

БЫСТРЫЙ РАСЧЕТ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ КРИВЫХ ДЛЯ ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЙ СРЕДЫ С ЛАТЕРАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

В.В. Плоткин

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

Представлен алгоритм быстрого расчета магнитотеллурических кривых для горизонтально-слоистой среды с латеральными возмущениями электропроводности. Преимущества алгоритма: 1) учет гальванических и индукционных искажений кривых при магнитотеллурическом зондировании (МТЗ) трехмерно неоднородной среды, 2) быстрота вычислений на обычных компьютерах. Малое время (~1 мин) вычислений связано с применением метода возмущений. Приводятся результаты сравнения с более затратным алгоритмом на основе метода Треффца.

Магнитотеллурическое зондирование трехмерно неоднородной среды, искажения индукционные и гальванические, алгоритм быстрого расчета магнитотеллурических кривых, электропроводность.

FAST COMPUTATION OF MT CURVES FOR A HORIZONTALLY LAYERED EARTH WITH LATERALLY INHOMOGENEOUS CONDUCTIVITY PERTURBATIONS

V.V. Plotkin

A new algorithm is proposed to compute magnetotelluric (MT) curves for a horizontally layered earth with laterally inhomogeneous conductivity. It is fast and ensures correction of induced eddy currents and galvanic distortions of MT curves produced by 3D inhomogeneities. The computation time is short (~1 min) due to the use of the perturbation method for solving Maxwell's equations. The suggested algorithm has a better performance than the more costly classical Trefftz method but has an applicability limitation.

Magnetotelluric soundings of 3D inhomogeneous earth, static shift, induction distortion, fast algorithm, MT curves, electrical conductivity

ВВЕДЕНИЕ

Сложность строения и трехмерные неоднородности геологической среды – причина искажений кривых магнитотеллурического зондирования (МТЗ). Искажениями считаются отличия регистрируемых кривых МТЗ от нормальной кривой, соответствующей горизонтально-слоистому разрезу с зависимостью электропроводности от глубины в среде под пунктом зондирования. Искажения затрудняют интерпретацию экспериментальных данных. Если не учитывать возможные искажения кривых, вполне вероятно недостоверная интерпретация данных МТЗ о глубинном строении среды. В частности, искажения, вызванные приповерхностными неоднородностями, при анализе могут интерпретироваться как глубинные «проводящие» слои. Повышение достоверности и эффективности МТЗ остается целью многих работ вплоть до настоящего времени. Попытки учесть сложность строения среды и наблюдаемые искажения кривых начались давно и продолжаются до сих пор [Pellerin, Hohmann, 1990; Sasaki, 2004; Зингер, Файнберг, 2005; Иванов, Пушкарев, 2010; Березина и др., 2013].

Для практики МТЗ нужны эффективные способы учета искажений магнитотеллурических кривых, требующие минимальных затрат и изменений существующих методик и аппаратуры для эксперимента. В работе [Плоткин, Губин, 2015] представлена численная модель для учета искажений кривых МТЗ на основе метода Треффца. Модель среды состоит из набора блоков с постоянной электропроводностью внутри каждого из них. Расчетная область содержит несколько латерально неоднородных слоев из одинаковых блоков и подстилающую среду. Искомыми параметрами при решении обратной задачи являются значения электропроводностей в блоках каждого из неоднородных слоев, мощности этих слоев и электропроводность подстилающей среды. Алгоритм решения обратной задачи тестировался на синтетических данных, а также применялся при интерпретации искаженных кривых МТЗ, зарегистрированных в разломных зонах Горного Алтая [Плоткин и др., 2017]. Установлено, что данный подход

позволяет получать приближенное решение обратной задачи на обычном компьютере. Время счета и степень приближения зависят от количества блоков. В указанных работах среда была представлена тремя слоями по 25 блоков каждый (по пять блоков вдоль горизонтальных осей координат). Всего модель насчитывала 79 искомым положительных параметров, задаваемых в экспоненциальном виде.

В данной работе предлагается еще одна численная модель, которая позволяет получить результат при существенно меньших вычислительных затратах, причем количество слоев и блоков для описания среды может быть увеличено в несколько раз. Основное ограничение в использовании данной модели связано с выполнением условий применимости метода возмущений, которым получено решение уравнений Максвелла.

ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Пусть электропроводность среды $\sigma(x, y, z) = \sigma_0(z) + \sigma'(x, y, z)$ и $\sigma_0(z)$ — кусочно-постоянная функция (нормальный глубинный разрез). Будем использовать метод возмущений, так что $\sigma_0(z) \gg \sigma'(x, y, z)$. Ищем решение уравнений Максвелла в виде рядов:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(\mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \dots) &= -i\omega\mu_0(\mathbf{H}^{(0)} + \mathbf{H}^{(1)} + \dots), \\ \operatorname{rot}(\mathbf{H}^{(0)} + \mathbf{H}^{(1)} + \dots) &= (\sigma_0(z) + \sigma')(\mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \dots). \end{aligned} \quad (1)$$

В нулевом приближении для вертикально падающей на среду плоской волны:

$$\Delta \mathbf{E}^{(0)} - k_0^2 \mathbf{E}^{(0)} = 0, \quad k_0^2 = i\omega\mu_0\sigma_0(z). \quad (2)$$

Учитывая, что $\operatorname{div}[(\sigma_0(z) + \sigma')(\mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \dots)] = 0$, в первом приближении получаем:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\mathbf{E}^{(1)}) &= -\frac{1}{\sigma_0(z)} \mathbf{E}^{(0)} \operatorname{grad} \sigma', \\ \Delta \mathbf{E}^{(1)} - k_0^2 \mathbf{E}^{(1)} &= i\omega\mu_0 \sigma' \mathbf{E}^{(0)} - \frac{1}{\sigma_0(z)} \operatorname{grad}(\mathbf{E}^{(0)} \operatorname{grad} \sigma'). \end{aligned} \quad (3)$$

Как видно, второе уравнение первого приближения в (3) отличается от (2) лишь наличием правой части, которую можно представить в виде двумерного Фурье-разложения с известными коэффициентами. Отметим, что в первом приближении $\operatorname{div}(\mathbf{E}^{(1)}) \neq 0$. Это означает возбуждение ТМ-моды ($E_z \neq 0$) и дополнительные искажения кривых МТЗ (приходится отметить, что последний член в правой части второго уравнения в (3) в работе [Плоткин, 2013] не был учтен).

Для численного решения уравнений Максвелла (1) как в нулевом (2), так и в первом (3) приближениях удобнее представить их как систему уравнений первого порядка [Александров, 2001] для пространственно-временных гармоник поля $\sim \exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ в матричном виде:

$$\frac{d\mathbf{X}}{dz} = \mathbf{A}\mathbf{X}, \quad \mathbf{X} = (H_x, H_y, E_x, E_y)^T, \quad (4)$$

где \mathbf{X} — вектор горизонтальных компонент поля, T — знак транспонирования, а матрица \mathbf{A} такова:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{k_x k_y}{i\omega\mu_0} & \frac{k_x^2}{i\omega\mu_0} + \sigma_0(z) \\ 0 & 0 & -\frac{k_y^2}{i\omega\mu_0} - \sigma_0(z) & \frac{k_x k_y}{i\omega\mu_0} \\ \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z)} & -i\omega\mu_0 - \frac{k_x^2}{\sigma_0(z)} & 0 & 0 \\ i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma_0(z)} & -\frac{k_x k_y}{\sigma_0(z)} & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Будем считать, что ось OZ направлена в глубь горизонтально-слоистой среды. $\sigma_0(z)$ задана параметрами разреза σ_n , d_n и $k_{zn} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\omega\mu_0\sigma_n}$, $n=1, \dots, N$, $d_N \rightarrow \infty$. Тогда перенос значений горизонтальных компонент поля через однородный слой мощности d_n , как следует из (4), записывается в виде

$$\mathbf{X}_{n+1} = e^{\mathbf{A}_n d_n} \mathbf{X}_n, \quad \mathbf{A}_n = \mathbf{A}(\sigma_n). \quad (6)$$

Вычисления матричных экспонент при численных расчетах (см. ниже) всегда производились с помощью MatLab. В случаях приводимости матрицы \mathbf{A}_n к диагональному виду (в частности, для изотропной среды это выполнялось во всех проведенных численных расчетах), можно использовать формулу

$$e^{\mathbf{A}_n d_n} = \mathbf{CSC}^{-1}, \quad (7)$$

где \mathbf{C} — матрица со столбцами из собственных векторов \mathbf{A}_n , \mathbf{S} — диагональная матрица с соответствующими экспонентами $\exp(k_{zn} d_n)$ на главной диагонали, k_{zn} — собственные значения матрицы \mathbf{A}_n . Перенос значений горизонтальных компонент поля \mathbf{X}_0 с земной поверхности в глубь до границы с подстилающей средой описывается последовательным произведением матричных экспонент для всех промежуточных слоев. В подстилающей среде надо обеспечить отсутствие растущих при $z \rightarrow \infty$ решений \mathbf{X}_N^+ , что означает:

$$\mathbf{X}_N^+ = \mathbf{C}\tilde{\mathbf{S}}\mathbf{C}^{-1} e^{\mathbf{A}_{n-1}d_{n-1}} \dots e^{\mathbf{A}_1 d_1} \mathbf{X}_0 = \mathbf{D}\mathbf{X}_0 = 0, \quad \mathbf{D} = \mathbf{C}\tilde{\mathbf{S}}\mathbf{C}^{-1} e^{\mathbf{A}_{n-1}d_{n-1}} \dots e^{\mathbf{A}_1 d_1}, \quad (8)$$

где в диагональной матрице $\tilde{\mathbf{S}}$ (сравнить с (7)) вместо растущих экспонент поставлены единицы, а вместо убывающих — нули. Равенство $\mathbf{D}\mathbf{X}_0 = 0$ дает соотношения для вычисления тензора импедансов [Александров, 2001]:

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} D_{13} & D_{14} \\ D_{23} & D_{24} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} D_{33} & D_{34} \\ D_{43} & D_{44} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} D_{31} & D_{32} \\ D_{41} & D_{42} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где D_{ik} — элементы матрицы \mathbf{D} . Такая процедура справедлива для любой пространственной гармонике, в том числе для волны нулевого приближения с $k_x = k_y = 0$.

Если первичный источник МТ-поля описывается вертикально падающей плоской волной (это справедливо в средних широтах), регистрируемые на поверхности среды пространственные гармоники поля заведомо внутреннего происхождения. В горизонтально-слоистой среде они возникают с появлением возмущений $\sigma'(x, y, z)$ и, соответственно, правых частей в уравнениях первого приближения (3). Правые части определяются как величиной поля нулевого приближения в слое, где имеются возмущения $\sigma'(x, y, z)$, так и амплитудами пространственного спектра этих возмущений электропроводности.

ПОЛЯ ЛАТЕРАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНОК

Для конкретности рассмотрим далее случай проводящей пленки, когда $\sigma'(x, y, z) = \Sigma(x, y)\delta(z - z')$, где $\delta(z)$ — дельта функция, $\Sigma(x, y)$ — суммарная продольная проводимость пленки. Предположим, что такая пленка расположена внутри некоторого слоя среды на глубине z' . Для этого случая имеем уравнение первого приближения:

$$\begin{aligned} \Delta E_{x,y}^{(1)} - k_0^2 E_{x,y}^{(1)} &= F_{x,y} \delta(z - z'), \\ F_x &= E_x^{(0)}(z') \left(i\omega\mu_0 \Sigma - \frac{1}{\sigma_0(z')} \frac{\partial^2 \Sigma}{\partial x^2} \right) - E_y^{(0)}(z') \frac{1}{\sigma_0(z')} \frac{\partial^2 \Sigma}{\partial x \partial y}, \\ F_y &= -E_x^{(0)}(z') \frac{1}{\sigma_0(z')} \frac{\partial^2 \Sigma}{\partial x \partial y} + E_y^{(0)}(z') \left(i\omega\mu_0 \Sigma - \frac{1}{\sigma_0(z')} \frac{\partial^2 \Sigma}{\partial y^2} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Переходя в (10) к Фурье-гармоникам полей $E_{x,y}^{(1)}$ и $\Sigma(x, y)$ и интегрируя вдоль оси OZ в окрестности пленки, получим для нее соотношения перехода:

$$\left. \frac{de_{x,y}^{(1)}}{dz} \right|_{z'+0} - \left. \frac{de_{x,y}^{(1)}}{dz} \right|_{z'-0} = f_{x,y},$$

$$f_x = E_x^{(0)}(z') \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_x^2}{\sigma_0(z')} \right) \Sigma_k + E_y^{(0)}(z') \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} \Sigma_k, \quad (11)$$

$$f_y = E_x^{(0)}(z') \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} \Sigma_k + E_y^{(0)}(z') \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma_0(z')} \right) \Sigma_k,$$

где $e_{x,y}^{(1)}$, $f_{x,y}$, Σ_k — амплитуды пространственных гармоник соответствующих величин. Из уравнений (4) для \mathbf{X} видно, что связь вертикальных производных по z от горизонтальных компонент электрического поля и горизонтальных компонент магнитного поля выражается в виде

$$\begin{pmatrix} \frac{de_x^{(1)}}{dz} \\ \frac{de_y^{(1)}}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} & -i\omega\mu_0 - \frac{k_x^2}{\sigma_0(z')} \\ i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma_0(z')} & -\frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где $h_{x,y}$ — амплитуды пространственных гармоник горизонтальных компонент магнитного поля.

Первичная волна с амплитудой $E_{x,y}^{(0)}(z')$ на глубине пленки возбуждает в ней латерально неоднородный ток (вторичный источник). Возникают волны, распространяющиеся от пленки вверх к атмосфере и вниз в глубь среды. Для пространственных гармоник этих волн в горизонтально-слоистой среде справедливы импедансные соотношения:

$$\begin{pmatrix} e_x^{(1)} \\ e_y^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}^+ & Z_{xy}^+ \\ Z_{yx}^+ & Z_{yy}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x^{(1)+} \\ h_y^{(1)+} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} e_x^{(1)} \\ e_y^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}^- & Z_{xy}^- \\ Z_{yx}^- & Z_{yy}^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x^{(1)-} \\ h_y^{(1)-} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Здесь введены импедансы для сред выше (индекс « \rightarrow ») и ниже (индекс « \leftarrow ») пленки. Эти импедансы вычисляются так же, как описано выше. Следует лишь выбрать правильный знак для волн, уходящих в подстилающую среду или в атмосферу. Для этого в соответствующих диагональных матрицах $\hat{\mathbf{S}}$ (см. (8)) растущие экспоненты надо заменить единицами, а убывающие — нулями. В (13) также учтена непрерывность горизонтальных компонент электрического поля и скачок горизонтальных компонент магнитного поля при переходе через пленку. Из импедансных соотношений (13) и выражений для скачка магнитного поля на пленке (11), (12) получаются уравнения для определения компонент магнитного поля $h_{x,y}^{(1)\pm}$ над (индекс « \rightarrow ») и под (индекс « \leftarrow ») пленкой:

$$\begin{aligned} Z_{xx}^+ h_x^{(1)+} + Z_{xy}^+ h_y^{(1)+} &= Z_{xx}^- h_x^{(1)-} + Z_{xy}^- h_y^{(1)-}, \\ Z_{yx}^+ h_x^{(1)+} + Z_{yy}^+ h_y^{(1)+} &= Z_{yx}^- h_x^{(1)-} + Z_{yy}^- h_y^{(1)-}, \\ h_x^{(1)+} \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} - \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_x^2}{\sigma_0(z')} \right) h_y^{(1)+} - \\ - h_x^{(1)-} \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} + \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_x^2}{\sigma_0(z')} \right) h_y^{(1)-} &= f_x, \\ h_x^{(1)+} \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma_0(z')} \right) - \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} h_y^{(1)+} - \\ - h_x^{(1)-} \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma_0(z')} \right) - \frac{k_x k_y}{\sigma_0(z')} h_y^{(1)-} &= f_y. \end{aligned} \quad (14)$$

Из уравнений (14) находим компоненты магнитного поля над пленкой, а из импедансных соотношений (13) — компоненты электрического поля. С помощью решений уравнений (4) и соотношений (5)—(7) эти значения компонент следует теперь перенести на земную поверхность и использовать для расчета тензора импеданса (9) с учетом возмущений первого приближения. Вертикальную компоненту

h_z магнитного поля на земной поверхности можно определить по данным о горизонтальных компонентах $e_{x,y}$ электрического поля из уравнения $(\text{rot } \mathbf{e})_z = ik_x e_y - ik_y e_x = -i\omega\mu_0 h_z$.

Описанная процедура выполняется для каждой из пространственных гармоник Σ_k и $e_{x,y}$. Обратное преобразование Фурье позволяет определить возбуждаемые токами в пленке поля возмущений $E_{x,y}^{(1)}(x,y)$ и $H_{x,y}^{(1)}(x,y)$ на земной поверхности. При наличии нескольких пленок на разных глубинах в горизонтально-слоистой среде такие же вычисления производятся для каждой из них. В численных расчетах удобно предполагать, что пленки находятся на кровле слоев среды.

Для последующего расчета тензора импеданса с учетом возмущений первого приближения вычисления повторяют при двух независимых поляризациях первичного источника — вертикально падающей плоской волны:

$$\begin{aligned}
 E_{1x}^{(0)} &= 1, E_{1y}^{(0)} = 0, H_{1x}^{(0)} = 0, H_{1y}^{(0)} = \frac{1}{Z_{xy}^{(0)}}, \\
 E_{2x}^{(0)} &= 0, E_{2y}^{(0)} = 1, H_{1x}^{(0)} = \frac{1}{Z_{yx}^{(0)}}, H_{1y}^{(0)} = 0, \\
 E_{1x,y} &= E_{1x,y}^{(0)} + E_{1x,y}^{(1)}, H_{1x,y} = H_{1x,y}^{(0)} + H_{1x,y}^{(1)}, \\
 E_{2x,y} &= E_{2x,y}^{(0)} + E_{2x,y}^{(1)}, H_{2x,y} = H_{2x,y}^{(0)} + H_{2x,y}^{(1)}, \\
 Z_{xx} &= \frac{E_{1x}H_{2y} - E_{2x}H_{1y}}{H_{1x}H_{2y} - H_{2x}H_{1y}}, Z_{xy} = \frac{E_{1x}H_{2x} - E_{2x}H_{1x}}{H_{1y}H_{2x} - H_{2y}H_{1x}}, \\
 Z_{yx} &= \frac{E_{1y}H_{2y} - E_{2y}H_{1y}}{H_{1x}H_{2y} - H_{2x}H_{1y}}, Z_{yy} = \frac{E_{1y}H_{2x} - E_{2y}H_{1x}}{H_{1y}H_{2x} - H_{2y}H_{1x}}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

ПОЛЯ ЛАТЕРАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ СЛОЕВ

Вместо сосредоточенных в тонких пленках неоднородностей на кровле слоев можно рассмотреть вариант независящих от глубины z латеральных неоднородностей внутри некоторого слоя мощности $d_n - \sigma'(x,y,z) = \sigma'(x,y)$.

Уравнение для пространственных гармоник поля первого приближения в выбранном слое горизонтально-слоистой среды в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 e_{x,y}^{(1)}}{dz^2} - k_{zn}^2 e_{x,y}^{(1)} &= f_{x,y}, \quad k_{zn} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\omega\mu_0\sigma_n}, \\
 f_x &= E_x^{(0)}(z) \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_x^2}{\sigma_n} \right) \sigma'_k + E_y^{(0)}(z) \frac{k_x k_y}{\sigma_n} \sigma'_k, \\
 f_y &= E_x^{(0)}(z) \frac{k_x k_y}{\sigma_n} \sigma'_k + E_y^{(0)}(z) \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma_n} \right) \sigma'_k.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь σ_n — электропроводность выбранного слоя среды, σ'_k — амплитуда пространственной гармоники латеральных возмущений электропроводности внутри этого слоя. С учетом зависимости первичного поля от глубины $\sim e^{\pm k_n z}$ общее решение (16) в слое можно записать следующим образом:

$$e_{x,y}^{(1)} = C_{x,y}^+ e^{k_n z} + C_{x,y}^- e^{-k_n z} + \frac{f_{x,y}(z)}{k_n^2 - k_{zn}^2}, \quad k_n = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma_n}. \tag{17}$$

Поскольку в слое $\text{div}(\mathbf{E}^{(1)}) \neq 0$, в нем появляются заряды. Их плотность ρ описывается правой частью первого уравнения в (3), равной ρ/ϵ_0 :

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}^{(1)}) = -\frac{1}{\sigma_0(z)} \mathbf{E}^{(0)} \operatorname{grad} \sigma'. \quad (18)$$

Из уравнения (18) с помощью двумерного Фурье-преобразования находим:

$$e_z^{(1)} = -\left(ik_x C_x^+ + ik_y C_y^+\right) \frac{e^{k_{zn}z}}{k_{zn}} + \left(ik_x C_x^- + ik_y C_y^-\right) \frac{e^{-k_{zn}z}}{k_{zn}} + \frac{\sigma'_k}{\sigma_n} \left(\frac{ik_x}{k_x^2 + k_y^2} \frac{dE_x^{(0)}(z)}{dz} + \frac{ik_y}{k_x^2 + k_y^2} \frac{dE_y^{(0)}(z)}{dz} \right). \quad (19)$$

При получении решения (19) в (17) учтена зависимость первичного поля от глубины $\sim e^{\pm k_n z}$. Подставляя найденную вертикальную компоненту $e_z^{(1)}$ в уравнение Максвелла первого приближения $\operatorname{rot} \mathbf{E}^{(1)} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}^{(1)}$, для компонент магнитного поля получим:

$$h_x^{(1)} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \left[-\frac{k_x k_y}{k_{zn}} \left(C_x^+ e^{k_{zn}z} - C_x^- e^{-k_{zn}z} \right) + \frac{k_n^2 + k_x^2}{k_{zn}} \left(C_y^+ e^{k_{zn}z} - C_y^- e^{-k_{zn}z} \right) - \frac{i\omega\mu_0 \sigma'_k}{k_x^2 + k_y^2} \frac{dE_y^{(0)}}{dz} \right], \quad (20)$$

$$h_y^{(1)} = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \left[\frac{k_n^2 + k_y^2}{k_{zn}} \left(C_x^+ e^{k_{zn}z} - C_x^- e^{-k_{zn}z} \right) - \frac{k_x k_y}{k_{zn}} \left(C_y^+ e^{k_{zn}z} - C_y^- e^{-k_{zn}z} \right) - \frac{i\omega\mu_0 \sigma'_k}{k_x^2 + k_y^2} \frac{dE_x^{(0)}}{dz} \right].$$

Для определения четырех констант $C_{x,y}^{\pm}$ в (19), (20) вновь воспользуемся импедансными соотношениями (в отличие от (13) сюда амплитуды гармоник электрического поля входят с разных глубинных уровней):

$$\begin{pmatrix} e_x^{(1)+} \\ e_y^{(1)+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}^+ & Z_{xy}^+ \\ Z_{yx}^+ & Z_{yy}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x^{(1)+} \\ h_y^{(1)+} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} e_x^{(1)-} \\ e_y^{(1)-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}^- & Z_{xy}^- \\ Z_{yx}^- & Z_{yy}^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x^{(1)-} \\ h_y^{(1)-} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Здесь индексы \pm обозначают значения всех величин для волн, возбуждаемых латеральными возмущениями электропроводности и распространяющихся вверх от кровли (индекс «-») и вниз от подошвы (индекс «+») рассматриваемого слоя. Импедансные соотношения (21) дают четыре необходимых уравнения для $C_{x,y}^{\pm}$ с известной из нулевого приближения правой частью. Они записаны в общем виде, так как для некоторых пространственных гармоник отличны от нуля и элементы тензора импеданса на главной диагонали.

Расчеты значений импедансов для сред выше и ниже возмущенного слоя выполняются с помощью уравнений Максвелла в матричном виде (4) по всем учитываемым пространственным гармоникам, как описано выше. Можно также воспользоваться выражениями, аналогичными приведенным в работе [Плоткин, Губин, 2015] для граничных условий на поверхности горизонтально-слоистой среды (фактически они дают значения элементов тензора импеданса для среды ниже этой поверхности, и что очень важно, возбуждаемой суммарным полем ТЕ- и ТМ-мод):

$$e_x = -\frac{R^{(0)}}{\sigma_1 k_{z1}} \left[k_x k_y h_x - (k_{z1}^2 - k_y^2) h_y \right] - \frac{k_{z1} k_x}{\sigma_1} (R^{(1)} - R^{(0)}) \frac{k_y h_x - k_x h_y}{k_x^2 + k_y^2}, \quad (22)$$

$$e_y = -\frac{R^{(0)}}{\sigma_1 k_{z1}} \left[(k_{z1}^2 - k_x^2) h_x - k_x k_y h_y \right] - \frac{k_{z1} k_y}{\sigma_1} (R^{(1)} - R^{(0)}) \frac{k_y h_x - k_x h_y}{k_x^2 + k_y^2},$$

$$R^{(0,1)} = \operatorname{cth} \left\{ q_1 + \operatorname{arch} \left[p_1 \operatorname{cth} (q_2 + \dots \operatorname{arch} p_{N-1}) \right] \right\},$$

где $q_n = k_{zn} d_n$ и $p_n = \frac{k_{zn}}{k_{z(n+1)}}$ в случае ТЕ-моды ($R^{(0)}$), а для ТМ-моды ($R^{(1)}$) $p_n = \frac{k_{z(n+1)} \sigma_n}{k_{zn} \sigma_{(n+1)}}$, индекс $n = 1, \dots, N-1$. Выражение для k_{zn} указано в (16).

Следует сделать пояснение относительно способа расчета производных $dE_{x,y}^{(0)}(z)/dz$ в выражении (20) для компонент полей на кровле и подошве слоя. Необходимые производные можно взять из уравнения нулевого приближения $\text{rot } \mathbf{E}^{(0)} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}^{(0)}$:

$$\frac{dE_{x,y}^{(0)}}{dz} = \mp i\omega\mu_0 \frac{E_{x,y}^{(0)}}{Z_{xy,yx}^{(0)}} = \mp i\omega\mu_0 H_{y,x}^{(0)}. \quad (23)$$

Отметим, что в нулевом приближении все величины $\left(\text{и } \frac{dE_{x,y}^{(0)}}{dz} \right)$, входящие в (23), непрерывны при переходе через границы соседних слоев.

Система уравнений для констант $C_{x,y}^{\pm}$ в матричном виде такова:

$$\begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} C_x^+ \\ C_x^- \\ C_y^+ \\ C_y^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ G_3 \\ G_4 \end{pmatrix}. \quad (24)$$

В (24) введены следующие обозначения для элементов матрицы \mathbf{M} и вектора правой части:

$$M_{11} = e^{k_{zn}d_n} (1 + M^+), \quad M_{12} = e^{-k_{zn}d_n} (1 - M^+), \quad M_{13} = -e^{k_{zn}d_n} N^+, \quad M_{14} = e^{-k_{zn}d_n} N^+,$$

$$M_{21} = e^{k_{zn}d_n} L^+, \quad M_{22} = -e^{-k_{zn}d_n} L^+, \quad M_{23} = e^{k_{zn}d_n} (1 - T^+), \quad M_{24} = e^{-k_{zn}d_n} (1 + T^+),$$

$$M_{31} = (1 + M^-), \quad M_{32} = (1 - M^-), \quad M_{33} = -N^-, \quad M_{34} = N^-,$$

$$M_{41} = L^-, \quad M_{42} = -L^-, \quad M_{43} = (1 - T^-), \quad M_{44} = (1 + T^-),$$

$$M^{\pm} = \frac{Z_{xx}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_x k_y}{k_{zn}} + \frac{Z_{xy}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_n^2 + k_y^2}{k_{zn}}, \quad N^{\pm} = \frac{Z_{xx}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_n^2 + k_x^2}{k_{zn}} + \frac{Z_{xy}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_x k_y}{k_{zn}},$$

$$L^{\pm} = \frac{Z_{yy}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_n^2 + k_x^2}{k_{zn}} + \frac{Z_{yx}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_x k_y}{k_{zn}}, \quad T^{\pm} = \frac{Z_{yy}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_x k_y}{k_{zn}} + \frac{Z_{yx}^{\pm}}{i\omega\mu_0} \frac{k_n^2 + k_x^2}{k_{zn}},$$

$$G_1 = \frac{\sigma'_k / \sigma_n}{k_x^2 + k_y^2} G^+, \quad G_2 = \frac{\sigma'_k / \sigma_n}{k_x^2 + k_y^2} P^+, \quad G_3 = \frac{\sigma'_k / \sigma_n}{k_x^2 + k_y^2} G^-, \quad G_4 = \frac{\sigma'_k / \sigma_n}{k_x^2 + k_y^2} P^-.$$

$$G^{\pm} = E_x^{(0)\pm} (k_n^2 + k_x^2) - H_y^{(0)\pm} k_n^2 Z_{xy}^{\pm} + E_y^{(0)\pm} k_x k_y - H_x^{(0)\pm} k_n^2 Z_{xx}^{\pm},$$

$$P^{\pm} = E_x^{(0)\pm} k_x k_y - H_y^{(0)\pm} k_n^2 Z_{yy}^{\pm} + E_y^{(0)\pm} (k_n^2 + k_y^2) - H_x^{(0)\pm} k_n^2 Z_{yx}^{\pm}.$$

Здесь величины со знаком (-) в верхнем индексе соответствуют их значениям на кровле рассматриваемого возмущенного слоя и со знаком (+) – на его подошве.

Решив систему четырех уравнений (24) с известной правой частью, получим значения констант $C_{x,y}^{\pm}$, с помощью которых можно определить горизонтальные компоненты электрического и магнитного полей на кровле слоя с латеральными возмущениями электропроводности. Случай, когда детерминант \mathbf{M} равен нулю, требует отдельного рассмотрения. Во всех проведенных численных расчетах (см. ниже) детерминант \mathbf{M} был отличен от нуля. Учитывая происхождение системы (24) от линейно независимых импедансных соотношений (21), можно предположить, что детерминант \mathbf{M} обращается в нуль лишь при физически некорректных значениях параметров задачи.

Опыт показал, что полученные таким образом значения компонент поля первого приближения на больших временных периодах в ряде случаев переставали удовлетворять условиям применимости теории возмущений. Как оказалось, на таких низких частотах более пригоден алгоритм вычислений, лучше отражающий физическую природу гальванических искажений кривых МТЗ.

ГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ КРИВЫХ МТЗ

С понижением частоты, когда толщина скин-слоя заметно превышает мощность d_n возмущенного слоя с латеральными неоднородностями, поле нулевого приближения в нем практически перестает меняться с глубиной. Предполагая, как и в предыдущем разделе, что $\sigma' = \sigma'(x, y)$, можно тогда считать, что правая часть уравнения электростатики (3) в выбранном слое не зависит от z :

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}^{(1)}) = -\frac{1}{\sigma_n} \mathbf{E}^{(0)} \operatorname{grad} \sigma' . \quad (25)$$

Снова применив двумерное Фурье-преобразование (везде ниже σ'_k — вновь амплитуда пространственной гармоники $\sigma'(x, y)$), будем отыскивать амплитуды пространственно-временных гармоник $\sim \exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ поля первого приближения в виде $e_z = Az + B$, $e_{x,y} = \text{const}$, что предполагает неизменность горизонтальных компонент поля первого приближения по глубине внутри слоя. Ниже и выше возмущенного слоя на его кровле и подошве справедливы следующие граничные условия [Жданов, 1986]:

$$\operatorname{div} \mathbf{e} = \frac{de_z^\pm}{dz} + ik_x e_x + ik_y e_y = 0, \quad \frac{e_z^\pm}{de_z^\pm / dz} = \mp \frac{R^{(z)\pm}}{k^\pm},$$

$$ik_x e_x + ik_y e_y = \pm \frac{k^\pm}{R^{(z)\pm}} e_z^\pm, \quad (26)$$

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad k^\pm = \sqrt{k^2 + i\omega\mu_0\sigma_\pm}, \quad \sigma_+ = \sigma_{n+1}, \quad \sigma_- = \sigma_{n-1},$$

где индексы «+» и «-» относятся к значениям величин для сред ниже и выше слоя соответственно. В (26) участвует приведенное импедансное отношение $R^{(z)}$, которое соотносится с вертикальной компонентой e_z электрического поля ТМ-моды. Оно также вычисляется по третьей формуле в (22), но уже с другим коэффициентом $p_n = \frac{k_{zn}\sigma_{(n+1)}}{k_{z(n+1)}\sigma_n}$ (заметим, что для любого разреза справедливо соотношение $R^{(z)}(R^{(1)} = 1)$. $R^{(z)-}$ соответствует слоям выше возмущенного, а $R^{(z)+}$ — слоям ниже него.

Проинтегрируем по z уравнение электростатики (25) с учетом постоянства горизонтальных компонент с глубиной внутри слоя, что дает

$$Ad_n + ik_x d_n e_x + ik_y d_n e_y = -\frac{\sigma'_k d_n}{\sigma_n} (ik_x E_x^{(0)} + ik_y E_y^{(0)}) = f_0. \quad (27)$$

Учитывая граничные условия (26), непрерывность на границах слоя вертикальных компонент тока $\sigma_- e_z^- = \sigma_n B$, $\sigma_+ e_z^+ = \sigma_n (Ad_n + B)$, а также горизонтальных компонент $e_{x,y}$, приходим к уравнениям для определения вертикальных компонент поля:

$$\frac{\sigma_+ e_z^+}{\sigma_n} - \frac{\sigma_- e_z^-}{\sigma_n} + \frac{k^+ d_n}{R^{(z)+}} e_z^+ = f_0,$$

$$\frac{\sigma_+ e_z^+}{\sigma_n} - \frac{\sigma_- e_z^-}{\sigma_n} - \frac{k^- d_n}{R^{(z)-}} e_z^- = f_0, \quad (28)$$

решение которых имеет вид

$$e_z^+ = \frac{k^- \frac{\sigma_n^2}{\sigma_- \sigma_+} R^{(z)+}}{k^- \frac{\sigma_n}{\sigma_-} R^{(z)+} + k^+ \frac{\sigma_n}{\sigma_+} R^{(z)-} + k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_+ \sigma_-} d_n} f_0,$$

$$e_z^- = - \frac{k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_- \sigma_+} R^{(z)-}}{k^- \frac{\sigma_n}{\sigma_-} R^{(z)+} + k^+ \frac{\sigma_n}{\sigma_+} R^{(z)-} + k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_+ \sigma_-} d_n} f_0.$$
(29)

Далее примем во внимание еще одно важное условие на низких частотах наряду с использованием неизменности поля нулевого приближения в возмущенном слое по глубине. При определении горизонтальных компонент электрического поля первого приближения можно также считать, что на низких частотах хорошо выполняется приближение электростатики:

$$(\text{rot } \mathbf{e})_z = ik_x e_y - ik_y e_x = -i\omega \mu_0 h_z \approx 0.$$
(30)

Дополняя уравнение (30) третьим соотношением из (26) (с учетом (29) это одно уравнение):

$$ik_x e_x + ik_y e_y = \pm \frac{k^\pm}{R^{(z)\pm}} e_z^\pm = \frac{k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_- \sigma_+}}{k^- \frac{\sigma_n}{\sigma_-} R^{(z)+} + k^+ \frac{\sigma_n}{\sigma_+} R^{(z)-} + k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_+ \sigma_-} d_n} f_0,$$
(31)

получим систему двух уравнений (30), (31), решение которых имеет вид

$$e_x = \frac{k_x}{ik^2} \frac{k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_- \sigma_+}}{k^- \frac{\sigma_n}{\sigma_-} R^{(z)+} + k^+ \frac{\sigma_n}{\sigma_+} R^{(z)-} + k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_+ \sigma_-} d_n} f_0,$$

$$e_y = \frac{k_y}{ik^2} \frac{k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_- \sigma_+}}{k^- \frac{\sigma_n}{\sigma_-} R^{(z)+} + k^+ \frac{\sigma_n}{\sigma_+} R^{(z)-} + k^- k^+ \frac{\sigma_n^2}{\sigma_+ \sigma_-} d_n} f_0.$$
(32)

Для вычислений возмущений магнитного поля используем уравнение первого приближения:

$$\text{rot}(\mathbf{H}^{(1)}) = \sigma_n \mathbf{E}^{(1)} + \sigma' \mathbf{E}^{(0)}.$$
(33)

Переходя к пространственно-временным гармоникам $\sim \exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$, из (33) получаем систему для возмущений компонент магнитного поля:

$$ik_y h_z - \frac{dh_y}{dz} = \sigma_n e_x + \sigma'_k E_x^{(0)},$$

$$\frac{dh_x}{dz} - ik_x h_z = \sigma_n e_y + \sigma'_k E_y^{(0)},$$

$$ik_x h_y - ik_y h_x = \sigma_n e_z.$$
(34)

Последнее уравнение в (34), равенство нулю дивергенции магнитного поля $\text{div } \mathbf{h} = \frac{dh_z}{dz} + ik_x h_x + ik_y h_y = 0$ совместно с предположением о неизменности вертикальной компоненты

$\frac{dh_z}{dz} \approx 0$ приводят к выражениям для горизонтальных компонент магнитного поля, соответствующим

TM-моде

$$h_x = \frac{ik_y}{k^2} \sigma_n e_z, \quad h_y = -\frac{ik_x}{k^2} \sigma_n e_z, \quad (35)$$

в которой компоненты $h_{x,y}$ пропорциональны вертикальной компоненте тока.

Для определения вертикальной компоненты h_z рассмотрим первые два уравнения системы (34) для магнитного поля. Из них с учетом равенства нулю дивергенции магнитного поля и $(\text{rot } \mathbf{e})_z \approx 0$ следует:

$$\frac{d^2 h_z}{dz^2} - k^2 h_z = \sigma'_k (ik_y E_x^{(0)} - ik_x E_y^{(0)}). \quad (36)$$

Проинтегрируем уравнение (36) по толщине возмущенного слоя. Учитывая непрерывность компонент магнитного поля на границах слоя и граничные условия, вытекающие из теоремы Липской [Жданов, 1986]:

$$\frac{h_z^\pm}{dh_z^\pm / dz} = \mp \frac{R^{(0)\pm}}{k^\pm}, \quad (37)$$

получим:

$$h_z = -\frac{R^{(0)+} R^{(0)-} d_n}{k^+ R^{(0)-} + k^- R^{(0)+} + k^2 R^{(0)+} R^{(0)-} d_n} \sigma'_k (ik_y E_x^{(0)} - ik_x E_y^{(0)}), \quad (38)$$

где индексы «+» и «-» относятся к значениям величин для сред ниже и выше слоя соответственно. Здесь также учтено постоянство поля нулевого приближения в возмущенном слое по глубине. Как видно из (38), полученное выражение оправдывает сделанное выше предположение о неизменности с глубиной компоненты h_z . Эта компонента принадлежит ТЕ-моду поля, возбуждаемой горизонтальными токами, возникающими в латерально неоднородной среде в электрическом поле первичной волны.

Можно отметить, что все генерируемые в слое компоненты магнитного поля первого приближения по амплитуде пропорциональны мощности слоя d_n (см. (27) — $f_0 \sim d_n$). Магнитное поле внутри тонких слоев стремится к нулю.

Подчеркнем, что приведенные формулы справедливы лишь для низких частот. Они определяют добавки первого приближения к горизонтальным компонентам электрического и магнитного полей на кровле возмущенного слоя с латеральными неоднородностями электропроводности. Эти добавки ответственны за гальванические искажения кривых МТЗ на низких частотах.

Дальнейшие вычисления заключаются в переносе значений компонент полей на земную поверхность с помощью уравнений Максвелла в матричной форме (4) и использовании их для расчета тензора импеданса с учетом возмущений первого приближения в (39). Вертикальную компоненту h_z магнитного поля на земной поверхности на низких частотах надежнее определять не из уравнения $(\text{rot } \mathbf{e})_z = ik_x e_y - ik_y e_x = -i\omega \mu_0 h_z$, а из уравнений $(\text{rot } \mathbf{h})_{x,y} = \pm ik_{y,x} h_z \mp \frac{\partial h_{y,x}}{\partial z} = \sigma_1 e_{x,y}$. Входящие вертикальные производные от компонент магнитного поля можно вычислить, используя два первых уравнения системы Максвелла в матричном виде (4), (5). Они связывают эти производные с горизонтальными компонентами $e_{x,y}$ электрического поля на земной поверхности.

При наличии нескольких возмущенных слоев в горизонтально-слоистой среде такие же вычисления производятся для каждого из них. Все поля пространственных гармоник на земной поверхности суммируются, и затем выполняется обратное двумерное Фурье-преобразование. Добавки первого приближения к импедансам с учетом латеральных изменений среды рассчитываются при двух независимых поляризациях первичного источника ($E_{1x}^{(0)} = 1, E_{1y}^{(0)} = 0, H_{1y}^{(0)} \neq 0$ и $E_{2x}^{(0)} = 0, E_{2y}^{(0)} = 1, H_{2x}^{(0)} \neq 0$) [Плоткин, 2013]:

$$\begin{aligned} Z_{xy}^{(1)} &= \frac{E_{1x}^{(1)} - Z_{xy}^{(0)} H_{1y}^{(1)}}{H_{1y}^{(0)}}, & Z_{yx}^{(1)} &= \frac{E_{2y}^{(1)} - Z_{yx}^{(0)} H_{2x}^{(1)}}{H_{2x}^{(0)}}, \\ Z_{xx}^{(1)} &= \frac{E_{2x}^{(1)} - Z_{xy}^{(0)} H_{2y}^{(1)}}{H_{2x}^{(0)}}, & Z_{yy}^{(1)} &= \frac{E_{1y}^{(1)} - Z_{yx}^{(0)} H_{1x}^{(1)}}{H_{1y}^{(0)}}, \end{aligned} \quad (39)$$

где $Z_{xy}^{(0)}, Z_{yx}^{(0)}$ — импедансы горизонтально-слоистой среды без латеральных возмущений электропроводности.

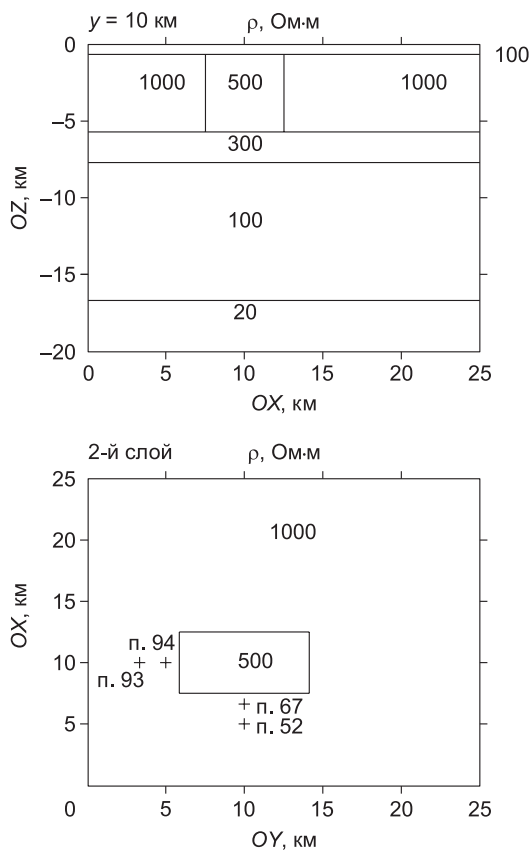


Рис. 1. Модель среды.

Глубинный разрез вдоль оси OX при $y = 10$ км и план второго слоя с латеральной неоднородностью. Крестиками показаны пункты МТЗ на поверхности с их номерами.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ: СРАВНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ

Для сравнения работы алгоритмов вычисления искажений кривых МТЗ на основе теории возмущений и метода Треффца были проведены расчеты для модели 3D-среды, представленной на рис. 1. В качестве базовой модели выбрана горизонтально-слоистая среда из четырех слоев с мощностями сверху вниз 0.7, 5.0, 2.0 и 9.0 км и удельными сопротивлениями (УЭС) 100, 1000, 300 и 100 Ом·м соответственно. Подстилающая среда с УЭС 20 Ом·м.

Во втором слое 3D-возмущение – латеральная неоднородность в виде прямоугольного параллелепипеда с горизонтальными размерами: по оси OX (на север) – 5 км, по оси OY (на восток) – 8.333 км и УЭС 500 Ом·м.

Расчеты с использованием двух алгоритмов проводились для полигона с размерами по горизонтальным осям в 25 км. Каждый из четырех слоев разбивался на одинаковые блоки в виде параллелепипедов с вертикальным размером, равным мощности слоя, и горизонтальными размерами в 25/15 км. Всего, таким образом, каждый слой был представлен 225 блоками. В каждом из блоков электропро-

водность имела постоянное значение в соответствии с выбранной моделью среды.

Расчеты по методу Треффца подробно описаны в работе [Плоткин, Губин, 2015]. На обычном компьютере они продолжались около 4 ч.

Для реализации метода, описанного в данной работе, предварительно требуется с помощью двумерного Фурье-разложения значений УЭС в блоках вычислить амплитуды пространственных гармоник латеральных возмущений электропроводности в каждом из четырех слоев. Все расчеты по данному алгоритму продолжались не более минуты. Таким образом, вычислительные затраты на получение кривых МТЗ для заданной модели среды существенно меньше.

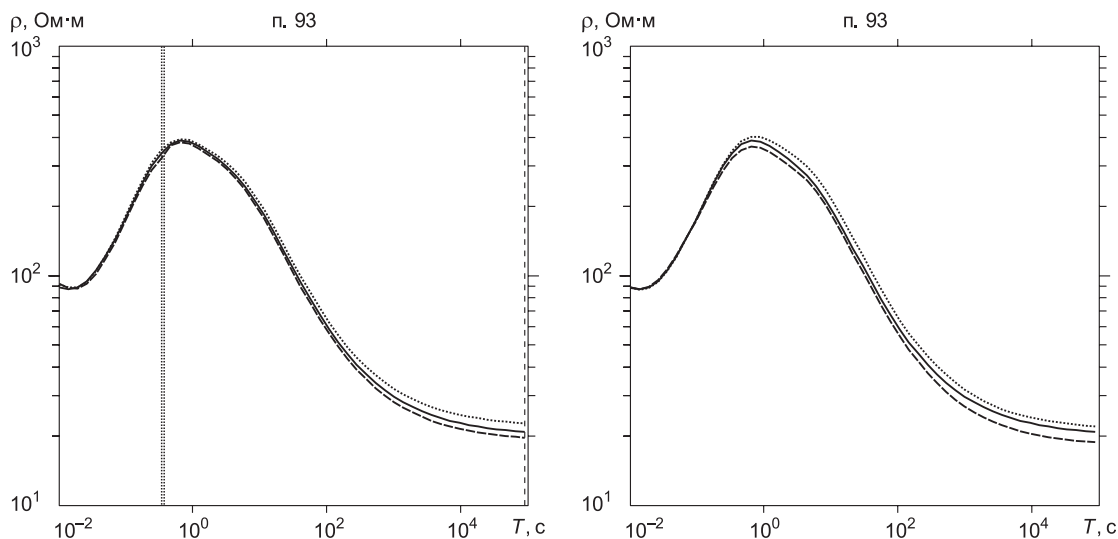


Рис. 2. (Начало)

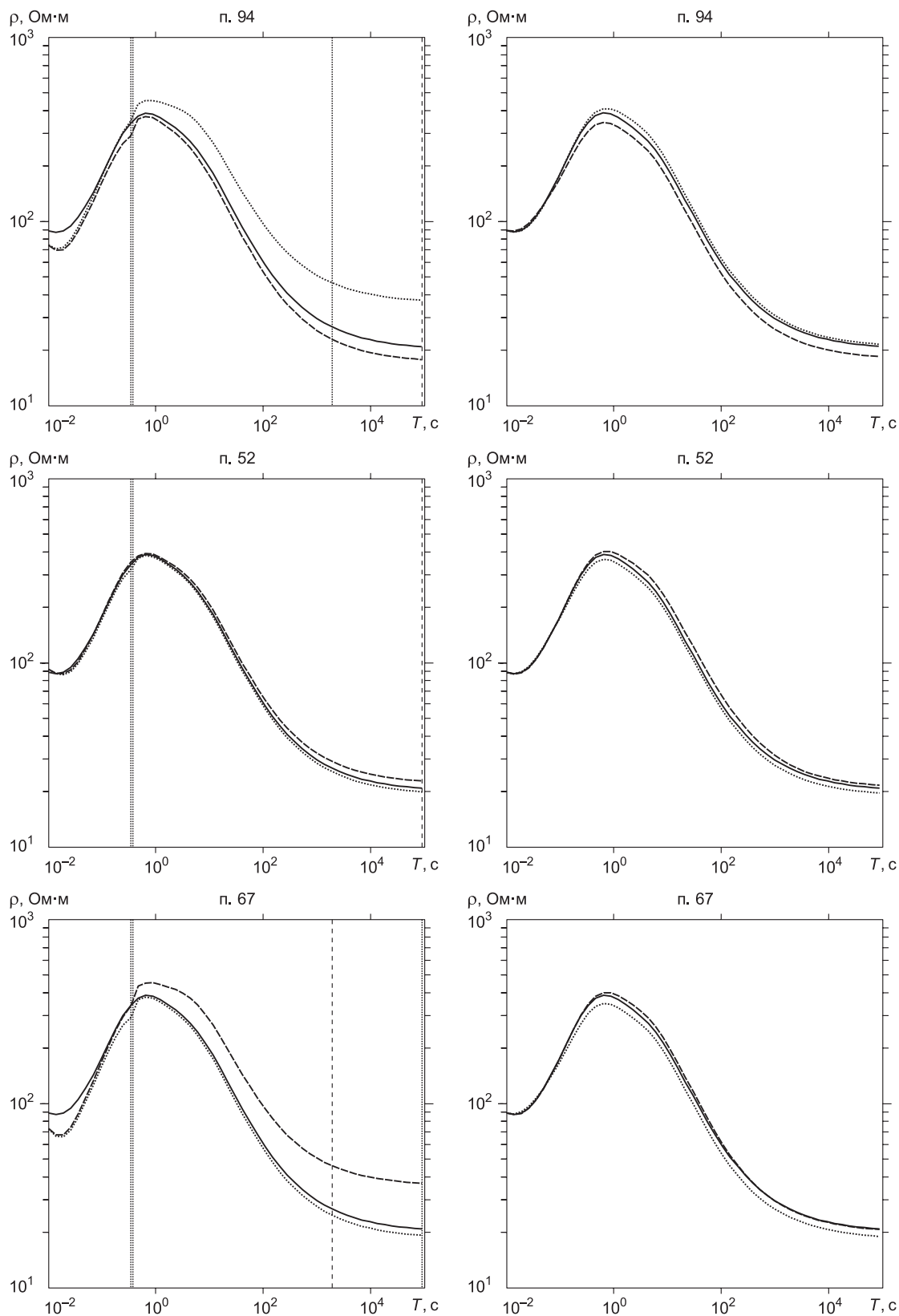


Рис. 2. Кривые кажущихся сопротивлений в пунктах, показанных на рис. 1.

Сплошной линией показаны нормальные кривые (ρ_l), штриховой линией (ρ_{xy}) и пунктиром (ρ_{yx}) – искаженные кривые. Слева – графики, полученные методом возмущений, справа – методом Треффца. Вертикальные линии на графиках слева: двойной пунктир – левая граница временных периодов с гальваническими искажениями; вертикальные штриховая линия и пунктир на графиках справа – правые границы временных периодов применимости метода возмущений для кривых ρ_{xy} и ρ_{yx} соответственно.

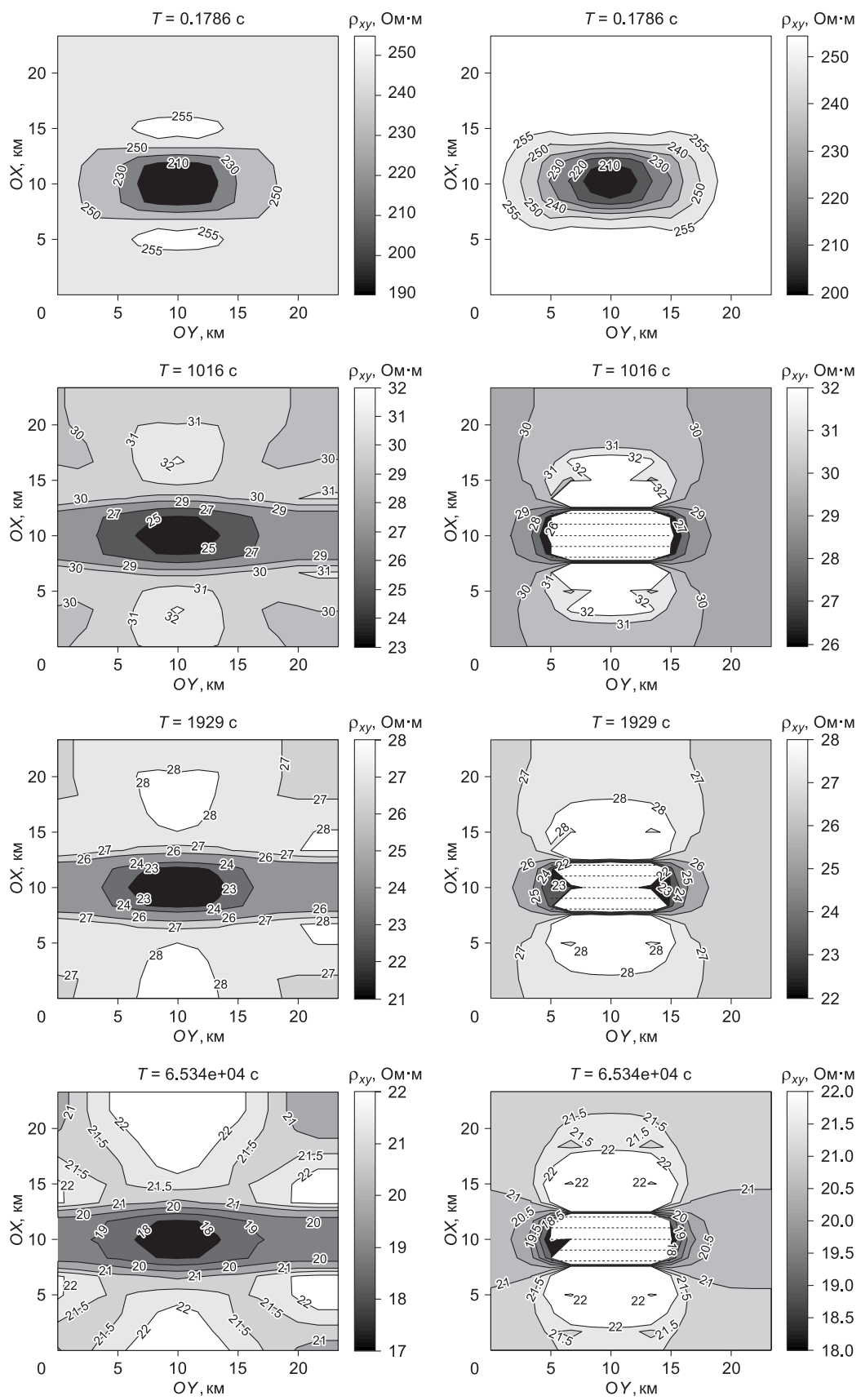


Рис. 3. (Начало)

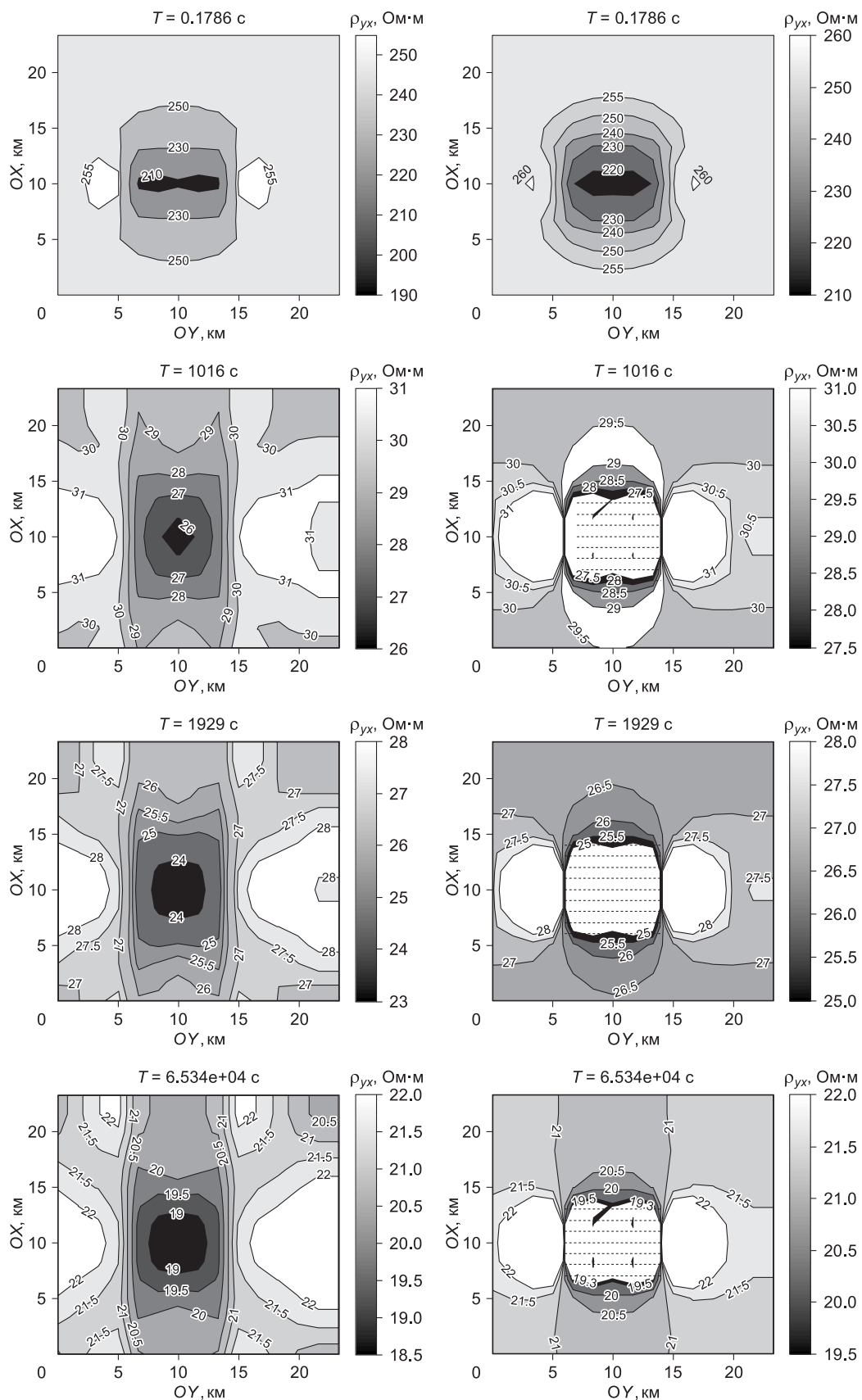


Рис. 3. Карты кажущихся сопротивлений для различных периодов, указанных на графиках.

Слева – карты, полученные по методу Треффца, справа – по методу возмущений, пунктиром отмечены области неприменимости метода возмущений.

Сравним результаты расчетов кривых МТЗ двумя алгоритмами. При регистрации данных вдали от 3D-возмущения условия применимости метода возмущений – малость полей первого приближения (в 10 раз) в сравнении с нормальным полем – выполняются с запасом. Кривые МТЗ, полученные здесь двумя различными алгоритмами, совпадают вполне удовлетворительно. Это подтверждается рис. 2, где приведены кривые МТЗ для нескольких пунктов, положение которых относительно 3D-возмущения меняется так, как указано на рис. 1. В более удаленных пунктах 52 и 93 искажения кривых невелики, метод возмущений применим во всем рассматриваемом диапазоне временных периодов, поэтому кривые на графиках слева и справа одинаковы. В более близких к 3D-возмущению пунктах искажения кривых возрастают, и метод возмущений на больших временных периодах перестает выполняться. Так, в пунктах 94 (для кривой ρ_{yx}) и 67 (для кривой ρ_{xy}) временные периоды применимости метода возмущений (по малости в 10 раз) ограничены справа вертикальными линиями соответствующей маркировки. Метод возмущений завышает оценку гальванических искажений для кривой ρ_{yx} в п. 94 и для кривой ρ_{xy} в п. 67. Отметим, что в методе возмущений выбор наибольших временных периодов для перехода к расчетам гальванических искажений осуществлялся из условия отсутствия скачков и плавности кривых МТЗ (нижняя граница этих периодов показана на графиках слева вертикальным двойным пунктиром).

Для большей ясности на рис. 3 приведены также карты кажущихся сопротивлений по нескольким временным периодам, полученные двумя алгоритмами для всего полигона. Вне 3D-возмущения совпадение карт вполне удовлетворительно. Области неприменимости метода возмущений привязаны к латеральной неоднородности и отмечены на рис. 3 пунктиром.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан алгоритм быстрого расчета магнитотеллурических кривых для горизонтально-слоистой среды при наличии латеральных возмущений электропроводности. Преимущества алгоритма: 1) учет гальванических и индукционных искажений кривых МТЗ для трехмерно неоднородной среды, 2) малое время вычислений на обычном компьютере вследствие применения метода возмущений.

Сравнение результатов расчетов данным методом и более затратным (методом Треффца [Плоткин, Губин, 2015]) приводит к выводу, что предлагаемый алгоритм вполне пригоден при интерпретации площадных данных МТЗ для трехмерно неоднородной среды. Малое время вычислений на обычном компьютере способствует реализации такой интерпретации. В областях неприменимости метода возмущений можно использовать более затратный алгоритм по методу Треффца с небольшим (до 25) количеством блоков на один неоднородный слой.

Предлагается на практике переходить к площадным данным при МТЗ трехмерно неоднородной среды. Совместная интерпретация кривых ρ_{xy} и ρ_{yx} , численные расчеты их искажений повышают достоверность результатов МТЗ. Хотя полученные оптимальные модели среды будут приближенными, их можно использовать в качестве входных для уточненных расчетов другими более затратными программно-алгоритмическими средствами.

Автор благодарен за советы по улучшению статьи Е.Ю.Антонову и анонимному рецензенту.

ЛИТЕРАТУРА

Александров П.Н. Прямая задача геоэлектрики в одномерных бианизотропных средах // *Физика Земли*, 2001, № 4, с. 51—61.

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

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.

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

Плоткин В.В., Губин Д.И. Учет приповерхностных неоднородностей над горизонтально-слоистым разрезом при магнитотеллурическом зондировании // *Геология и геофизика*, 2015, т. 56 (7), с. 1381—1390.

Плоткин В.В., Поспеева Е.В., Губин Д.И. Инверсия магнитотеллурических данных в разломных зонах Горного Алтая на основе трехмерной модели // *Геология и геофизика*, 2017, т. 58(5), с. 801—811.

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.

*Рекомендована к печати 6 декабря 2016 г.
М.И. Эповым*

*Поступила в редакцию 3 августа 2016 г.,
после доработки — 7 ноября 2016 г.*