

# Новый подход в морской геоэлектрике

© М.И. Эпов, Э.П. Шурина, А.В. Мариненко, 2009

Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН,  
Новосибирск, Россия

Поступила 5 мая 2009 г.

Представлено членом редколлегии В. И. Старостенко

У прибрежних частинах акваторій спостерігається зміна солоності вод з глибиною, що приводить до змінення їхньої електропровідності від поверхні до дна. Розглянуто схеми обчислювання монохроматичних електричних полів на основі векторного методу скінченних елементів з різними реалізаціями залежності коефіцієнта електропровідності від глибини. Для аналізу впливу вертикального градієнта електропровідності на електричне поле на різних частотах виконано розрахунки його просторового розподілу.

Water salinity at shallow sea depths in shelf areas changes with depth, which causes respective conductivity changes. We discuss algorithms for computing monochromatic electric fields using the vector finite-element method with different realizations of depth dependence of conductivity. The algorithms have been applied to compute vertical conductivity patterns and to explore its influence on the electric field measured on the surface.

**Введение.** Широкое развитие морской электроразведки сопровождается постепенным расширением модельной базы за счет введения в модель структурных элементов и неоднородностей сложного строения. При этом практически всегда считается, что слой морской воды характеризуется постоянной электропроводностью. В то же время известно, что для прибрежных районов морей характерны изменения электропроводности по вертикали. Они обусловлены изменениями температуры и солёности воды на разных глубинах. В каждой конкретной прибрежной зоне эта зависимость разная, но, как правило, носит линейный характер [The Practical ..., 1981].

В настоящее время все методы морской геоэлектрики основаны на том, что источники и приемники электромагнитного поля должны располагаться вблизи дна, как можно ближе к объектам поиска и разведки. Высокая сложность аппаратуры и технологии проведения таких работ очевидна. Кроме того, при сложном морском рельефе точное определение местоположения источников и приемников не представляется возможным. Одни из разно-

видностей подобных методов — морские CSEM (Controlled-Source Electromagnetic Methods), начали изучаться в научном сообществе в ранних 1980-х [Constable, Srnka, 2007]. Тем не менее, их применение для поиска полезных ископаемых началось совсем недавно. Начиная с 2000 г., интенсивность научных и промышленных исследований в этой области значительно возросла, а методы обработки и интерпретации данных развиваются медленнее. Эта ситуация изменилась после того, как научные институты, нефтяные и газовые компании объединили свои усилия в разработке метода CSEM и в возможности применения его для измерений электрической проводимости. В последних публикациях морские методы CSEM продемонстрировали свою пригодность для интерпретации наличия или отсутствия коллекторов углеводородов [Ellingsrud et al., 2002; Carazzone et al., 2005].

Значительно проще и дешевле, чем в морских методах CSEM, располагать питающие и приемные электроды на поверхности воды. Однако численные результаты, полученные на моделях со слоем морской воды с посто-

янной электропроводностью, показывают слабую эффективность такого подхода. Кроме того, есть достаточное количество данных по частотным электромагнитным зондированиям на шельфе, которые не могут быть воспроизведены в рамках общепринятых моделей. Так, в частности, было установлено, что геометрическое затухание монохроматического электрического поля на поверхности воды существенно отличается от получаемого при моделировании в горизонтально-слоистой среде. Такие эффекты свидетельствуют о том, что не учитываются отклики, обусловленные частью вторичных электрических источников. Можно предположить, что несоответствие результатов в моделировании и измерениях определяются тем, что при расчетах не учитывается изменение электропроводности с глубиной, т. е. из-за неоправданного упрощения модели задачи [Мариненко и др., 2009].

В настоящей статье исследован новый подход к моделированию векторных гармонических по времени электрических полей в геометрически сложных трехмерных областях с функциональной зависимостью коэффициента электропроводности от одной из пространственных координат. На базе векторного метода конечных элементов реализован не имеющий аналогов программный комплекс, который может применяться для решения задач морской геоэлектрики в геометрически и физически сложных областях. Предложенные в работе подходы могут служить основой алгоритмов решения реальных задач электромагнетизма в различных физических приложениях и, прежде всего, при поиске нефтегазовых месторождений в прибрежных акваториях морей.

**Математическая модель.** Система уравнений Максвелла, описывающих процессы электромагнетизма, имеет вид [Jackson, 1962]

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma(z) \mathbf{E} + \mathbf{j}^e, \end{cases} \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(\mu \mathbf{H}) = 0, \quad \operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = \rho,$$

где  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля, В/м;  $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля, А/м;  $\mathbf{j}^e$  — плотность стороннего тока, А/м<sup>2</sup>;

$\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды, Ф/м;  $\mu$  — магнитная проницаемость среды, Гн/м;  $\rho$  — плотность электрических зарядов, Кл/м<sup>3</sup>;  $\sigma(z)$  — удельная электропроводность, См/м, в общем случае функция пространственных координат.

Перейдем к уравнению второго порядка для вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ :

$$\operatorname{rot} \mu^{-1} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{H}.$$

Тогда с учетом второго уравнения системы (1) получаем

$$\operatorname{rot} \mu^{-1} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \sigma(z) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{j}^e}{\partial t}.$$

Представим компоненты  $\mathbf{j}^e$  и  $\mathbf{E}$  полученного уравнения в следующем виде:

$$\mathbf{j}^e = \mathbf{j}_0^e e^{-i\omega t},$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E} e^{-i\omega t} = (\mathbf{E}^r + i\mathbf{E}^i) e^{-i\omega t},$$

где  $i$  — мнимая единица.

Таким образом, поведение гармонического во времени электрического поля описывается векторным уравнением Гельмгольца:

$$\operatorname{rot} \mu^{-1} \operatorname{rot} \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = i\omega \mathbf{j}^e, \quad (2)$$

где  $k^2 = i\omega\sigma(z) + \omega^2\varepsilon$  — волновое число, только реальная часть  $\mathbf{j}^e$  отлична от нуля.

Выпишем закон сохранения свободного электрического заряда:

$$\operatorname{div}((\sigma + i\omega\varepsilon) \mathbf{E}) = -\operatorname{div}(\mathbf{j}^e). \quad (3)$$

Рассмотрим задачу, в которой электропроводность есть функция глубины  $\sigma = \sigma(z)$ . Тогда закон сохранения электрического заряда (3) примет вид

$$\begin{aligned} & (\sigma(z) + i\omega\varepsilon) \operatorname{div} \mathbf{E} = \\ & = -\frac{\partial \sigma(z)}{\partial z} E_z - \operatorname{div}(\mathbf{j}^e). \end{aligned} \quad (4)$$

Слагаемое  $-\frac{\partial \sigma(z)}{\partial z} E_z$  описывает дополнительный заряд, который может появиться за счет вертикального изменения электропроводности среды (необходимое условие его появления состоит в наличии ненулевой  $z$ -компоненты электрического поля).

Рассмотрим условия непрерывности электрического поля  $\mathbf{E}$  на границах  $\Gamma_{ij}$ , разделяющих подобласти с различными физическими свойствами. Тогда  $\Omega = \bigcup_i \Omega_i$ , где каждая  $\Omega_i$  характеризуется своими значениями  $\epsilon_i, \mu_i, \sigma_i$ , и условия непрерывности электрического поля могут быть представлены следующим образом:

$$[\mathbf{n} \times \mathbf{E}]_{\Gamma} = 0,$$

$$[\mathbf{n} \cdot (\sigma(z) + i\omega\epsilon) \mathbf{E}]_{\Gamma} = 0.$$

На границе области зададим однородные краевые условия:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} \Big|_{\partial\Omega} = 0.$$

**Вариационная формулировка.** Пусть  $\Omega$  — трехмерная, в общем случае неоднородная по физическим свойствам область с Липшиц-непрерывной границей  $\partial\Omega$ . Введем следующие гильбертовы пространства:

$$H(\Omega) = \{ \mathbf{v} \mid \mathbf{v} \in L_2(\Omega) \},$$

где  $L_2(\Omega)$  — пространство комплекснозначных или действительных функций, интегрируемых на множестве  $\Omega$  с квадратом;

$$H(\text{rot}; \Omega) = \{ \mathbf{v} \mid \mathbf{v} \in H(\Omega),$$

$$\text{rot } \mathbf{v} \in H(\Omega) \} \subset H(\Omega),$$

$$H_0(\text{rot}; \Omega) =$$

$$= \{ \mathbf{v} \mid \mathbf{v} \in H(\text{rot}; \Omega), \mathbf{n} \times \mathbf{v} \Big|_{\partial\Omega} = 0 \}$$

с нормой

$$\| \mathbf{u} \|_{\text{rot}, \Omega}^2 = \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}^* d\Omega + \int_{\Omega} \text{rot } \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}^* d\Omega$$

и скалярным произведением

$$(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \int_{\Omega} \mathbf{u} \cdot \mathbf{v} d\Omega.$$

Запишем вариационную постановку в форме Галеркина для уравнения (2): *найди*  $\mathbf{E} \in H_0(\text{rot}; \Omega)$  *такое, что для*  $\forall \mathbf{V}^* \in H_0(\text{rot}; \Omega)$  *выполняется*

$$\begin{aligned} (\mu^{-1} \text{rot } \mathbf{E}, \text{rot } \mathbf{V}^*) - (k^2 \mathbf{E}, \mathbf{V}^*) = \\ = i(\omega \mathbf{j}^e, \mathbf{V}^*). \end{aligned} \quad (5)$$

Для пространства  $H_0(\text{rot}; \Omega)$  имеет место следующее свойство вложения:

$$\text{grad } \phi \in H_0(\text{rot}; \Omega), \quad \forall \phi \in H^1(\Omega).$$

**Конечные элементы и локальные векторные базисные функции.** В расчетной области можно построить тетраэдральную сетку [Fleischmann, 1999], на ячейках которой определяются базисные edge-функции, ассоциированные с ребрами сетки конечномерного подпространства  $H^h(\text{rot}; \Omega) \subset H(\text{rot}; \Omega)$ . Выбор тетраэдральных конечных элементов (рис. 1) оптимален при построении геометрически сложных областей.

Поскольку использование базисных функций низкого порядка на тетраэдрах не позволяет получать решение с приемлемой точностью, построим иерархический базис пространства  $H^h(\text{rot}; \Omega; 2)$  (векторные базисные

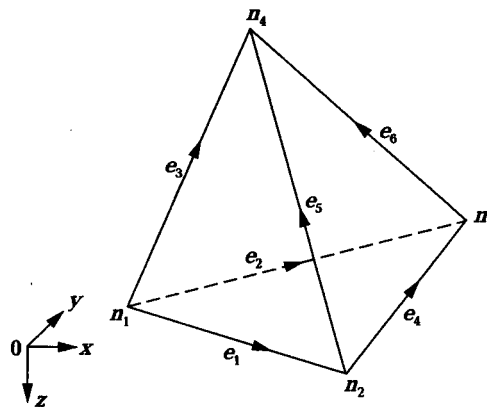


Рис. 1. Локальная нумерация ребер ( $e_i$ ) и вершин ( $n_j$ ) тетраэдрального конечного элемента.

функции первого порядка второго типа) [Nechaev et al., 2008]:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_1 &= \lambda_1 \nabla \lambda_2 - \lambda_2 \nabla \lambda_1, \mathbf{W}_2 = \lambda_1 \nabla \lambda_3 - \lambda_3 \nabla \lambda_1, \\ \mathbf{W}_3 &= \lambda_1 \nabla \lambda_4 - \lambda_4 \nabla \lambda_1, \mathbf{W}_4 = \lambda_2 \nabla \lambda_3 - \lambda_3 \nabla \lambda_2, \\ \mathbf{W}_5 &= \lambda_2 \nabla \lambda_4 - \lambda_4 \nabla \lambda_2, \mathbf{W}_6 = \lambda_3 \nabla \lambda_4 - \lambda_4 \nabla \lambda_3, \\ \mathbf{W}_7 &= \lambda_1 \nabla \lambda_2 + \lambda_2 \nabla \lambda_1, \mathbf{W}_8 = \lambda_1 \nabla \lambda_3 + \lambda_3 \nabla \lambda_1, \\ \mathbf{W}_9 &= \lambda_1 \nabla \lambda_4 + \lambda_4 \nabla \lambda_1, \mathbf{W}_{10} = \lambda_2 \nabla \lambda_3 + \lambda_3 \nabla \lambda_2, \\ \mathbf{W}_{11} &= \lambda_2 \nabla \lambda_4 + \lambda_4 \nabla \lambda_2, \mathbf{W}_{12} = \lambda_3 \nabla \lambda_4 + \lambda_4 \nabla \lambda_3, \end{aligned}$$

где  $\lambda_i$  — трехмерные барицентрические координаты относительно вершин тетраэдра.

Здесь первые шесть базисных функций ассоциированы с ребрами тетраэдра, а вторые шесть — с их центрами.

**Дискретный аналог вариационной задачи.** Для построения дискретного аналога вариационной задачи аппроксимируем элементы пространства  $H(\text{rot}; \Omega)$  элементами дискретного подпространства  $H^h(\text{rot}; \Omega)$ . Тогда дискретный аналог вариационной задачи (5) примет вид

$$\begin{aligned} &\left( \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{E}_h^r, \text{rot } \mathbf{V}_h^{1*} \right)_{\Omega} - \left( \omega^2 \varepsilon \mathbf{E}_h^r, \mathbf{V}_h^{1*} \right)_{\Omega} + \\ &+ \left( \omega \sigma(z) \mathbf{E}_h^i, \mathbf{V}_h^{1*} \right)_{\Omega} = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\left( \frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{E}_h^i, \text{rot } \mathbf{V}_h^{2*} \right)_{\Omega} - \left( \omega^2 \varepsilon \mathbf{E}_h^i, \mathbf{V}_h^{2*} \right)_{\Omega} - \\ &- \left( \omega \sigma(z) \mathbf{E}_h^r, \mathbf{V}_h^{2*} \right)_{\Omega} = \left( \omega \mathbf{j}^e, \mathbf{V}_h^{2*} \right)_{\Omega}. \end{aligned}$$

Для построенных дискретных подпространств имеет место свойство включения:

$$\phi^h \in H^h(\text{grad}; \Omega) \rightarrow \text{grad } \phi^h \in H^h(\text{rot}; \Omega).$$

Будем искать решение задачи в подпространстве  $H_0^h(\text{rot}; \Omega)$  для реальной и мнимой

частей  $\mathbf{E} = \mathbf{E}^r + i\mathbf{E}^i$ . Представим эти величины в виде разложения по всем базисным функциям  $\mathbf{N}_j \in H_0^h(\text{rot}; \Omega)$ :

$$\mathbf{E}^r = \sum_j \alpha_j \mathbf{N}_j, \quad \mathbf{E}^i = \sum_j \beta_j \mathbf{N}_j. \quad (6)$$

Тогда решение вариационной задачи (5) будет эквивалентно решению системы уравнений относительно весов в разложении (6):

$$\begin{pmatrix} \hat{A} + \hat{M}_\varepsilon & \hat{M}_\sigma \\ -\hat{M}_\sigma & \hat{A} + \hat{M}_\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ F \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Элементы матриц  $\hat{A}$ ,  $\hat{M}_\varepsilon$ ,  $\hat{M}_\sigma$  и вектора правой части  $\mathbf{F}$  определяются соотношениями

$$\{\hat{A}\}_{ij} = \frac{1}{\mu} \int_{\Omega} \text{rot } \mathbf{N}_j \text{ rot } \mathbf{N}_i \, d\Omega,$$

$$\{\hat{M}_\varepsilon\}_{ij} = -\omega^2 \varepsilon \int_{\Omega} \mathbf{N}_j \mathbf{N}_i \, d\Omega,$$

$$\{\hat{M}_\sigma\}_{ij} = \omega \int_{\Omega} \sigma(z) \mathbf{N}_j \mathbf{N}_i \, d\Omega,$$

$$\{\mathbf{F}\}_i = \omega \int_{\Omega} \mathbf{N}_i \mathbf{j}^e \, d\Omega.$$

Заметим, что в матрице  $\hat{M}_\sigma$  коэффициент электропроводности остается под знаком интеграла, так как не является константой в той подобласти, в которой задан слой морской воды. Эта особенность приводит к тому, что интегралы  $\{\hat{M}_{\sigma ij}\}$  необходимо пересчитывать каждый раз, когда изменяется зависимость  $\sigma(z)$ :

$$\{\hat{M}_\sigma\}_{ij} = \omega \int_{\Omega} \sigma(z) \mathbf{N}_j \mathbf{N}_i \, d\Omega =$$

$$= \omega \int_{\Omega} \Phi_i(z) \mathbf{N}_i \, d\Omega,$$

где  $\Phi_i(z) = (a^i + b^i z) \mathbf{N}_j$ ;  $a^i$  и  $b^i$  — некоторые

константы, значения которых определяются в зависимости от особенностей морской среды.

Однако в тех средах, где  $\sigma$  является константой, матрица  $\hat{M}_\sigma$  вычисляется проще:

$$\{\hat{M}_\sigma\}_{ij} = \omega\sigma \int_{\Omega} N_j N_i d\Omega$$

Полученная система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) (7) является несимметричной. При переходе к комплексной арифметике СЛАУ принимает вид

$$\left( \hat{A} + \hat{M}_\epsilon + \hat{M}_\sigma + i \left( \hat{A} + \hat{M}_\epsilon - \hat{M}_\sigma \right) \right) \times (\alpha + i\beta) = (0 + iF). \quad (8)$$

СЛАУ (8) не будет занимать меньше памяти по сравнению с (7), а время ее решения при использовании одних и тех же методов практически не отличается от времени решения (7). Однако данная матрица симметрична и этот факт дает нам возможность существенно расширить набор решателей для задач морской геофизики.

**Вычислительные эксперименты.** Для численной оценки влияния вертикальной неоднородности электропроводности выполнено моделирование гармонического электрического поля в среде, состоящей из трех областей с различной электропроводностью. Причем в среднем слое (морская вода) электропроводность зависит от глубины (рис. 2).

Традиционно при решении прямых задач морской геофизики используются слоистые геоэлектрические модели. Как правило, электропроводность морской воды, как и осталь-

ных слоев, считается постоянной и не зависящей от глубины. В лучшем случае, градиентную электропроводность задают в виде кусочно-постоянной функции, т. е. фактически разбивают слой морской воды на несколько подобластей, в каждой из которых электропроводность равна константе. Выбор таких моделей обусловлен двумя факторами. Во-первых, существует ряд хорошо зарекомендовавших себя методов решения прямых задач для слоисто-однородных моделей. Во-вторых, как правило, не удается правильно учесть все особенности описания пространственного распределения электропроводности в виде функции.

Введем декартову систему координат, плоскость  $XOY$  которой совпадает с поверхностью моря, а ось  $Z$  направлена вниз.

На поверхности морской воды находятся два электрода — положительный ( $A$ ) и отрицательный ( $B$ ) (см. рис. 2), в которых задан ток силой 1 А, частота питающего тока 100 Гц. Расстояние между электродами 25 м.

Электропроводность у поверхности воды примем равной 5, а вблизи дна — 7 См/м. Функциональная зависимость  $\sigma(z)$  является линейной:

$$\sigma(z) = \sigma_0 \left( 1 + \frac{z}{50} \right) \text{ См/м,}$$

где  $\sigma_0 = 5 \text{ См/м}$ .

Сравним результаты численных расчетов электрического поля для двух моделей: с градиентным верхним слоем и с однородным (средняя электропроводность  $\sigma = 6 \text{ См/м}$ ).

На векторной диаграмме поля  $E^r$  (рис. 3), построенной в сечении  $y = 12,5 \text{ м}$ , видно, что численные результаты для различного представления коэффициента электропроводности морской воды отличаются. Особенно ярко это отличие наблюдается в зоне  $z = 20 \text{ м}$  (морское дно).

Такое различие результатов может быть объяснено наличием в зоне  $z = 20 \text{ м}$  (морское дно) электрических зарядов, которые не учитываются при осреднении коэффициента электропроводности морской воды. Данный вывод следует из законов сохранения электрических зарядов (3), где электропроводность в слое постоянная величина, и (4) — электропроводность зависит от глубины линейно. Любая процедура осреднения по глубине слоя или поэлементно на каждом тетраэдре приводит к ре-

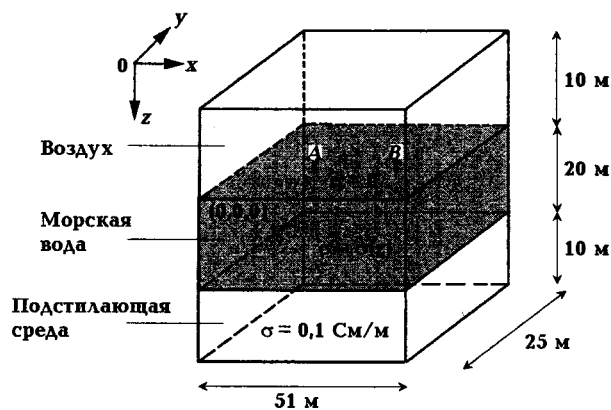


Рис. 2. Модель среды и расчетная область.

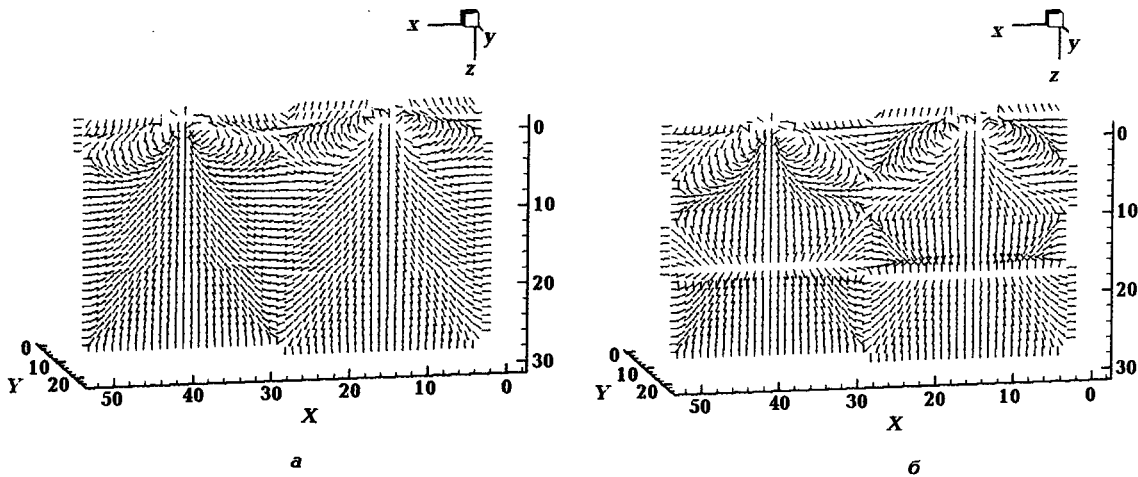


Рис. 3. Векторные диаграммы поля  $E^r$  в сечении  $y = 12,5$  м (линии векторов имеют равную длину):  $a$  — осредненное значение  $\sigma$ ,  $b$  — линейная зависимость  $\sigma(z)$ .

зультатам, для которых закон сохранения заряда (4) не выполняется.

Рассмотрим задачу моделирования, приближенную к реальной. Расчетная область представляет собой прибрежную акваторию моря, дно которого выровнено в результате процесса поперечного перемещения наносов [Рычагов, 2006]. Донный рельеф определяется осадочными материалами различного типа, образовавшимися из-за разрушения горных пород, химических превращений и речных выносов.

По поверхности морской воды перемещаются два электрода  $A$  и  $B$  — положительный и отрицательный (рис. 4), в которых задан ток 1 А. Расстояние между электродами 40 м.

Поскольку донные осадки имеют различ-

ную природу, их значения электропроводности также различны:  $\sigma_1 = \frac{1}{50}$ ,  $\sigma_2 = \frac{1}{1000}$ ,  $\sigma_3 = \frac{1}{3}$  См/м. Подводный грунт имеет электропроводность  $\sigma_4 = \frac{1}{10}$  См/м. Для морской

воды  $\sigma(z) = \left(5 + \frac{z}{43}\right)$  См/м. В качестве объ-

екта поиска выступает антиклинальная ловушка, так как данный тип месторождений нефти и газа наиболее распространен [Геодекян, Забанбарк, 1985]. При моделировании будем использовать частоты в диапазоне от 10 до 70 Гц включительно с шагом 10 Гц.

Сначала рассмотрим ситуацию, когда электроды находятся точно над антиклинальной ловушкой. Результат моделирования для частоты 30 Гц представлен на рис. 5.

Заметим, что только в случае градиентной зависимости электропроводности морской воды появляются вторичные источники на границе раздела сред. Зафиксируем положение электродов точно над антиклинальной ловушкой и поставим в данной точке начало отсчета по оси  $X$ . Система двух электродов перемещается по оси  $X$ , положения электродов  $A$  и  $B$  по осям  $Y$  и  $Z$  фиксированы. Измерения проводятся между электродами с небольшим погружением в воду ( $z = 1$  м).

В таблице приведены расчеты для определения частотного диапазона или конкретного значения частоты, при которых измеряемый сигнал будет наиболее информативным. Из результатов вычислительных экспериментов

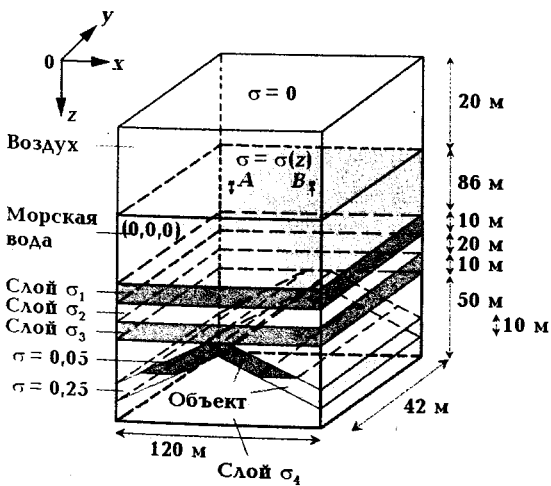


Рис. 4. Расчетная область для модели, максимально приближенной к реальной.

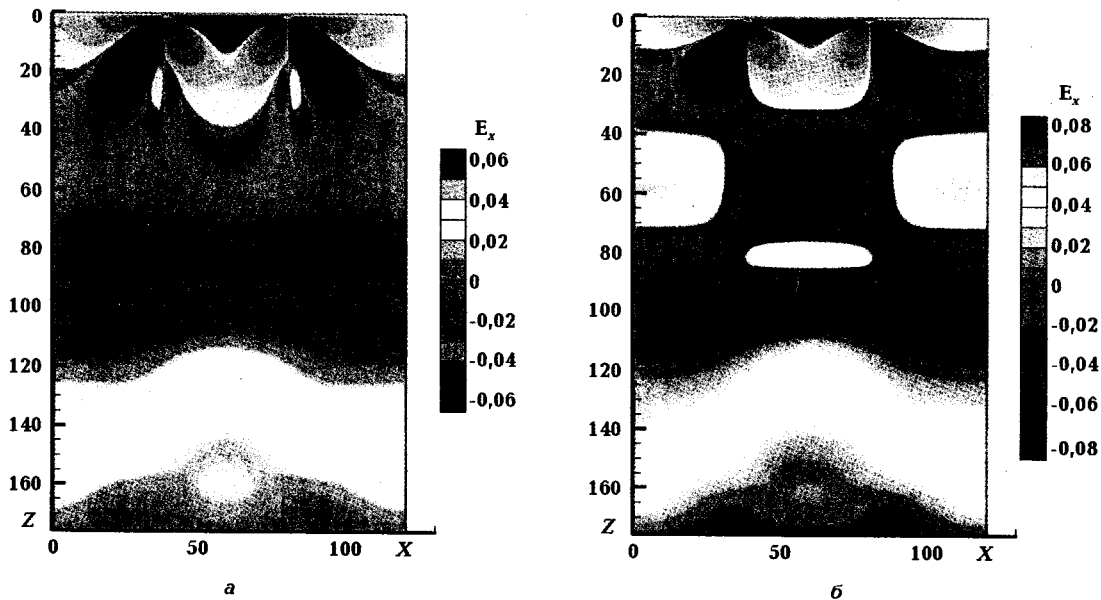


Рис. 5. Цветная диаграмма поля  $E_x^r$  в сечении  $y = 21$  м: а — средненное значение  $\sigma$ , б — линейная зависимость  $\sigma(z)$ .

можно сделать вывод, что наибольшая реакция на объект наблюдается при частотах 50 и 60 Гц в точке  $X = 0$ , когда электроды находятся непосредственно над вершиной антиклинальной ловушки. Реакция на объект вырастает, когда частота максимально приближается к 50—60 Гц.

**Заключение.** Математическое моделирование является мощным средством для анализа возможностей геофизических методов в задачах морской геоэлектрики. Истощение природных ресурсов приводит к необходимости добычи полезных ископаемых в труднодоступных районах, включая шельфовые зоны. В связи с этим необходимо разрабатывать более экономичные и эффективные способы обнаружения месторождений. Современные методы морской геоэлектрики основаны на тех же принципах, что и методы поиска полезных ископаемых на суше — источники

электрического поля располагаются на подстилающей среде, что упрощает математическое моделирование задачи, но усложняет приборы и увеличивает стоимость проводимых работ. При размещении источников электрического поля и измерительных комплексов на поверхности морской воды для решения прямых задач необходим эффективный инструментарий моделирования трехмерных электромагнитных полей в градиентных средах, что приводит к необходимости дополнительных исследований в этой области. В приведенной статье представлены разработанные, обоснованные и реализованные алгоритмы для решения данного класса задач.

На основании проведенных исследований могут быть разработаны рекомендации по анализу различных реализаций геофизических методов морской геоэлектрики.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-05-00702.

**Влияние непроводящего объекта на компоненту электрического поля  $E_x^r$  на различных частотах**

Частотный диапазон	Частота, Гц (в числителе) и координата точки X с наибольшей реакцией на объект, м (в знаменателе)						
	10 / 18	20 / 0	30 / 0	40 / 48	50 / 0	60 / 36	70 / 0
$\Delta E_x^r =  E_{x, \text{перв}}^r - E_{x, \text{возм}}^r $	$3,03 \cdot 10^{-8}$	$4,43 \cdot 10^{-7}$	$7,03 \cdot 10^{-7}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	$2,55 \cdot 10^{-6}$	$8,29 \cdot 10^{-7}$

Примечание:  $E_{x, \text{перв}}^r$ ,  $E_{x, \text{возм}}^r$  — значения x-компоненты поля в области без объекта и с объектом соответственно, В/м.

Список литературы

- Геоекян А.А., Забанбарк А.* Геология и размещение нефтегазовых ресурсов в Мировом океане. — Москва: Наука, 1985. — 190 с.
- Мариненко А.В., Эпов М.И., Шурина Э.П.* Особенности моделирования электромагнитного поля в прибрежных акваториях морей // Геология и геофизика. — 2009. — 50, № 5. — С. 619—629.
- Рычагов Г.И.* Общая геоморфология. Учеб. пособие. — Москва: Наука, 2006. — 415 с.
- Carazzone J.J., Burtz O.M., Green K.E., Pavlov D.A., Xia C.* Three dimensional imaging of marine CSEM data // 75<sup>th</sup> Annual International Meeting, SEG, Expanded Abstracts. — 2005. — P. 575—578.
- Constable S., Srnka L.J.* An Introduction to Marine Controlled-Source Electromagnetic Methods for Hydrocarbon Exploration // Geophysics. — 2007. — 72, № 2. — P. WA3—WA12.
- Ellingsrud S., Eidesmo T., Johansen S., Sinha M.C., MacGregor L.M., Constable S.* Remote sensing of hydrocarbon layers by seabed logging (SBL): results from a cruise offshore Angola // The Leading Edge. — 2002. — 21. — P. 972—982.
- Fleischmann P.* Mesh Generation for Technology CAD in Three Dimensions: Diss. ... D-rs techn. wiss. — Austria, Vienna: Techn. Univ., 1999. — P. 937—951.
- Jackson J.* Classical electrodynamics. — New York: Wiley, 1962. — 839 p.
- Nechaev O.V., Shurina E.P., Bochev M.A.* Multi-level iterative solvers for the edge finite element solution of 3D Maxwell equation // Computers and Mathematics with Applications. — 2008. — 55. — P. 2346—2362.
- The Practical Salinity Scale 1978 and the International Equation of State of Seawater 1980, UNESCO Technical Papers // Marine Science.* — Paris. — 1981. — № 36. — P. 25.