

О РЕГИСТРАЦИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В.В. Плоткин¹, В.С. Могилатов^{1,2}

¹Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 3, Россия

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1, Россия

При магнитотеллурическом зондировании (МТЗ) обычно регистрируются вариации пяти компонент электромагнитного поля. При сложном геоэлектрическом строении среды и наличии искажений кривых МТЗ на практике возникают трудности при интерпретации данных. Для повышения достоверности получаемых результатов при решении обратной задачи и большей информативности предлагается дополнительно выполнять регистрацию вертикальной компоненты E_z электрического поля. Сейчас для регистрации ее вариаций применяется метод измерения разности потенциалов, возникающий на вертикальной линии, погруженной в среду (водоем). На суше для этого необходимо бурить или использовать уже имеющиеся скважины, что затруднительно. Предлагается применить для регистрации вертикальной компоненты E_z круговой электрический диполь (КЭД). Анализируются возможности его использования при МТЗ.

Магнитотеллурическое зондирование, электропроводность, круговой электрический диполь, искажения кривых кажущегося сопротивления, вертикальная компонента электрического поля.

RECORDING THE VERTICAL COMPONENT OF THE ELECTRIC FIELD IN MAGNETOTELLURIC SOUNDING

V.V. Plotkin and V.S. Mogilatov

Magnetotelluric sounding (MTS) usually records variations in five components of the electromagnetic field. Interpretation of distorted MT responses of an inhomogeneous earth may be problematic. The problem can be solved by recording additionally the vertical component E_z of the electric field in order to improve the quality of inversion and to gain more information. Currently E_z variations are estimated by measuring voltage on a vertical line immersed in water. The land measurements of this kind require special drilling or using the existing boreholes, which is not always feasible. Otherwise, a circular electric dipole (CED) can be used as a receiver to record the electric field behavior along the vertical component. Its applicability to MT soundings is analyzed in this paper.

Magnetotelluric sounding, electrical conductivity, circular electric dipole, distortion of apparent resistivity curves, vertical component of the electric field

ВВЕДЕНИЕ

При проведении магнитотеллурического зондирования (МТЗ) обычно регистрируются вариации пяти компонент электромагнитного поля. Это связано с тем, что в основе метода модель Тихонова—Каньяра — горизонтально-слоистая среда, возбуждаемая вертикально падающей плоской волной. При стандартном подходе в эксперименте определяют передаточные функции — соотношения между горизонтальными компонентами электрического $E_{x,y}$ и магнитного $H_{x,y}$ полей. Признаком отклонений от базовой модели служит пятая регистрируемая компонента — вертикальная H_z магнитного поля.

Поскольку электропроводность атмосферы $\sigma_a \sim 10^{-14}$ См/м весьма мала и выполняется условие непрерывности поперечного тока, получается, что на границе с атмосферой вертикальная компонента E_z электрического поля обращается в нуль, и нет необходимости в ее регистрации. Поэтому обычно это так и происходит.

Однако, возникая в реальном случае, компонента E_z обращается точно в нуль лишь на самой границе и постепенно затухает по направлению к ней в прилегающем скин-слое. Более того, если среда в толще этого слоя является анизотропной, компонента E_z может быть отличной от нуля и на самой границе, поскольку поперечный ток в этой ситуации не обязательно совпадает с компонентой E_z по направлению.

С другой стороны, чтобы в эксперименте определить компоненту E_z (как и компоненты $E_{x,y}$), проводится регистрация разности потенциала на линии конечной длины. Можно утверждать, что на практике в любом случае указанная разность потенциала будет всегда отличаться от нуля и зависеть от длины линии.

Учитывая, что при решении обратной задачи для трехмерной среды компонента E_z для каждой текущей модели также будет определяться, для большей достоверности получаемых результатов сравнение расчетных значений с экспериментальными данными по E_z весьма желательно. При сложном геоэлектрическом строении среды и наличии искажений кривых МТЗ на практике возникают трудности при интерпретации данных. Если не учесть возможные искажения, вполне вероятны недостоверные результаты при такой интерпретации: латеральные приповерхностные неоднородности приводят к неверным параметрам проводящих слоев (кажущимся глубинам и сопротивлениям [Wannamaker et al., 1984; Malcolm, 1988]).

Для устранения возникающих трудностей разрабатываются различные алгоритмы обработки данных и нестандартные варианты проведения МТЗ. Регистрация вертикальной компоненты E_z могла бы стать одним из таких вариантов. Интересна также работа [Torges-Verdin, Bostick, 1992], в которой предложено проводить пространственное усреднение горизонтальных компонент электрического поля с помощью регистрации этих компонент протяженными линиями вдоль исследуемого профиля.

В связи с этим вызывает интерес анализ возможностей регистрации вертикальной компоненты E_z с помощью кругового электрического диполя (КЭД), располагаемого на дневной поверхности. Конфигурация КЭД предложена еще в работе [Могилатов, 1982] как питающая установка для индукционной электроразведки с контролируруемыми источниками. Идеальная схема стороннего тока и реальный источник представлены на рис. 1. Сейчас КЭД успешно применяется как излучатель в методах электромагнитного зондирования [Могилатов, 2014]. Используется его особенность возбуждать в плоскостой среде одну только ТМ-моду, электрическое поле которой имеет вертикальную компоненту. Поскольку магнитное поле ТМ-моды в непроводящей атмосфере равно нулю, при регистрации данных на земной поверхности исключается вклад прямого поля, а все наблюдаемые вариации магнитного поля связаны лишь с отклонениями от плоскостой среды.

На практике круговой электрический диполь обычно реализуется восемью длинными радиальными линиями (см. рис. 1). Учитывая упомянутую особенность, КЭД можно использовать и как приемную систему МТЗ для регистрации вариаций поля ТМ-моды, а именно вертикальной компоненты электрического поля E_z в среде под пунктом зондирования. Сейчас для регистрации вариаций E_z применяется метод измерения разности потенциалов на вертикальной линии, погруженной в водоем [Шнеер и др., 2007; Мороз и др., 2008]. На суше для этого необходимо бурить или использовать уже имеющиеся скважины, что затруднительно. Поэтому поиск новых способов регистрации E_z представляет большой интерес. Следует отметить также важность получения новых экспериментальных результатов по вариациям E_z для многих областей геофизики.

В данной работе анализируются возможности применения КЭД с этой целью при проведении МТЗ.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МТЗ В 3D СЛУЧАЕ

Пусть среда — однородное полупространство, в котором на глубине z' находится проводящая пленка с суммарной продольной проводимостью $\Sigma(x, y)$. Электропроводность среды можно представить

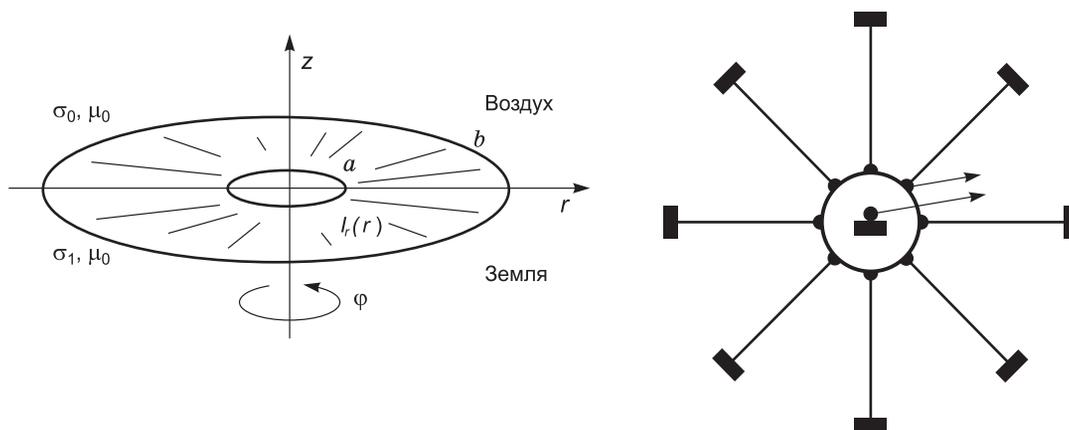


Рис. 1. Идеальный и реальный круговой электрический диполь.

в виде $\sigma + \sigma'(x, y, z)$, где $\sigma'(x, y, z) = \Sigma(x, y) \delta(z - z')$, $\delta(z)$ — дельта функция. Будем считать, что $\sigma \gg \sigma'(x, y, z)$, и можно воспользоваться методом возмущений.

Поле нулевого приближения при МГЗ — вертикально падающая волна $\mathbf{E}^{(0)} = \mathbf{E}_0 \exp(-k_0 z)$, $k_0^2 = i\omega\mu_0\sigma$ (ось OZ направлена в глубь среды). Для поля $\mathbf{E}^{(1)}$ первого приближения имеем [Плоткин, 2017]:

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

Переходя в (1) к Фурье-гармоникам $\sim \exp(i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ полей $E_{x,y}^{(1)}$ и $\Sigma(x, y)$ и интегрируя вдоль оси OZ в окрестности пленки, получим для нее соотношения перехода:

$$\begin{aligned} \left. \frac{de_{x,y}^{(1)}}{dz} \right|_{z'+0} - \left. \frac{de_{x,y}^{(1)}}{dz} \right|_{z'-0} &= f_{x,y}, \\ f_x &= E_x^{(0)}(z') \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_x^2}{\sigma} \right) \Sigma_k + E_y^{(0)}(z') \frac{k_x k_y}{\sigma} \Sigma_k, \\ f_y &= E_x^{(0)}(z') \frac{k_x k_y}{\sigma} \Sigma_k + E_y^{(0)}(z') \left(i\omega\mu_0 + \frac{k_y^2}{\sigma} \right) \Sigma_k, \end{aligned} \quad (2)$$

где $e_{x,y}^{(1)}(z)$, $f_{x,y}$, Σ_k — амплитуды полей Фурье-гармоник соответствующих величин.

Учитывая, что вне пленки $\text{div}\mathbf{E}^{(1)} = 0$, электропроводность атмосферы равна σ_a и $z = 0$ — земная поверхность, ищем решения уравнений (1) для компонент $e_{x,y,z}^{(1)}(z)$ в виде:

$$\begin{aligned} e_{x,y}^{(1)} &= A_{x,y} e^{k_a z}, \quad e_z^{(1)} = -(ik_x A_x + ik_y A_y) \frac{e^{k_a z}}{k_a}, \quad z < 0, \\ e_{x,y}^{(1)} &= C_{x,y}^+ e^{k(z-z')} + C_{x,y}^- e^{-k(z-z')}, \\ e_z^{(1)} &= -(ik_x C_x^+ + ik_y C_y^+) \frac{e^{k(z-z')}}{k} + (ik_x C_x^- + ik_y C_y^-) \frac{e^{-k(z-z')}}{k}, \quad 0 < z < z', \\ e_{x,y}^{(1)} &= D_{x,y} e^{-k(z-z')}, \quad e_z^{(1)} = (ik_x D_x + ik_y D_y) \frac{e^{-k(z-z')}}{k}, \quad z' < z, \\ k_a^2 &= \bar{k}^2 + i\omega\mu_0\sigma_a, \quad k^2 = \bar{k}^2 + i\omega\mu_0\sigma, \quad \bar{k} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для определения восьми констант в (3) используем граничные условия: при $z = z'$ — условия сшивки (2) и условия непрерывности компонент $e_{x,y}^{(1)}$. При $z = 0$ на границе с атмосферой — условия непрерывности компонент электрического $e_{x,y}^{(1)}$ и магнитного $h_{x,y}^{(1)}$ полей. Решая полученную систему уравнений, найдем искомые константы и компоненты поля (выбор верхних знаков в символах \pm и \mp соответствует первым нижним индексам):

$$\begin{aligned} C_{x,y}^+ &= -\frac{f_{x,y}}{2k}, \quad C_{x,y}^- = -e^{-2kz'} \left[\frac{f_{y,x}}{2k} R_1 R_2 + \frac{f_{x,y}}{2k} R_1 R^\pm \right], \\ D_{x,y} &= -\frac{f_{y,x}}{2k} R_1 R_2 e^{-2kz'} - \frac{f_{x,y}}{2k} \left[1 + R_1 R^\pm e^{-2kz'} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e_{x,y}|_{z=0} &= A_{x,y} = -\frac{f_{x,y}}{2k} e^{-kz'} \left[1 + R_1 R^\pm \right] - \frac{f_{y,x}}{2k} R_1 R_2 e^{-kz'}, \\
e_z &= \frac{ik_x f_x + ik_y f_y}{2k^2} \left[e^{kz} - R_1 R_3 e^{-kz} \right] e^{-kz'}, \quad 0 < z < z', \\
e_z &= -\frac{ik_x f_x + ik_y f_y}{2k^2} \left[e^{kz'} + R_1 R_3 e^{-kz'} \right] e^{-kz}, \quad z' < z, \\
R_1 &= \frac{k - k_a}{k + k_a}, \quad R_2 = \frac{2k_x k_y}{kk_a - \bar{k}^2}, \quad R_3 = \frac{kk_a + \bar{k}^2}{kk_a - \bar{k}^2}, \quad R^\pm = \frac{kk_a \pm k_x^2 \mp k_y^2}{kk_a - \bar{k}^2}.
\end{aligned} \tag{4}$$

О РЕГИСТРАЦИИ E_z С ПОМОЩЬЮ КЭД

Сравним теперь потенциалы, регистрируемые вертикальной линией в среде и линиями идеального КЭД на земной поверхности:

$$\begin{aligned}
U_z(x, y) &= \iint dk_x dk_y e^{ik_x x + ik_y y} \int_0^\infty e_z(k_x, k_y, z) dz, \\
U_{\text{КЭД}}(x, y) &= -\iint dk_x dk_y e^{ik_x x + ik_y y} e^{\text{TM}}(k_x, k_y, 0).
\end{aligned} \tag{5}$$

В выражение для $U_{\text{КЭД}}$ в (5) входит потенциал e^{TM} электрического поля ТМ-моды ($e^{\text{TM}} \rightarrow 0$ на бесконечности), поскольку вертикальная компонента e_z не равна нулю лишь в этой моде поля [Плоткин, 2014]:

$$\begin{aligned}
e_x &= ik_x e^{\text{TM}} + ik_y e^{\text{TE}}, \quad e_y = ik_y e^{\text{TM}} - ik_x e^{\text{TE}}, \\
e^{\text{TM}} &= -\frac{ik_x e_x + ik_y e_y}{k_x^2 + k_y^2}, \quad e^{\text{TE}} = -\frac{ik_y e_x - ik_x e_y}{k_x^2 + k_y^2}, \\
e_z &= \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2} \frac{de^{\text{TM}}}{dz}, \quad h_z = -\frac{1}{i\omega\mu_0} (k_x^2 + k_y^2) e^{\text{TE}},
\end{aligned} \tag{6}$$

где e^{TE} — потенциал поля ТЕ-моды. Вычисляя с помощью (4) интеграл по z в (5) для U_z и учитывая выражения для e^{TM} и e^{TE} в (6), получаем:

$$\begin{aligned}
U_z(x, y) &= -\iint dk_x dk_y e^{ik_x x + ik_y y} \frac{ik_x f_x + ik_y f_y}{k^2 (k + k_a)} \frac{k_a}{k} e^{-kz'}, \\
U_{\text{КЭД}}(x, y) &= -\iint dk_x dk_y e^{ik_x x + ik_y y} \frac{ik_x f_x + ik_y f_y}{(k_x^2 + k_y^2)(k + k_a)} \frac{k_a}{k} e^{-kz'}, \\
H_z(x, y) &= -\frac{1}{i\omega\mu_0} \iint dk_x dk_y e^{ik_x x + ik_y y} \frac{ik_y f_x - ik_x f_y}{k + k_a} e^{-kz'}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Как следует из (6), (7), потенциал ТЕ-моды e^{TE} определяет вертикальную компоненту магнитного поля H_z . С ТМ-модой связаны подынтегральные функции в (7) для U_z и $U_{\text{КЭД}}$, которые полностью совпадают при условии $(k_x^2 + k_y^2) \gg \omega\mu_0\sigma$. Это условие выполняется на низких частотах (больших временных периодах), когда толщина скин-слоя в полупространстве много больше характерного размера латеральных неоднородностей. Как показано в работе [Плоткин, 2014], подобная ситуация соответствует гальваническим искажениям кривых МТЗ в электростатическом поле, возникающем в слое с латеральными неоднородностями. Следовательно, применение КЭД в этом случае позволяет получить дополнительную информацию — зависимость от временного периода потенциала U_z , возникающего на вертикальной линии в виртуальной скважине в среде.

СЛУЧАЙ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЛАТЕРАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Переходя к цилиндрическим координатам с учетом выражений (2) для f_{xy} , можно представить U_z и $U_{\text{КЭД}}$ в виде:

$$\begin{aligned} U_z(r, \alpha) &= - \int_0^\infty \bar{k} d\bar{k} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\bar{k}r \cos(\varphi-\alpha)} \frac{i\bar{k}E_{0r}}{(k+k_a)} \frac{k_a}{k} \frac{\Sigma_k(\bar{k}, \varphi)}{\sigma} e^{-(k_0+k)z'}, \\ U_{\text{КЭД}}(r, \alpha) &= - \int_0^\infty \bar{k} d\bar{k} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\bar{k}r \cos(\varphi-\alpha)} \frac{kk_a}{\bar{k}^2} \frac{i\bar{k}E_{0r}}{(k+k_a)} \frac{\Sigma_k(\bar{k}, \varphi)}{\sigma} e^{-(k_0+k)z'}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} k_x &= \bar{k} \cos \varphi, \quad k_y = \bar{k} \sin \varphi, \quad \bar{k} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad x = r \cos \alpha, \quad y = r \sin \alpha, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \\ k &= \sqrt{\bar{k}^2 + k_0^2}, \quad k_a = \sqrt{\bar{k}^2 + i\omega\mu_0\sigma_a}, \quad E_{0r}(\varphi) = E_{0x} \cos \varphi + E_{0y} \sin \varphi. \end{aligned}$$

Для большей ясности рассмотрим подробнее случай осесимметричных латеральных неоднородностей, когда $\Sigma(x, y) = \Sigma(r)$, $\Sigma_k(\bar{k}, \varphi) = \Sigma_k(\bar{k})$:

$$\Sigma_k(\bar{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \Sigma(r) r dr \int_0^{2\pi} e^{i\bar{k}r \cos(\varphi-\alpha)} d\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \Sigma(r) J_0(\bar{k}r) r dr, \quad (9)$$

где $J_0(\bar{k}r)$ — функция Бесселя. С учетом (9) входящие в (8) интегралы по углу φ находятся явно. Выражения для разностей потенциалов принимают тогда вид:

$$\begin{aligned} U_z(r, \alpha) &= 2\pi E_{0r} \int_0^\infty \frac{\Sigma_k(\bar{k})}{\sigma} \frac{\bar{k} J_1(\bar{k}r)}{(k+k_a)} \frac{k_a}{k} e^{-(k_0+k)z'} \bar{k} d\bar{k}, \\ U_{\text{КЭД}}(r, \alpha) &= 2\pi E_{0r} \int_0^\infty \frac{\Sigma_k(\bar{k})}{\sigma} \frac{\bar{k} J_1(\bar{k}r)}{(k+k_a)} \frac{kk_a}{\bar{k}^2} e^{-(k_0+k)z'} \bar{k} d\bar{k}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $E_{0r}(\alpha) = E_{0x} \cos \alpha + E_{0y} \sin \alpha$ — радиальная компонента первичного поля, $J_1(\bar{k}r)$ — функция Бесселя. Пусть задана уединенная неоднородность: $\Sigma(r) = \Sigma_0$ при $r < r_0$ и $\Sigma(r) = 0$ при $r > r_0$. Для дальнейшего упрощения считаем, что $r_0 \rightarrow 0$, $\Sigma_0 \rightarrow \infty$, так что $r_0^2 \Sigma_0 = \text{const}$ и $\Sigma_k = \frac{r_0^2 \Sigma_0}{4\pi}$ (эквивалент δ -функции). Тогда получаем:

$$\begin{aligned} U_z(r, \alpha) &= E_{0r} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2\sigma} \int_0^\infty \frac{\xi^2 J_1(\xi r) e^{-\sqrt{\xi^2 + k_0^2} z'}}{\sqrt{\xi^2 + k_0^2} + \sqrt{\xi^2 + k_0^2 \sigma_a / \sigma}} \frac{\sqrt{\xi^2 + k_0^2 \sigma_a / \sigma}}{\sqrt{\xi^2 + k_0^2}} d\xi, \\ U_{\text{КЭД}}(r, \alpha) &= E_{0r} e^{-k_0 z'} \times \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2\sigma} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\xi^2 + k_0^2} \sqrt{\xi^2 + k_0^2 \sigma_a / \sigma}}{\sqrt{\xi^2 + k_0^2} + \sqrt{\xi^2 + k_0^2 \sigma_a / \sigma}} J_1(\xi r) e^{-\sqrt{\xi^2 + k_0^2} z'} d\xi, \\ H_z(r, \alpha) &= E_{0\alpha} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2} \int_0^\infty \frac{\xi^2 J_1(\xi r) e^{-\sqrt{\xi^2 + k_0^2} z'}}{\sqrt{\xi^2 + k_0^2} + \sqrt{\xi^2 + k_0^2 \sigma_a / \sigma}} d\xi. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $E_{0\alpha} = E_{0x} \sin \alpha - E_{0y} \cos \alpha$ — азимутальная компонента первичного поля.

На низких частотах $k_0 \rightarrow 0$, все интегралы в (11) совпадают и могут быть получены в явном виде. Уже указывалось, что в этой ситуации в среде возникает электростатическое поле. Оно создается по-

ляризацией зарядов на рассматриваемой неоднородности и совпадает по конфигурации с полем электрического диполя в центре неоднородности на глубине z' и осью вдоль первичного поля.

$$E_r^{(1)}(r, \alpha) = E_{0r} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{4\sigma} \left[\frac{3r^2}{(r^2 + z'^2)^{5/2}} - \frac{1}{(r^2 + z'^2)^{3/2}} \right],$$

$$E_\alpha^{(1)}(r, \alpha) = E_{0\alpha} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{4\sigma} \frac{1}{(r^2 + z'^2)^{3/2}}, \quad (12)$$

$$U_z(r, \alpha) = U_{\text{КЭД}}(r, \alpha) = E_{0r} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2\sigma} \frac{r}{(r^2 + z'^2)^{3/2}},$$

$$H_z(r, \alpha) = E_{0\alpha} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2} \frac{r}{(r^2 + z'^2)^{3/2}}.$$

В (12) приведены компоненты электрического поля на земной поверхности только ТМ-моды, поскольку у ТЕ-моды они в этом случае малы $\sim k_0 r_0^2$. Все функции в (12) пропорциональны величине $r_0^2 \Sigma_0$, которую можно назвать (по аналогии с суммарной продольной проводимостью пленки Σ_0) объемной проводимостью латеральной неоднородности. Компонента H_z магнитного поля ТЕ-моды в (12) не зависит от частоты (если не учитывать множитель ослабления первичной волны $e^{-k_0 z'}$).

С ростом частоты и $k_0^2 = i\omega\mu_0\sigma$ происходит увеличение амплитуды $e^{\text{ТЕ}}$ и потенциала ТЕ-моды:

$$U^{\text{ТЕ}}(r, \alpha) = -k_0^2 E_{0\alpha} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2\sigma} \int_0^\infty \frac{J_1(\xi r) e^{-\sqrt{\xi^2 + k_0^2} z'}}{\sqrt{\xi^2 + k_0^2} + \sqrt{\xi^2 + k_0^2} \sigma_a / \sigma} d\xi. \quad (13)$$

Кроме того, в (11) с ростом $k_0^2 = i\omega\mu_0\sigma$ возникает и отличие U_z от $U_{\text{КЭД}}$, которое связано с вкладом в интегралы (11) области малых $\bar{k} \leq k_0$. Малые значения $\bar{k} \ll k_0$ соответствуют случаю сильного скин-эффекта, когда характерные размеры латеральных неоднородностей велики в сравнении с толщиной скин-слоя. Фактически это означает отсутствие латеральной неоднородности и приводит к малым значениям U_z . Поскольку $J_1(\bar{k}r) \rightarrow 0$ при малых $\bar{k}r$, можно заключить, что отличие U_z от $U_{\text{КЭД}}$ будет заметно лишь вдали от центра осесимметричной неоднородности на расстояниях $r > 1/|k_0|$, превышающих толщину скин-слоя. В качестве примера на рис. 2 приведены кривые, характеризующие различие $U_z(r)$ и $U_{\text{КЭД}}(r)$ с ростом k_0 (в относительных единицах, $U_0 = E_{0r} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2\sigma}$). Как видно, различие становится заметным на дальних расстояниях от центра неоднородности, где оба потенциала начинают падать по величине.

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРИМЕНЕНИЯ КЭД ПРИ МТЗ

До сих пор анализировались разности потенциалов, регистрируемые с помощью идеального КЭД, состоящего из континуума радиальных линий бесконечной длины. На практике количество радиальных линий и их длина ограничены: при использовании КЭД в качестве излучателя, как показано в работе [Могилатов, 2014], достаточно восьми линий, равномерно распределенных по азимуту. Радиус КЭД – важная характеристика, на практике

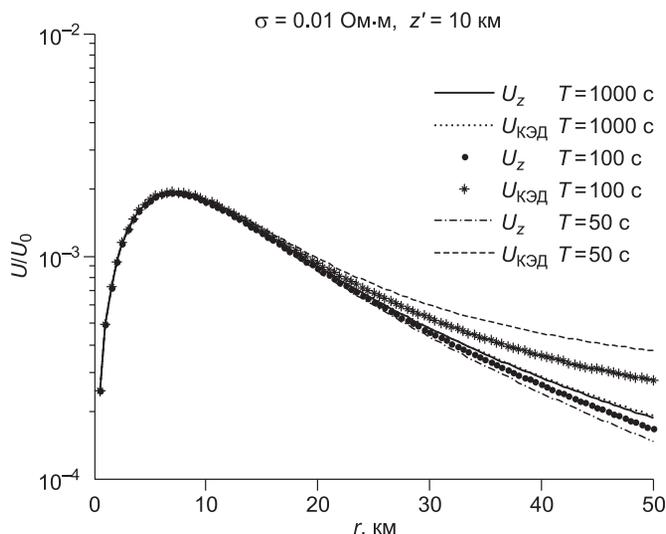


Рис. 2. Зависимости $U_z(r)$ и $U_{\text{КЭД}}(r)$ на разных частотах (в относительных единицах,

$$U_0 = E_{0r} e^{-k_0 z'} \frac{r_0^2 \Sigma_0}{2\sigma}).$$

определяющая соотношение разностей потенциалов U_z и $U_{КЭД}$. Влияние этих факторов при использовании КЭД в качестве регистратора в МТЗ можно исследовать с помощью численного моделирования.

В данной работе для численных расчетов использовалась модель поля на основе метода Треффца [Плоткин, Губин, 2015], учитывающая искажения кривых МТЗ, вызванные трехмерной неоднородностью среды. Рассмотрим результаты расчетов для модели среды, представленной семью слоями с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) 25, 50, 100, 1000, 10, 1000, 1 Ом·м (сверху вниз) и мощностями соответственно 0.1, 0.1, 0.1, 15, 10, 45, 15 км и подстилающей средой 100 Ом·м (рис. 3, а). Такой нормальный геоэлектрический разрез включает два проводящих слоя – коровый на глубинах 15—25 км и мантийный на глубинах 70—85 км. Три поверхностных слоя с мощностями 0.1 км можно применить для моделирования искажений кривых МТЗ. В частности, здесь подробно изучено влияние отдельной неоднородности, присутствующей во втором сверху слое (см. рис. 3, б).

Предполагалось, что МТЗ проводится на полигоне с размерами 30×30 км, в центре которого находится КЭД. Его радиальные лучи показаны на рис. 3, б прямыми линиями. При расчете с помощью численной модели на основе метода Треффца каждый из семи слоев представляется 49 одинаковыми параллелепипедами с высотой, равной мощности слоя и горизонтальными сечениями с размерами 4.29×4.29 км (по 7 параллелепипедов вдоль каждой из горизонтальных осей координат), внутри которых среда однородна. В каждом параллелепипеде используются решения уравнений Максвелла в виде поперечных встречных волн, распространяющихся вдоль каждой из осей координат. С учетом поляризации всего в каждом параллелепипеде имеются 12 таких волн, неизвестные амплитуды которых находятся решением общей системы уравнений, полученных из условий шивки тангенциальных компонент полей на всех гранях упомянутых параллелепипедов, а также из граничных условий. По найденным амплитудам волн рассчитываются все компоненты электромагнитного поля в центрах параллелепипедов и на земной поверхности. Разности потенциалов U_z и $U_{КЭД}$ определяются далее интегралами от продольных компонент электрического поля соответственно вдоль вертикальной и радиальных регистрирующих линий. Для вычисления компонент тензора импеданса расчеты повторяются для двух независимых поляризаций вертикально падающей на среду плоской волны. Разности потенциалов U_z и $U_{КЭД}$ также находятся для каждой из двух независимых поляризаций первичной волны. Для данной модели среды ниже речь идет о разностях потенциалов, отличных от нуля при заданной конфигурации КЭД относительно неоднородности и соответствующих выбранной поляризации магнитного поля первичной волны вдоль оси OY .

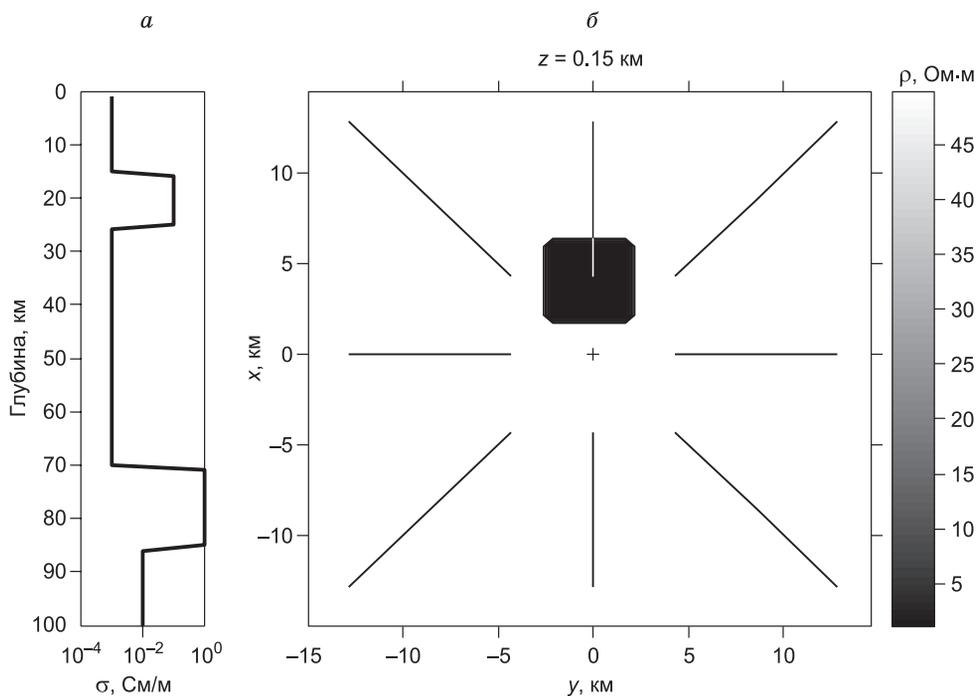


Рис. 3. Трехмерная модель среды:

а — нормальный глубинный разрез, б — горизонтальное сечение приповерхностного латерально неоднородного слоя. Показаны радиальные линии КЭД на поверхности, крестиком помечен его центр.

Рис. 4. Кривые кажущегося сопротивления ρ_{xy} и ρ_{yx} в центре для двух значений УЭС ρ_n в неоднородности.

1 — $\rho_n = 1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, 2 — $\rho_n = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, ρ_l — нормальная кривая для фоновой среды.

Кривые кажущихся сопротивлений, полученные для центра полигона при выбранной модели среды для двух разных значений УЭС в неоднородности, приведены на рис. 4. Как видно, в присутствии неоднородности во втором сверху слое среды (см. рис. 3, б) возникают заметные гальванические искажения: на больших временных периодах кривые кажущихся сопротивлений ρ_{xy} и ρ_{yx} сдвинуты по оси ординат относительно нормальной кривой ρ_l . Чем более проводящей является неоднородность и меньше УЭС в ней, тем больше становится этот сдвиг.

На рисунке 5 приведены рассчитанные зависимости разностей потенциалов U_z и $U_{\text{КЭД}}$ от временного периода в центре полигона (крестик на рис. 3, б). Расчеты выполнены для разных наборов значений параметров латеральной неоднородности: УЭС в ней — ρ_n , объемной проводимости — $r_0^2 \Sigma_0$ и удаления центра неоднородности от центра КЭД — r_n . Изменения кривых в зависимости от УЭС неоднородности при одинаковых остальных параметрах отображено на рис. 5, а. Чем больше эти отклонения УЭС в неоднородности от фона, тем большими становятся величины потенциалов U_z и $U_{\text{КЭД}}$.

Вследствие контролируемых отличий реального КЭД от идеального (по количеству и длинам радиальных линий) появляется смещение между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ по оси ординат. На рисунке 5, а показаны кривые после снятия такого смещения на больших временных периодах. С этой целью все значения кривых $U_{\text{КЭД}}$ увеличены в 3.5 раза. Отметим, что этот коэффициент один и тот же для разных значений УЭС в неоднородности и при одинаковых остальных условиях. Как видно, небольшие различия между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ остаются на коротких временных периодах. Это подтверждает сказанное выше при анализе данных идеального КЭД.

С приближением центра неоднородности при сохранении величины ее объемной проводимости $r_0^2 \Sigma_0$ совпадение кривых U_z и $U_{\text{КЭД}}$ наблюдается на увеличенном диапазоне больших периодов (см. рис. 5, б). Кривые для случая 3 получены в расчетах с изменениями параметров — для полигона

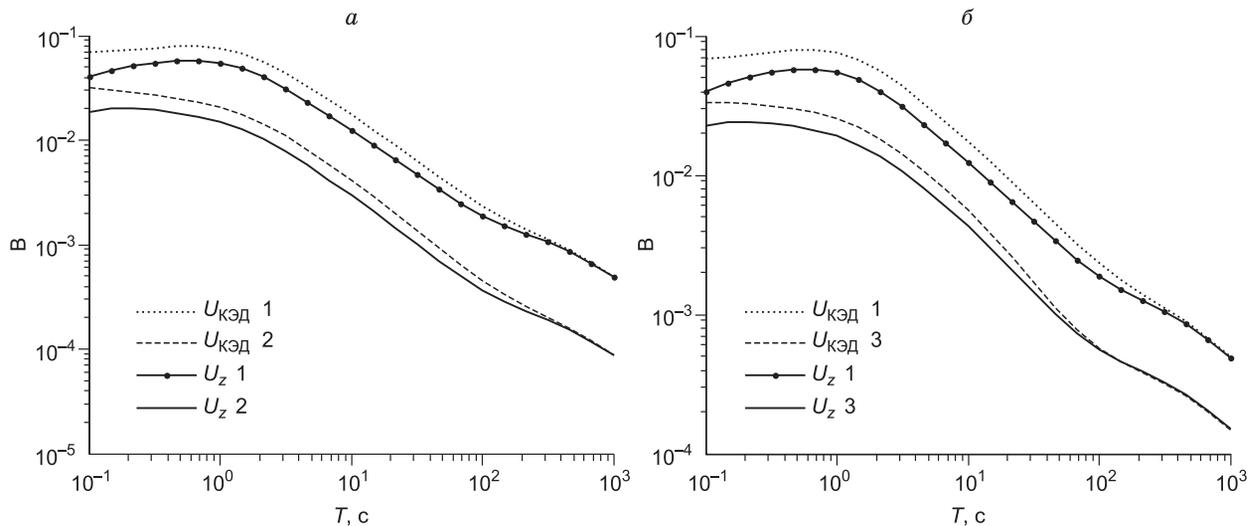
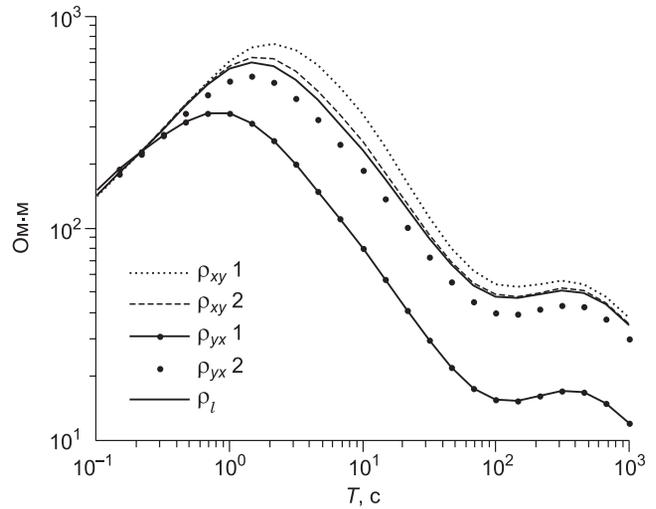


Рис. 5. Кривые разностей потенциалов, возникающих на вертикальной линии в центре — U_z и суммарно на всех радиальных линиях КЭД — $U_{\text{КЭД}}$ для разных параметров латеральной неоднородности: объемной проводимости $r_0^2 \Sigma_0$ и удаления r_n центра неоднородности от центра КЭД.

а — 1 — $\rho_n = 1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $r_n = 4.29 \text{ км}$, $r_0^2 \Sigma_0 = 1.84 \cdot 10^9 \text{ См}\cdot\text{м}^2$; 2 — $\rho_n = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $r_n = 4.29 \text{ км}$, $r_0^2 \Sigma_0 = 1.84 \cdot 10^8 \text{ См}\cdot\text{м}^2$.

б — 1 — $\rho_n = 1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $r_n = 4.29 \text{ км}$, $r_0^2 \Sigma_0 = 1.84 \cdot 10^9 \text{ См}\cdot\text{м}^2$; 3 — $\rho_n = 1.1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $r_n = 1.43 \text{ км}$, $r_0^2 \Sigma_0 = 1.84 \cdot 10^9 \text{ См}\cdot\text{м}^2$.

10×10 км, величины УЭС в неоднородности $\rho_n = 1.1$ Ом·м и прочих равных условиях. Коэффициент нормировки кривых $U_{\text{КЭД}}$ для случая 3 оказался равным 1.12.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При магнитотеллурическом зондировании обычно регистрируются вариации пяти компонент электромагнитного поля. При сложном геоэлектрическом строении среды и наличии искажений кривых МТЗ на практике возникают трудности при интерпретации данных. Для повышения достоверности получаемых результатов при решении обратной задачи, а также в целях большей информативности МТЗ предложено дополнить регистрацию вариаций магнитотеллурического поля данными по вертикальной компоненте электрического поля, получаемыми применением с этой целью кругового электрического диполя (КЭД).

С помощью аналитической модели показано, что в случае идеального КЭД регистрируемая им разность потенциалов $U_{\text{КЭД}}$ полностью совпадает с разностью потенциалов U_z , регистрируемой вертикальной линией в среде, когда толщина скин-слоя много больше характерного размера латеральных неоднородностей (на низких частотах или больших временных периодах). Подобная ситуация имеет место при гальванических искажениях кривых МТЗ в электростатическом поле, возникающем в слое с латеральными неоднородностями. Применение КЭД позволяет дополнительно получать зависимость от временного периода потенциала U_z на вертикальной линии в виртуальной скважине в среде.

Проведено численное моделирование результатов применения КЭД для случая уединенной неоднородности в горизонтально-слоистой среде. Вследствие контролируемых отличий реального КЭД от идеального по количеству и длинам радиальных линий наблюдается смещение между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ по оси ординат. Коэффициент смещения не зависит от значений УЭС в неоднородности при одинаковых остальных условиях. После учета такого смещения на больших временных периодах небольшие различия между кривыми U_z и $U_{\text{КЭД}}$ остаются на коротких временных периодах.

Таким образом, измеряемая с помощью КЭД разность потенциалов в электрическом поле, возбуждаемом в 3D среде вертикально падающей на нее волной, эквивалентна разности потенциалов, возникающей на длинной вертикальной линии в центре КЭД. На практике это означает возможность регистрировать разность потенциалов вдоль вертикальной линии без бурения необходимой для нее скважины.

Авторы благодарят Е.В. Поспееву и В.А. Поспеева за внимание к работе и полезные советы.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 18-17-00095).

ЛИТЕРАТУРА

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

Плоткин В.В. Быстрый расчет магнитотеллурических кривых для горизонтально-слоистой среды с латерально неоднородными возмущениями электропроводности // Геология и геофизика, 2017, т. 58 (11), с. 1812—1827.

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.

Могилатов В.С. Патент РФ № 1062631. Способ геоэлектроразведки. 1982. Опубликовано 23.12.83. Бюл. № 47.

Могилатов В.С. Импульсная геоэлектрика. Новосибирск, Изд-во Новосиб. ун-та, 2014, 180 с.

Мороз Ю.Ф., Мороз Т.А., Буглова С.Г. Вертикальная и горизонтальные составляющие электро-теллурического поля на озере Байкал и их связь с электропроводностью среды // Физика Земли, 2008, № 3, с. 73—83.

Шнеер В.С., Гайдаш С.П., Трофимов И.Л., Кортаев С.М., Кузнецова Т.В., Цирульник Л.Б., Панфилов А.И., Буднев Н.М., Миргазов Р.Р. Долговременные наблюдения вертикальной компоненты электрического поля в озере Байкал (первые результаты) // Физика Земли, 2007, № 4, с. 71—75.

Malcolm R.I. The use of invariant impedances in magnetotelluric interpretation // Geophys. J. Int., 1988, v. 92, № 1, p. 165—169.

Torres-Verdin C., Bostick F.Jr. Principles of spatial surface electric field filtering in magnetotellurics: electromagnetic array profiling (EMAP) // Geophysics, 1992, v. 57, № 4, p. 603—622.

Wannamaker P.E., Hohmann G.W., Ward S.H. Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered Earths // Geophysics, 1984, v. 49, № 9, p. 1517—1533.