

УЧЕТ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТЫМ РАЗРЕЗОМ ПРИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В.В. Плоткин, Д.И. Губин

*Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия*

Представлена численная модель для учета влияния приповерхностных неоднородностей над одномерным горизонтально-слоистым геоэлектрическим разрезом и анализа вызываемых ими искажений при магнитотеллурическом зондировании (МТЗ). Для расчета электромагнитного поля внутри слоя приповерхностных неоднородностей используется метод Треффца. Выведены выражения для граничных условий на дневной поверхности и на кровле подстилающей неоднородности горизонтально-слоистой среды. Эти граничные условия учитывают возбуждение приповерхностными неоднородностями полей ТМ-моды и проникновение их в атмосферу и подстилающую среду. Изучено пространственное распределение и характеристики гальванических и индукционных искажений на разных временных периодах при МТЗ. Показано, что учет гальванических искажений возможен, по экспериментальным данным, при синхронной регистрации распределения компонент электрического и магнитного полей на ограниченном участке земной поверхности.

Магнитотеллурическое зондирование, приповерхностные неоднородности, гальванические искажения, электропроводность, горизонтально-слоистая среда, граничные условия.

ACCOUNTING FOR NEAR-SURFACE INHOMOGENEITIES OVER A HORIZONTALLY LAYERED SECTION IN MAGNETOTELLURIC SOUNDING

V.V. Plotkin and D.I. Gubin

This paper presents a numerical model for the effect of near-surface inhomogeneities over a one-dimensional horizontally layered geoelectric section and the distortions they cause during magnetotelluric sounding (MTS). The electromagnetic field within the layer of near-surface inhomogeneities is calculated using the Trefftz method. Expressions are derived for the boundary conditions on the day surface and on the roof of the underlying inhomogeneity of a horizontally layered medium. These boundary conditions allow for the excitation of TM-mode fields by subsurface inhomogeneities and their penetration into the atmosphere and the underlying medium. The spatial distribution and characteristics of galvanic and inductive distortions over different time periods during MTS have been studied. Experimental data show that accounting for galvanic distortions is possible with synchronous recording of the distribution of components of the electric and magnetic fields in a limited area of the Earth's surface.

Magnetotelluric sounding, near-surface inhomogeneity, galvanic distortions, electric conductivity, horizontally layered medium, boundary conditions

ВВЕДЕНИЕ

Повышение эффективности магнитотеллурических зондирований (МТЗ) остается целью многих работ вплоть до настоящего времени. Это объясняется сложностями решения обратной задачи при зондировании геологической среды. Трехмерное распределение электропроводности вблизи пункта зондирования, являясь причиной нелокальности отклика среды, приводит к различным искажениям магнитотеллурических кривых относительно модели горизонтально-слоистого геоэлектрического разреза. Попытки учесть сложность строения среды и устранить наблюдаемые искажения кривых начались давно и продолжают до сих пор [Pellerin, Hohmann, 1990; Sasaki, 2004; Зингер, Файнберг, 2005; Иванов, Пушкарев, 2010; Березина и др., 2013].

В трехмерной среде локальные тензорные импедансные и адмитансные соотношения между компонентами электромагнитного поля приобретают дифференциальный характер [Плоткин, 2012], что приводит к нелокальности ее отклика. В работе [Плоткин, 2013] аналитическими методами получены оценки зоны влияния малых трехмерных отклонений среды от модели Тихонова—Каньяра на значения

компонент тензоров импеданса и типпера. В работе [Плоткин, 2014] представлена аналитическая модель электростатического поля, возбуждаемого приповерхностными неоднородностями при магнитотеллурическом зондировании.

Для практики МТЗ важно создать эффективные алгоритмы учета искажений магнитотеллурических кривых, требующие минимальных затрат и изменений существующих методик и аппаратуры для эксперимента [Плоткин, 2013а]. С целью построения одного из таких алгоритмов обработки при синхронной регистрации данных на нескольких пунктах МТЗ ниже предлагается численная модель учета влияния приповерхностных неоднородностей над одномерным слоистым геоэлектрическим разрезом.

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Предположим, что среда в целом является горизонтально-слоистой, и все латеральные неоднородности электропроводности сосредоточены в поверхностном слое (оси OX и OY расположены в горизонтальной плоскости, ось OZ направлена вниз, поверхность Земли $z = 0$). При расчетах электромагнитного поля будем использовать метод Треффца [Егоров, 2011].

Расчетную область с горизонтальными размерами L_x и L_y представим совокупностью нескольких конечных элементов в виде параллелепипедов, в которых среда однородна. Решение уравнений Максвелла внутри этих элементов записывается в виде встречных волн с двумя независимыми поляризациями, распространяющихся вдоль каждой из осей координат. Следовательно, один элемент содержит 12 неизвестных амплитуд волн. Поверхностный слой толщиной L_z содержит M_x и M_y параллелепипедов по осям OX и OY соответственно (всего $M_x \times M_y$ таких элементов и $12 \times M_x \times M_y$ неизвестных). По методу Треффца в центральных точках внутренних граней ставятся условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей. Для получения замкнутой системы уравнений необходимо поставить еще по два граничных условия на каждой из всех внешних граней поверхностного слоя.

Условия на боковых гранях. На всех боковых гранях расчетной области можно поставить условия уходящих из объема волн, поскольку возникающие в выделенной неоднородной области возмущения полей будут затухать в окружающей среде при удалении от нее (для получения условий можно считать удаленные участки среды однородными по горизонтали). Другой вариант граничных условий на боковых гранях записывается для случая периодического повторения расчетной области вдоль осей OX и OY (условия периодичности поля). Он полезен для учета гальванических искажений (см. далее), а также при необходимости аппроксимации экспериментальных данных на поверхности полигона двумерными рядами Фурье. Понятно, что искомое решение будет зависеть от выбора боковых граничных условий. Основываясь на представлении о затухании поля в проводящей среде, можно выбрать такие размеры расчетной области L_x и L_y , при которых решение в центре будет слабо зависеть от граничных условий.

Нижнее граничное условие (НГУ). Предположим, что ниже рассматриваемого поверхностного слоя среда является горизонтально-слоистой (одномерный геоэлектрический разрез с параметрами $\sigma_n, h_n, n = 1, \dots, N$). При МТЗ в неоднородном поверхностном слое возникает электростатическое латерально неоднородное поле [Плоткин, 2014], которое представляется набором пространственных гармоник по горизонтальным координатам. НГУ для поверхностного слоя должно учитывать возбуждение всех пространственных гармоник поля и их распространение в лежащую ниже горизонтально-слоистую среду. Если представить горизонтальное электрическое поле $\mathbf{E}_\perp(x, y, z)$ с компонентами E_x и E_y в виде двумерного Фурье-разложения (соотношения с аналогичными обозначениями используются далее и для магнитного поля)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\perp(x, y, z) &= \int \mathbf{e}_\perp(k_x, k_y, z) \exp(ik_x x + ik_y y) dk_x dk_y, \\ \mathbf{e}_\perp(k_x, k_y, z) &= \frac{1}{4\pi^2} \int \mathbf{E}_\perp(x, y, z) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy, \end{aligned} \quad (1)$$

для амплитуд пространственных гармоник $e_{x,y}(k_x, k_y, z)$ на нижней границе поверхностного слоя можно использовать соотношения, вытекающие из теоремы Липской [Жданов, 1986], например:

$$\begin{aligned} \frac{de_{x,y}}{dz} + \frac{k_1 e_{x,y}}{R^{(0)}} = 0, \quad R^{(0)} = \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[\frac{k_1}{k_2} \text{cth} \left(k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_{N-1}}{k_N} \right) \right] \right\}, \\ k_n = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\mu_0 \omega \sigma_n}, \quad n = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (2)$$

Влияние нижележащего слоистого геоэлектрического разреза на поле существенно зависит от значений $k_n = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\mu_0\omega\sigma_n}$, которые определяются соотношением входящих в них горизонтальных волновых чисел $k_{x,y}$ и обратных толщин скин-слоев $\mu_0\omega\sigma_n$. Набор учитываемых значений $k_{x,y}$ связан с задаваемыми горизонтальными размерами полигона, поскольку вместо (1) в расчетной области используются двумерные ряды Фурье. Если размеры полигона выбрать слишком малыми, на низких частотах ω (или больших временных периодах) будет выполняться условие $k_{x,y}^2 \gg \mu_0\omega\sigma_n$, и тогда кажущееся сопротивление перестает зависеть от характеристик геоэлектрического разреза. При таком геометрическом затухании оно пропорционально ω , что и подтверждается при численных расчетах с обсуждаемым вариантом НГУ. Это означает необходимость правильного выбора в эксперименте соотношений пространственного и временного окон для регистрации компонент электромагнитного поля при МТЗ.

Однако приведенный в (2) импеданс $R^{(0)}$ применим лишь для поля ТЕ-моды, когда вертикальная компонента электрического поля в слоистой среде отсутствует. Поскольку ниже неоднородного поверхностного слоя в общем случае возбуждается электромагнитное поле из двух мод (ТЕ- и ТМ-моды), необходим учет вклада в НГУ каждой из мод. В частности, ТМ-мода содержит вертикальную компоненту электрического поля. Поэтому условие для ТМ-моды должно учитывать приведенное импедансное отношение $R^{(z)}$ [Жданов, 1986] для нижележащего полупространства по вертикальной компоненте электрического поля. Поскольку горизонтальные компоненты $E_{x,y}$ включают вклад как ТЕ-, так и ТМ-моды, необходимо уточнить НГУ в форме (2). Фактически НГУ для подошвы поверхностного слоя представляет собой сшивку Фурье-представления поля ниже этого слоя с его значениями, определяемыми внутри него. Следовательно, Фурье-разложение ниже слоя становится вариантом записи решений для метода Трэффца в расположенных ниже увеличенных параллелепипедах — слоях среды.

Чтобы получить обсуждаемое НГУ, рассмотрим уравнения Максвелла в слое, ниже поверхностного:

$$-i\omega\mu_0 H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad -i\omega\mu_0 H_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \sigma_1 E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}. \quad (3)$$

Подставляя E_z из третьего уравнения в (3) в первые два и переходя к пространственным гармоникам, получим:

$$\begin{aligned} -i\omega\mu_0\sigma_1 h_x &= -\sigma_1 \frac{de_y}{dz} - k_x k_y h_y + k_y^2 h_x, \\ -i\omega\mu_0\sigma_1 h_y &= \sigma_1 \frac{de_x}{dz} - k_x k_y h_x + k_x^2 h_y. \end{aligned} \quad (4)$$

Если в (4) можно было бы подставить соотношения Липской из (2), то искомые НГУ выглядели бы следующим образом:

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{R^{(0)}}{\sigma_1 k_1} \left[-k_x k_y h_x + (k_1^2 - k_y^2) h_y \right], \\ e_y &= \frac{R^{(0)}}{\sigma_1 k_1} \left[+k_x k_y h_y - (k_1^2 - k_x^2) h_x \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Однако использование (4) для получения НГУ (помимо уточнений импеданса в (2)) связано с вопросом о непрерывности производных $\frac{de_{x,y}}{dz}$ при переходе через границы слоев. Действительно, в среде с кусочно-постоянной электропроводностью (например, в соседних по оси OZ блоках с электропроводностями $\sigma_{1,2}$) справедливы те же уравнения Максвелла (3):

$$\begin{aligned} -i\omega\mu_0 H_{1,2x} &= \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right)_{1,2} - \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} \right)_{1,2}, \\ -i\omega\mu_0 H_{1,2y} &= \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} \right)_{1,2} - \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right)_{1,2}, \\ \sigma_{1,2} E_{1,2z} &= \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} \right)_{1,2} - \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} \right)_{1,2}. \end{aligned} \quad (3a)$$

Пользуясь непрерывностью тангенциальных компонент магнитного поля ($H_{1x,y} = H_{2x,y} = H_{x,y}$) и нормальной компоненты тока ($\sigma_1 E_{1z} = \sigma_2 E_{2z} = j_z$) на рассматриваемой границе блоков, из (3а) можно получить:

$$\begin{aligned} i\omega\mu_0(\sigma_2 - \sigma_1)H_x &= \sigma_2 \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} \right)_2 - \sigma_1 \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} \right)_1, \\ -i\omega\mu_0(\sigma_2 - \sigma_1)H_y &= \sigma_2 \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} \right)_2 - \sigma_1 \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} \right)_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя в выражения (6) горизонтальные компоненты магнитного поля из уравнений Максвелла (3а), для скачков нормальной производной $\partial E_{x,y}/\partial z$ получим:

$$\left(\frac{\partial E_{x,y}}{\partial z} \right)_2 - \left(\frac{\partial E_{x,y}}{\partial z} \right)_1 = -\frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2 \sigma_1} \frac{\partial j_z}{\partial x, y}. \quad (7)$$

Как видно, производные от тангенциальных компонент электрического поля по нормали к границе блоков непрерывны только при отсутствии (или неизменности по латерали) нормальных компонент тока и электрического поля. Следовательно, формулы (7) указывают на невозможность прямой подстановки (2) в (4) в случае возбуждения в поверхностном неоднородном слое ТМ-моды.

Поэтому для получения НГУ в общем случае лучше исходить из соотношений теоремы Липской [Жданов, 1986], справедливых в слоистой среде и при наличии обеих мод (ось OZ направлена вниз в среду):

$$\begin{aligned} -k_1 \left(\frac{h_z}{dh_z/dz} \right)_1 &= R^{(0)} = \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[\frac{k_1}{k_2} \text{cth} \left(k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_{N-1}}{k_N} \right) \right] \right\}, \\ -k_1 \left(\frac{e_z}{de_z/dz} \right)_1 &= R^{(\varepsilon)} = \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[\frac{k_1 \sigma_2}{k_2 \sigma_1} \text{cth} \left(k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_{N-1} \sigma_N}{k_N \sigma_{N-1}} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

В соотношениях (8) каждая из мод электромагнитного поля связана со своей вертикальной компонентой (ТЕ-мода с h_z , ТМ-мода с e_z). Если теперь подставить в (8) выражения для амплитуд пространственных гармоник вертикальных компонент полей из соотношений

$$\text{div}\mathbf{E} = 0, \quad (\text{rot}\mathbf{E})_z = -i\omega\mu_0 H_z, \quad \text{div}\mathbf{H} = 0, \quad (\text{rot}\mathbf{H})_z = \sigma_1 E_z,$$

$$ik_x e_x + ik_y e_y = -\frac{de_z}{dz}, \quad ik_x h_y - ik_y h_x = \sigma_1 e_z, \quad (9)$$

$$ik_x h_x + ik_y h_y = -\frac{dh_z}{dz}, \quad ik_y e_x - ik_x e_y = i\omega\mu_0 h_z,$$

получим:

$$\begin{aligned} \frac{k_1 \sigma_1}{R^{(0)}} (k_y e_x - k_x e_y) &= i\omega\mu_0 \sigma_1 (k_x h_x + k_y h_y), \\ k_1 \sigma_1 R^{(\varepsilon)} (k_x e_x + k_y e_y) &= k_1^2 (k_x h_y - k_y h_x). \end{aligned} \quad (10)$$

Для большей устойчивости численных расчетов (как показал опыт) эти НГУ лучше использовать в виде, разрешенном относительно амплитуд гармоник:

$$\begin{aligned} e_x &= -\frac{R^{(0)}}{\sigma_1 k_1} \left[k_x k_y h_x - (k_1^2 - k_y^2) h_y \right] - \frac{k_1 k_x}{\sigma_1} (R^{(1)} - R^{(0)}) \frac{k_y h_x - k_x h_y}{k_x^2 + k_y^2}, \\ e_y &= -\frac{R^{(0)}}{\sigma_1 k_1} \left[(k_1^2 - k_x^2) h_x - k_x k_y h_y \right] - \frac{k_1 k_y}{\sigma_1} (R^{(1)} - R^{(0)}) \frac{k_y h_x - k_x h_y}{k_x^2 + k_y^2}, \\ R^{(1)} &= \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[\frac{k_2 \sigma_1}{k_1 \sigma_2} \text{cth} \left(k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_N \sigma_{N-1}}{k_{N-1} \sigma_N} \right) \right] \right\}, \quad R^{(1)} R^{(\varepsilon)} = 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Последние члены в двух первых строках (11) учитывают поправки (сравни с (5)) на наличие вертикальной компоненты электрического поля на входе в слоистую среду. Справедливы также другие эквивалентные соотношения:

$$\begin{aligned} e_x &= -\frac{R^{(1)}}{\sigma_1 k_1} \left[k_x k_y h_x - (k_1^2 - k_y^2) h_y \right] - \frac{i\omega\mu_0 k_y}{k_1} (R^{(1)} - R^{(0)}) \frac{k_x h_x + k_y h_y}{k_x^2 + k_y^2}, \\ e_y &= -\frac{R^{(1)}}{\sigma_1 k_1} \left[(k_1^2 - k_x^2) h_x - k_x k_y h_y \right] + \frac{i\omega\mu_0 k_x}{k_1} (R^{(1)} - R^{(0)}) \frac{k_x h_x + k_y h_y}{k_x^2 + k_y^2}. \end{aligned} \quad (11a)$$

Верхнее граничное условие (ВГУ). В работе [Плоткин, 2014] показано, что магнитное поле возмущений, возникающих в неоднородном поверхностном слое, тонком по сравнению со скин-толщиной, равно нулю. Поэтому в случае возбуждения среды вертикально падающей плоской волной на всех верхних гранях расчетной области на земной поверхности можно задавать горизонтальные компоненты магнитного поля, не зависящие от горизонтальных координат. Однако такая ситуация характерна для больших временных периодов. С уменьшением временного периода и скин-толщины роль латерально неоднородного магнитного поля на земной поверхности будет возрастать. Поэтому в общем случае ВГУ должно учитывать геометрическое затухание неоднородных возмущений поля в глубь слабопроводящей атмосферы. В частности, для пространственных гармоник $e_{x,y}(k_x, k_y, z) \exp(ik_x x + ik_y y)$ горизонтальных компонент этого поля на границе поверхностного слоя с атмосферой справедливы соотношения:

$$\frac{de_{x,y}}{dz} - k_a e_{x,y} = 0, \quad k_a = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\omega\mu(\sigma_a + i\omega\epsilon_0)}, \quad (12)$$

где σ_a — электропроводность атмосферы, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость, член $i\omega\epsilon_0$ введен для учета токов смещения в атмосфере на коротких временных периодах. Условие (12) применяется для всех пространственных гармоник кроме постоянной гармоники $k_x = k_y = 0$, которая определяет среднее на земной поверхности поле и связана с амплитудой вертикально падающей на среду плоской волны.

В качестве ВГУ можно также дополнительно использовать условия равенства нулю компонент тока и ротора магнитного поля (на границе с непроводящей атмосферой). Отметим, что при численном решении задачи можно использовать и переопределенную систему уравнений. Известно, что переопределенная система линейных уравнений имеет единственное решение, когда ранг ее основной и расширенной матрицы равен числу неизвестных [Ильин, Позняк, 2005].

Использование ВГУ в виде (12) также связано с вопросом о скачке производной $de_{x,y}/dz$ на границе с атмосферой. Поскольку на прилегающей к атмосфере границе блока непрерывны лишь горизонтальные компоненты полей, лучше выразить ВГУ только в этих компонентах. Отметим, что при выводе ВГУ можно воспользоваться тем же подходом, как при выводе НГУ в виде (11). Следует лишь учесть однородность атмосферы и смену знаков, поскольку пространственные гармоники затухают в противоположном в сравнении с НГУ направлении оси OZ :

$$\begin{aligned} e_x &= -\frac{1}{(\sigma_a + i\omega\epsilon_0)k_a} \left[-k_x k_y h_x + (k_a^2 - k_y^2) h_y \right], \\ e_y &= -\frac{1}{(\sigma_a + i\omega\epsilon_0)k_a} \left[+k_x k_y h_y - (k_a^2 - k_x^2) h_x \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Для устойчивости численных расчетов более пригодны выражения с разрешенными амплитудами пространственных гармоник горизонтальных компонент магнитного поля:

$$\begin{aligned} h_x &= -\frac{1}{i\omega\mu_0 k_a} \left[k_x k_y e_x - (k_a^2 - k_y^2) e_y \right], \\ h_y &= -\frac{1}{i\omega\mu_0 k_a} \left[(k_a^2 - k_x^2) e_x - k_x k_y e_y \right]. \end{aligned} \quad (13a)$$

Далее при численных расчетах будем пользоваться формулами в виде (11) для НГУ и (13a) для ВГУ. В алгоритме необходимо предусмотреть двумерное преобразование Фурье полей $E_{x,y}(x, y)$ и $H_{x,y}(x, y)$, позволяющее определять амплитуды пространственных гармоник $e_{x,y}(k_x, k_y)$ и $h_{x,y}(k_x, k_y)$ в процессе решения полной системы уравнений по методу Трэффца.

Все приведенные выше соотношения (ось OZ направлена вниз в среду) учитывают затухание возбуждаемых в пленке полей при удалении от нее в слоистую среду и в атмосферу. Они выражены

через горизонтальные компоненты электромагнитного поля, непрерывные при переходе через границы поверхностного неоднородного по латерали слоя. Это позволяет использовать их совместно с выражениями полей в методе Треффца. Средние по поверхности полигона горизонтальные компоненты магнитного и электрического полей определяются амплитудой, вертикально падающей на среду волны.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Численные эксперименты проведены для модели среды, представленной на рис. 1. Подстилающий геоэлектрический разрез включал два проводящих слоя — коровый на глубинах 15—25 км и мантийный на глубинах 70—90 км, поверхностный слой толщиной 0.01 км с фоновой электропроводностью 1 См/м. В центре в квадрате со стороной 0.2 км электропроводность увеличена до 5 См/м. Расчеты выполнены для равномерной сетки временных периодов в логарифмическом масштабе.

Рис. 2, *а* показывает зависимость кажущегося сопротивления от временного периода и ее гальваническое искажение (смещение относительно локальной — неискаженной — кривой на больших временных периодах) в центральной точке полигона при его разных размерах. Влияние границ полигона на величину гальванического смещения кривой в центре падает с ростом стороны полигона от 1.0 км до 2.2 км. Можно видеть, что удаленная окрестность пункта зондирования (на расстояниях в десять раз больших размера возмущающей неоднородности вблизи него) слабо сказывается на гальваническом искажении кривых в этом пункте. Результаты расчетов при независимых поляризациях падающей волны (по оси *OX* или по оси *OY*) совпадают.

Результаты расчетов с конечными элементами разных размеров иллюстрирует рис. 2, *б*. Показаны зависимости кажущегося сопротивления и фазы импеданса от временного периода в центральной точке полигона с размерами стороны 0.6 км для той же модели среды, что на рис. 1. Различие кривых, полученных с разными размерами параллелепипедов, характеризует точность вычисления указанных величин. Можно отметить, что изменение размеров конечного элемента сказывается в той же степени, как и изменение размеров полигона. Однако уменьшение размеров параллелепипедов и, соответственно, увеличение их количества требует и больших вычислительных ресурсов.

Рис. 3 отображает изменения величин индукционных и гальванических искажений при разных временных периодах в зависимости от выбора граничных условий на земной поверхности (ВГУ). В первом варианте в качестве ВГУ 1 задавались две горизонтальные компоненты магнитного поля, не изменяющиеся вдоль земной поверхности. В другом варианте в качестве ВГУ 2 среднее на поверхности

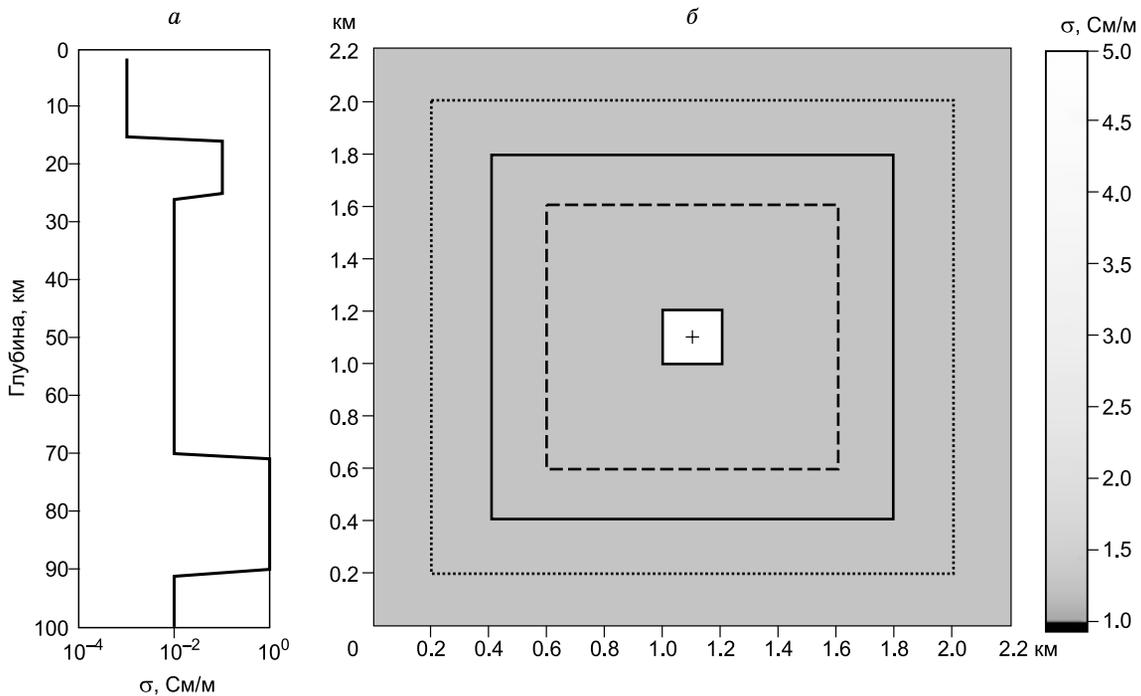


Рис. 1. Модель среды:

а — подстилающий слоистый геоэлектрический разрез, *б* — поверхностная неоднородность (толщина пленки 0.01 км, фоновая электропроводность 1 См/м, в центральном квадрате со стороной 0.2 км — $\sigma = 5$ См/м, линиями показаны границы полигонов разных размеров).

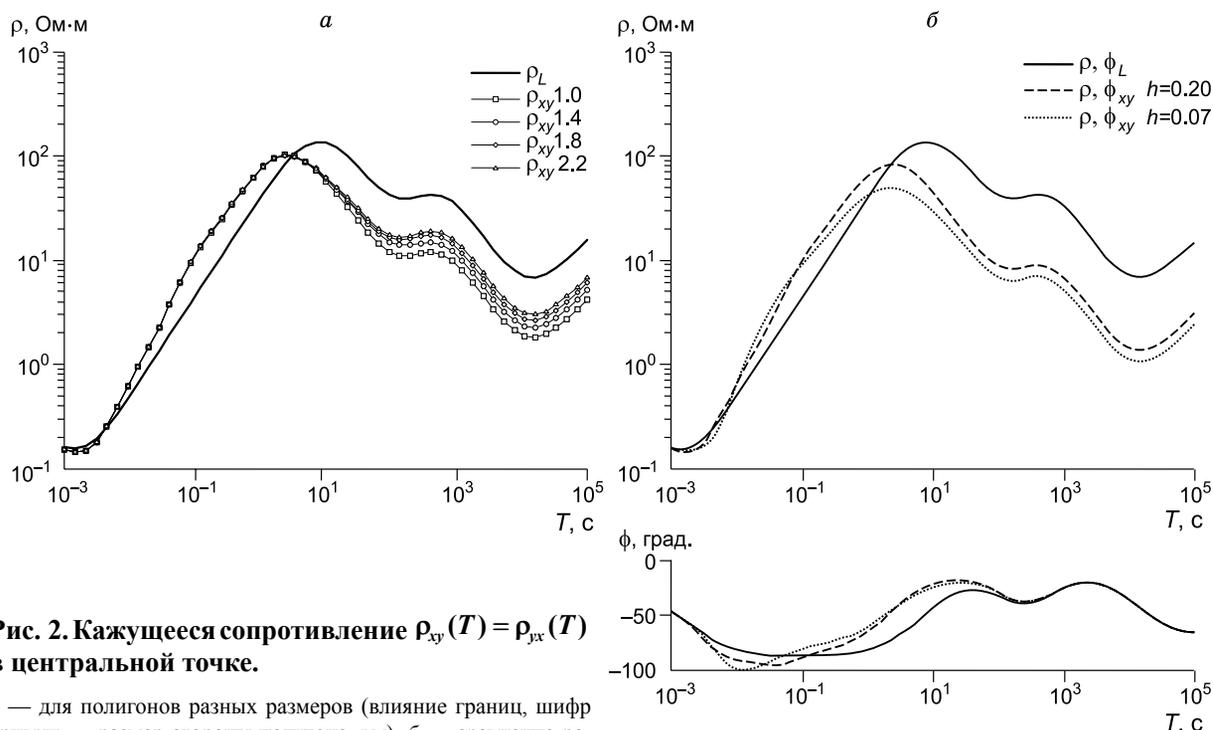


Рис. 2. Кажущееся сопротивление $\rho_{xy}(T) = \rho_{yx}(T)$ в центральной точке.

a — для полигонов разных размеров (влияние границ, шифр кривых — размер стороны полигона, км), *б* — сравнение результатов расчетов $\rho_{xy}(T) = \rho_{yx}(T)$ и $\phi_{xy}(T) = \phi_{yx}(T)$ для центральной точки с параллелепипедами разных размеров (влияние шага, шифр кривых — размер шага h и $h/3$ в км, размер полигона 0.6 км, $\rho_L(T)$, $\phi_L(T)$ — локальные кривые в центральной точке).

магнитное поле задавалось таким же образом, а для неоднородных его пространственных гармоник использовались условия (13а). На рис. 3 показаны полученные при этом кривые кажущихся сопротивлений и фаз импеданса для пункта в центре полигона. Видно, что при обоих вариантах ВГУ отклонения искаженных кривых друг от друга на больших временных периодах ($T > 10$ с) отсутствуют. Следовательно, гальванические искажения кривых кажущегося сопротивления учитываются при обоих вариантах ВГУ одинаковым образом. Физически это понятно, поскольку на больших временных периодах толщина скин-слоя $L_s = (k/R^{(0)})^{-1}$ (см. (2) и нижний график на рис. 3) существенно превышает толщину пленки (поверхностного неоднородного слоя) L_z . По этой причине неоднородное по латерали магнитное поле от возмущений в пленке

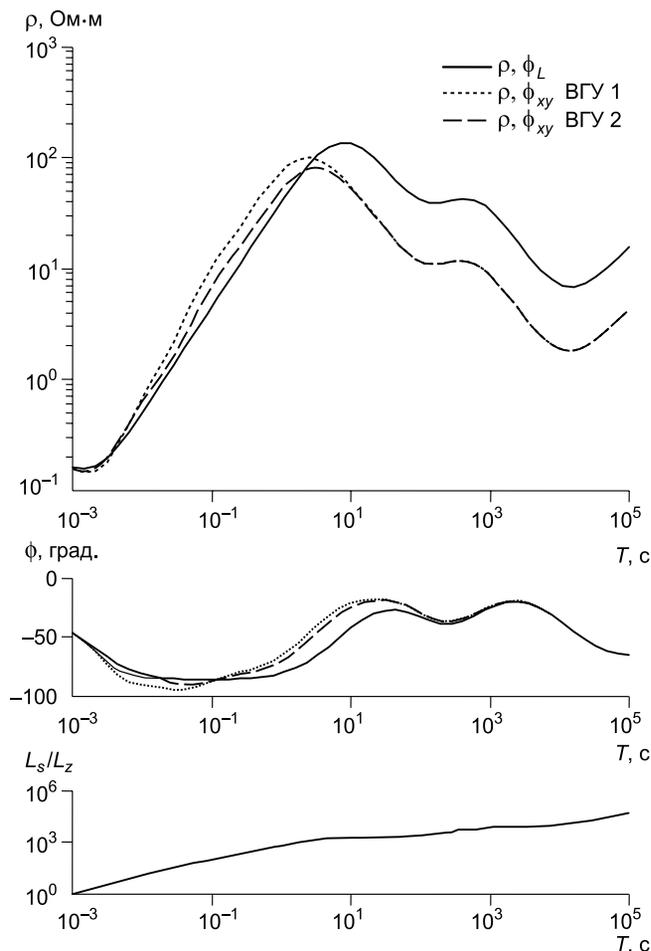


Рис. 3. Кажущееся сопротивление и фазы импеданса в центральной точке в зависимости от вида граничного условия на земной поверхности, а также соотношение толщин скин-слоя и пленки $L_s(T)/L_z$.

ВГУ 1 — латерально однородное магнитное поле, ВГУ 2 — с учетом пространственных гармоник, размер полигона 1.0 км, $\rho_{xy}(T)$, $\phi_{xy}(T)$ — искаженные кривые, штрих, $\rho_L(T)$, $\phi_L(T)$ — локальные кривые, сплошные линии.

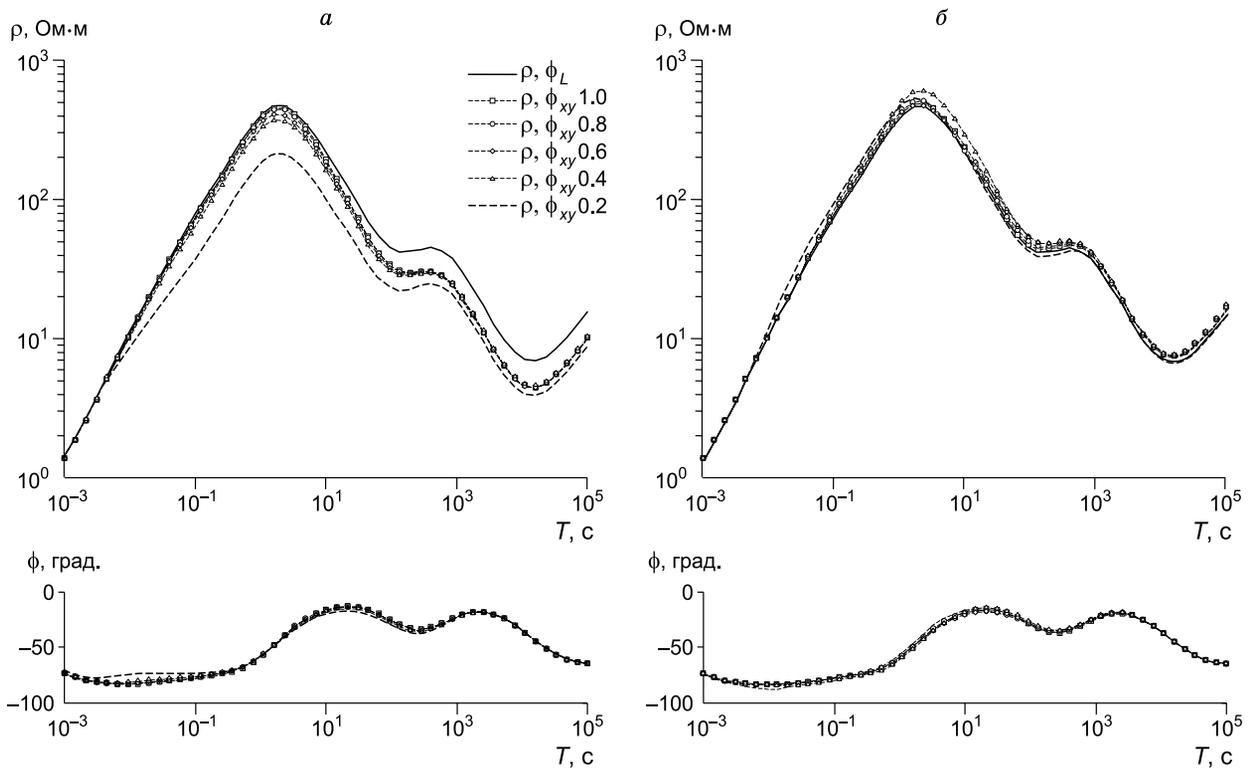


Рис. 4. Кажущееся сопротивление и фазы импеданса в удаленных от центра точках.

a — по оси *OX*, *б* — по оси *OY* ($\rho_{yx}(T)$, $\phi_{yx}(T)$) — искаженные кривые, штрих, $\rho_L(T)$, $\phi_L(T)$ — локальные кривые, сплошные линии, шифр кривых — расстояние от центральной точки, км).

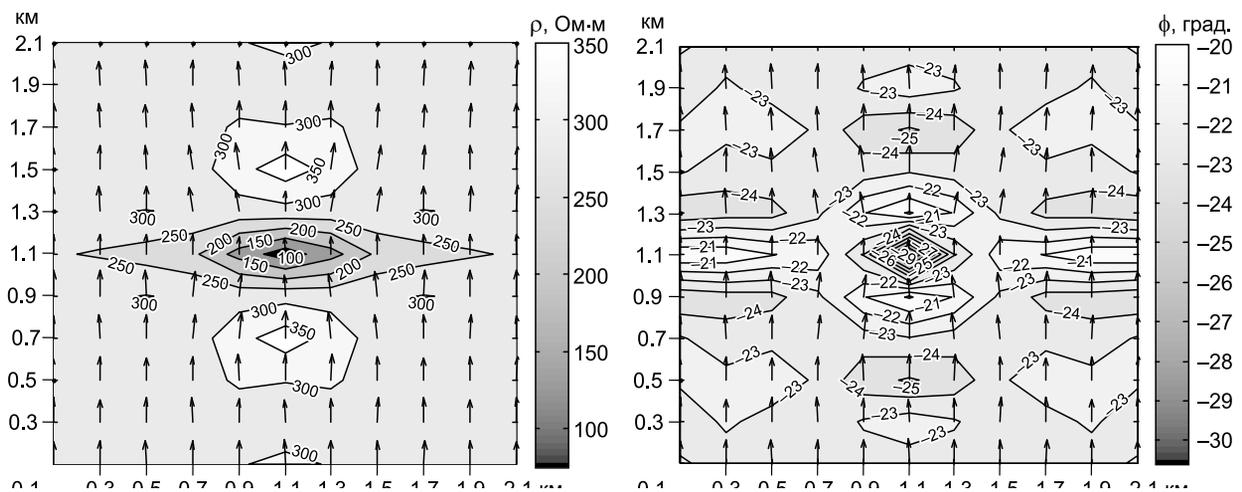


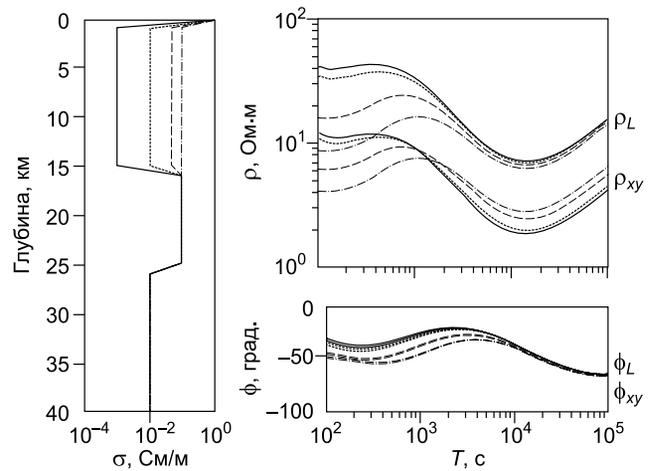
Рис. 5. Карты кажущихся сопротивлений ρ_{yx} и фаз импеданса ϕ_{yx} для периода $T = 6.9$ с.

Стрелки — векторы электрического поля в точках земной поверхности.

мало [Плоткин, 2014], чем и объясняется совпадение кривых обоих вариантов ВГУ для периодов $T > 10$ с.

На средних временных периодах 10^{-2} с $< T < 10$ с толщина скин-слоя уменьшается, и в поверхностном слое возрастает роль индукционных искажений, поскольку возмущения электромагнитного поля в нем подчиняются уже не уравнениям электростатики, а уравнениям Гельмгольца. Эффект зависит от частоты ω , особенно это видно по фазовым кривым. В слое возбуждается латерально неоднородное

Рис. 6. Кажущееся сопротивление и фазы импеданса в центральной точке при различных профилях электропроводности подстилающей среды ($\rho_{xy}(T)$, $\phi_{xy}(T)$ — искаженные кривые, $\rho_L(T)$, $\phi_L(T)$ — локальные кривые).



магнитное поле. Понятно, что с ВГУ 1 это неоднородное магнитное поле на земной поверхности не учитывается.

Изменения характера искажений кривых МТЗ на разных временных периодах и изменение кривых МТЗ при удалении пункта наблюдения от центра возмущения в поверхностном слое вдоль оси OX и вдоль оси OY соответственно показано также на рис. 4. Приведенные кривые относятся к случаю поляризации электрического поля вертикально падающей волны вдоль оси OY . На рис. 5 для наглядности даны также карты распределений кажущегося сопротивления и фаз импеданса для одного из периодов — 6.9 с, и стрелками показано распределение компонент электрического поля на земной поверхности. Случай поляризации электрического поля падающей волны вдоль оси OX отражается такими же рисунками с заменой $x \leftrightarrow y$.

Поведение фазовых кривых на рис. 4 в области больших периодов $T > 10$ с характеризуется отсутствием фазовых сдвигов между разнесенными пунктами (при гальванических искажениях фазовые кривые для них совпадают). Это связано с электростатическим характером возмущений электрического поля в поверхностном слое и отсутствием сдвига фазы между ними и полем первичной волны, при этом возмущения магнитного поля поверхностным слоем также отсутствуют [Плоткин, 2014]. Однако они возбуждаются в поверхностном слое на средних периодах $10^{-2} \text{ с} < T < 10 \text{ с}$. Фазовые кривые в этом диапазоне периодов для разных удалений от центра возмущения несколько различаются, что особенно заметно на рис. 4, а. В этом же диапазоне периодов смещения кривых кажущегося сопротивления больше при удалении вдоль оси OX , чем вдоль оси OY . Как видно (см. рис. 5), это связано с характером распределения зарядов и поляризацией неоднородности электропроводности в первичном поле волны. Дополнительные токи в среде при обтекании неоднородности ослабевают меньше в направлениях по нормали к первичному полю.

Зависимость гальванических искажений от параметров подстилающей слоистой среды для пункта в центре полигона отражена на рис. 6. Различный тип линий соответствует изменениям профилей электропроводности в верхней части разреза модели среды на рис. 1, а и относящимся к ним кривым кажущегося сопротивления и фаз импеданса (локальным — $\rho_L(T)$, $\phi_L(T)$, искаженным — $\rho_{xy}(T)$, $\phi_{xy}(T)$). На периодах менее 10^3 с наблюдаются индукционные искажения кривых, зависящие от временного периода. На больших периодах видны гальванические смещения кривых кажущегося сопротивления, зависящие от нижележащего геоэлектрического разреза, но не от временного периода. Они характеризуются также исчезновением искажений фазовых кривых с увеличением временного периода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных численных экспериментов подтверждают применимость описанного алгоритма для учета влияния приповерхностных неоднородностей электропроводности в МТЗ. Представление модели среды одним латерально неоднородным поверхностным слоем и горизонтально-слоистым подстилающим разрезом уменьшает необходимые для расчетов искажений кривых МТЗ вычислительные ресурсы. Важно, что один и тот же программный код позволяет заметно сократить эти ресурсы при использовании более грубой модели исследуемой среды. Изменяя лишь детальность отображения среды, можно на практике находить компромисс между достигаемым качеством интерпретации экспериментальных данных и материальными и вычислительными затратами на их получение и обработку.

Характер распределения гальванических искажений кривых МТЗ на земной поверхности способствует возможности их учета с помощью синхронной регистрации электромагнитного поля в нескольких соседних пунктах. Нами показано, что учет гальванических искажений возможен, по экспериментальным данным о распределении электрического и магнитного полей, лишь на ограниченном участке земной поверхности.

В этом случае решение обратной задачи — поиска оптимальной модели среды — можно провести согласованием между собой регистрируемых распределений компонент электромагнитного поля на

земной поверхности. Это означает упрощение постановки прямых задач и уменьшение затрат на их решение. Так, задавая в качестве ВГУ экспериментальные данные о распределении горизонтальных компонент электрического (магнитного) поля, по текущей модели среды описанным алгоритмом можно прогнозировать распределение компонент магнитного (электрического) поля. Используя методы оптимизации, далее можно подобрать наилучшую модель среды, удовлетворяющую всем имеющимся экспериментальным данным.

В качестве подтверждения сказанному можно также отметить, что аномалии электропроводности, связанные с рудными телами [Варенцов, 2013], наиболее четко проявляются при анализе именно горизонтальных магнитовариационных (МВ) откликов. На наш взгляд, это связано с тем, что использование горизонтальных МВ откликов наиболее близко к анализу распределений самих компонент электромагнитного поля на поверхности неоднородной среды.

ЛИТЕРАТУРА

Березина Н.И., Дмитриев В.И., Мерщикова Н.А. Квазиодномерный метод решения обратной задачи магнитотеллурики // Физика Земли, 2013, т. 49, № 3, с. 52—57.

Варенцов Ив.М. Возможности МТ/МВ методов в рудных приложениях: выявление проводящих залежей вблизи проводящих слоев вмещающей среды [Электронный ресурс] // Материалы VI Всероссийской школы-семинара имени М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли — ЭМЗ-2013 [Официальный сайт]. 02.09.13 г. URL: <http://ems2013.ipgg.sbras.ru> 2013.

Егоров И.В. Метод Треффца для решения трехмерных прямых и обратных задач геоэлектрики // Физика Земли, 2011, т. 47, № 2, с. 15—26.

Жданов М.С. Электроразведка. М., Недра, 1986, 320 с.

Зингер Б.Ш., Файнберг Э.Б. Быстрая инверсия синхронных зондирований с естественными и контролируемыми источниками электромагнитного поля // Физика Земли, 2005, т. 41, № 7, с. 75—80.

Иванов П.В., Пушкарев П.Ю. Возможности интерпретации магнитотеллурических данных, полученных на одиночном профиле, при изучении трехмерно-неоднородной среды // Физика Земли, 2010, т. 46, № 9, с. 3—10.

Ильин В.А., Позняк Э.Г. Линейная алгебра. М., ФМЛ, 2005, 275 с.

Плоткин В.В. Зона влияния неоднородности среды и поля при магнитотеллурическом зондировании // Геология и геофизика, 2012, т. 53 (1), с. 140—149.

Плоткин В.В. Модели гальванических и индукционных эффектов при магнитотеллурическом зондировании [Электронный ресурс] // Материалы VI Всероссийской школы-семинара имени М.Н. Бердичевского и Л.Л. Ваньяна по электромагнитным зондированиям Земли — ЭМЗ-2013 [Официальный сайт]. 02.09.13 г. URL: <http://ems2013.ipgg.sbras.ru> 2013а.

Плоткин В.В. Искажения тензоров импеданса и типпера при трехмерных возмущениях среды и поля // Геология и геофизика, 2013б, т. 54 (1), с. 124—131.

Плоткин В.В. Аналитическая модель влияния приповерхностных неоднородностей при магнитотеллурическом зондировании // Геология и геофизика, 2014, т. 55 (4), с. 660—668.

Pellerin L., Hohmann G.W. Transient electromagnetic inversion: a remedy for magnetotelluric static shifts // Geophysics, 1990, v. 55, № 9, p. 1242—1250.

Sasaki Y. Three-dimensional inversion of static-shifted magnetotelluric data // Earth Planets Space, 2004, v. 56, № 2, p. 239—248.