определим электрическое поле  $\mathbf{E}(x, y, z)$ . Уравнения Максвелла в проводящей немагнитной среде имеют вид

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \mathbf{j}^{cm} \\ \text{rot } \mathbf{E} = i\omega\mu_0 \mathbf{H} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{j}^{cm} = \{j_x^{cm}, j_y^{cm}, j_z^{cm}\}$  и  $\gamma = (\sigma - i\omega\epsilon)$  — комплексная электропроводность. Отметим, что все компоненты электрического и магнитного полей не равны нулю.

Из системы (1) можно получить уравнение Гельмгольца для электрического поля  $\mathbf{E}$  в области, содержащей источник

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + k^2(\xi) \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{j}^{cm}. \quad (2)$$

Здесь  $\xi(x, y, z)$  — точка наблюдения.

В квазистационарном случае волновое число  $k(\xi) = \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma(\xi)}$ .

Тангенциальные компоненты электрического поля непрерывны на всех границах

$$[E_\tau]_{z^b = z_j^b} = 0. \quad (3)$$

Квадратные скобки означают скачок поля на границе. Для электрического поля также выполняется условие излучения на бесконечности

$$\left| E_{x,y,z} \right|_{\xi \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (4)$$

Уравнение (2) вместе с условиями (3) и (4) определяют краевую задачу для электрического поля.

Предположим, что трехмерное распределение электропроводности можно представить в виде суммы

$$\sigma(\xi) = \sigma^b(z) + \delta\sigma(\xi), \quad (5)$$

где  $\sigma^b(z)$  — распределение электропроводности, зависящее только от координаты  $z$ ,  $\delta\sigma(\xi)$  — относительно малые трехмерные возмущения электропроводности

$$\frac{\max |\delta\sigma(\xi)|}{\sigma^b(z)} \ll 1.$$

Модель с распределением электропроводности  $\sigma^b(z)$  в дальнейшем будем называть референтной, а соответствующие поля — нормальными.

Электрическое поле также представим как суперпозицию нормальной и возмущенной составляющих

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{E}^b$  — нормальное электрическое поле, а  $\delta\mathbf{E}$  — его возмущение. Поле  $\mathbf{E}^b$  удовлетворяет следующему уравнению:

$$\text{rot rot } \mathbf{E}^b + k^{b^2}(z) \mathbf{E}^b = -i\omega\mu_0 \mathbf{j}^{cm}. \quad (7)$$

Здесь  $k^b(z) = \sqrt{-i\omega\mu_0\sigma^b(z)}$  — волновое число для референтной модели. Подставляя (5), (6) в уравнение (7), получим

$$\text{rot rot } (\mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}) + (k^{b^2}(z) + \delta k^2(\xi)) (\mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}) = -i\omega\mu_0 \mathbf{j}^{cm}, \quad (8)$$

где  $\delta k^2(\xi)$  — возмущение квадрата волнового числа, связанное с относительно небольшими пространственными вариациями электропроводности в некоторой области  $V$ .

Из (7), (8) получаем уравнение на возмущенную составляющую  $\delta\mathbf{E}$

$$\text{rot rot } \delta\mathbf{E} + k^{b^2}(z) \delta\mathbf{E} = -\delta k^2(\xi) (\mathbf{E}^b + \delta\mathbf{E}). \quad (9)$$

Векторное уравнение (9) можно решить, используя функции Грина. Последние являются решениями того же самого уравнения, но с другой правой частью

$$\text{rot rot } \mathbf{G}^E + k^{b^2}(z) \mathbf{G}^E = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) \mathbf{i}_{x,y,z}. \quad (10)$$

Здесь  $i_x, i_y, i_z$  — орты общей декартовой системы координат.