

СИНХРОННОЕ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПРИ ЛАТЕРАЛЬНО НЕОДНОРОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СРЕДЫ

В.В. Плоткин

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

При интерпретации данных магнитотеллурического зондирования (МТЗ) обычно считается, что среда возбуждается вертикально падающей плоской волной. Однако в случаях близости к авроральным зонам и источникам первичных полей вполне реально возбуждение среды неоднородным вдоль земной поверхности электромагнитным полем. В данной работе предлагается вариант проведения синхронного МТЗ, когда среда возбуждается неоднородным первичным полем с преобладающей пространственной гармоникой. Проверка допустимости такого предположения осуществляется с помощью угловой пространственной фильтрации синхронных данных по волновому полю и расчета диаграммы направленности. Максимум диаграммы направленности соответствует азимуту волнового вектора преобладающей пространственной гармоники поля. Для последующего определения характеристик этой гармоники применяются методы оптимизации с использованием бимодального представления электромагнитного поля. По данным синхронной регистрации компонент электромагнитного поля в трех или более пунктах можно определить амплитуды мод, различные отклики среды в зависимости от временного периода и учесть гальванические искажения кривых МТЗ. Проведено опробование предлагаемого алгоритма по данным проекта BEAR на Балтийском щите, которое подтверждает возможность его использования.

Синхронное магнитотеллурическое зондирование, бимодальное электромагнитное поле, пространственная гармоника, приповерхностные неоднородности, гальванические искажения, электропроводность, горизонтально-слоистая среда

SYNCHRONOUS MT SURVEYS WITH LATERALLY INHOMOGENEOUS EXCITATION

V.V. Plotkin

Magnetotelluric (MT) responses are commonly interpreted assuming vertical plane-wave excitation. However, the primary electromagnetic (EM) field can be laterally inhomogeneous along the surface near auroral zones and its sources. It is suggested to use synchronous records of MT responses to an inhomogeneous source field with a dominant spatial harmonic. The applicability of this approach is checked using spatial filtering of synchronous wave data and a calculated directional pattern, which has its maximum along the wave vector of the dominant harmonic. The parameters of this harmonics are further estimated by optimization, with the EM field being presented as a sum of transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) modes. The TM mode, which forms in the presence of surface structures, is responsible for galvanic distortions. Inversion of the EM field components recorded synchronously at three or more sites gives the amplitudes of the two field modes and period-dependent apparent resistivities, while the static shift in the data becomes removed. The algorithm has been successfully tested on data from the BEAR project in the Fennoscandian Shield.

Synchronous magnetotelluric soundings, bimodal electromagnetic field, spatial harmonic, near-surface inhomogeneities, static shift, electrical conductivity, layered subsurface

ВВЕДЕНИЕ

При интерпретации данных МТЗ обычно считается, что среда возбуждается вертикально падающей плоской волной. Однако в случаях близости к авроральным зонам и источникам первичных полей вполне реально возбуждение среды неоднородным вдоль земной поверхности электромагнитным полем. Возникают вопросы, можно ли и как привлечь эту часть поля при интерпретации данных, есть ли и в чем преимущества такого подхода, следует ли изменить условия эксперимента и регистрации поля? Так, с использованием синхронной регистрации компонент поля в трех или более пунктах в этой ситу-

ации доступны алгоритмы пространственной фильтрации и бимодальное представление электромагнитного поля. Дает ли это новые возможности для устранения гальванических искажений кривых МТЗ?

Методы учета приповерхностных неоднородностей при проведении МТЗ очень важны для практики. Без устранения их влияния результаты интерпретации МТ данных по глубинным разрезам могут оказаться недостоверными [Эпов и др., 2014]. Методам устранения гальванических искажений кривых МТЗ посвящено множество работ. В обзорных работах [Jirasek, 1990; Зингер, 1992] описано влияние поверхностных неоднородностей и топографии на искажения кривых МТЗ и некоторые методы нормализации кривых МТЗ: использование тензора искажений, пространственная фильтрация и моделирование.

В работе [Jones, 1988] предложен способ устранения статического сдвига кривых МТЗ вдоль профиля с медленно изменяющимися параметрами геоэлектрического разреза. Автор указывает на возможную корреляцию результатов одномерной инверсии в пунктах профиля, обусловленную конечными расстояниями между электродами линий для измерения компонент электрического поля. Для устранения гальванических искажений в работе [Pellerin, Hohmann, 1990] предложено использовать МТЗ совместно с зондированием становления поля. С той же целью предлагается [Stephen et al., 2003] привлекать данные метода сопротивлений. Это обосновано тем, что в этих методах гальванические искажения не проявляются или заметны в меньшей степени.

Авторами работы [Groom, Bailey, 1988] описан метод декомпозиции, т. е. представление наблюдаемого тензора импеданса в виде произведения регионального тензора и тензора искажений. Авторами [Chave, Smith, 1994; Utada, Munekane, 2000] метод модифицирован с привлечением анализа горизонтальных МВ откликов для применения в случаях 3D региональных разрезов. В работе [Caldwell et al., 2004] предложено для обработки данных использовать магнитотеллурический фазовый тензор, поскольку он меньше подвержен гальваническим искажениям. Предпочтение изучению фазовых компонент импеданса отдается и в работе [Варенцов и др., 2013].

Для устранения статического сдвига кривых МТЗ предложено [Sasaki, 2004] использовать метод трехмерной инверсии. Применение методов оптимизации для определения геоэлектрического разреза с введением статического сдвига кривых МТЗ как еще одного интерпретационного параметра рассмотрено в [Sharma, Biswas, 2011].

Другой подход связан с использованием синхронных данных нескольких пунктов. В работе [Torges-Verdin, Bostick, 1992] описан один из способов устранения гальванических искажений с помощью пространственного усреднения электрического поля вдоль исследуемого профиля. Регистрируются данные о вариациях электрического поля вдоль линии последовательно примыкающих друг к другу электрических диполей. Идеальным вариантом для устранения искажений, как отмечается в [Chave, Smith, 1994], могло бы быть применение площадного МТЗ с покрытием региона, обеспечивающим полное восстановление распределения приповерхностных неоднородностей. Примеры обработки данных площадного синхронного МТЗ и искажения кривых МТЗ в 3D случае рассматривались нами ранее [Плоткин и др., 2011; Плоткин, 2012, 2013, 2014].

Однако площадное синхронное зондирование на практике реализуется редко по причине высокой стоимости. Необходимы эффективные алгоритмы учета искажений кривых МТЗ, требующие минимальных затрат и изменений методик эксперимента. Данная работа посвящена учету латеральной неоднородности первичных полей с помощью синхронной регистрации компонент поля в трех (или более) пунктах и анализу возможностей такого подхода.

БИМОДАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПОЛЯ

Электромагнитное поле в общем случае состоит из двух мод. Оно может быть выражено [Плоткин и др., 2010] через их скалярные потенциалы (временной множитель $\sim e^{i\omega t}$ опущен, оси декартовой системы координат OX и OY расположены на поверхности среды, ось OZ направлена в глубь среды по нормали к этой поверхности):

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\partial E^{(e)}}{\partial x} + \frac{\partial E^{(m)}}{\partial y}, & E_y &= \frac{\partial E^{(e)}}{\partial y} - \frac{\partial E^{(m)}}{\partial x}, & E_z^{(m)} &= 0, & E_z^{(e)} &\neq 0, \\ H_x &= \frac{\partial H^{(m)}}{\partial x} + \frac{\partial H^{(e)}}{\partial y}, & H_y &= \frac{\partial H^{(m)}}{\partial y} - \frac{\partial H^{(e)}}{\partial x}, & H_z^{(e)} &= 0, & H_z^{(m)} &\neq 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Потенциалы электрических $E^{(m,e)}(x, y, z)$ и магнитных $H^{(m,e)}(x, y, z)$ полей относятся к модам – ТЕ (индекс m) и ТМ (индекс e). Если поля обеих мод представлены лишь одной пространственной гармоникой $\exp(ik_x x + ik_y y)$, на поверхности горизонтально-слоистой среды выполняются соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{dH_z^{(m)}}{dz} + \frac{k_1 H_z^{(m)}}{R^{(m)}} = 0, \quad H_{x,y}^{(m)} = ik_{x,y} H^{(m)}, \quad E_{x,y}^{(m)} = \pm ik_{y,x} E^{(m)}, \\ \frac{dE_z^{(e)}}{dz} + \frac{k_1 E_z^{(e)}}{R^{(e)}} = 0, \quad E_{x,y}^{(e)} = ik_{x,y} E^{(e)}, \quad H_{x,y}^{(e)} = \pm ik_{y,x} H^{(e)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_n, h_n, n = 1, \dots, N$ – характеристики геоэлектрического разреза, $k_n = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\mu_0 \omega \sigma_n}$, а приведенные импедансные отношения для мод имеют вид [Жданов, 1986]:

$$\begin{aligned} R^{(m)} = \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[\frac{k_1}{k_2} \text{cth} \left(k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_{N-1}}{k_N} \right) \right] \right\}, \\ R^{(e)} = \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[\frac{k_1 \sigma_2}{k_2 \sigma_1} \text{cth} \left(k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_{N-1} \sigma_N}{k_N \sigma_{N-1}} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Выражения для вертикальных компонент полей и производных от них можно взять из уравнений $\text{div } \mathbf{E} = 0, (\text{rot } \mathbf{E})_z = -i\omega\mu_0 H_z, \text{div } \mathbf{H} = 0, (\text{rot } \mathbf{H})_z = \sigma_1 E_z$, учитывая свойства модовых составляющих:

$$\begin{aligned} \sigma_1 E_z^{(e)} = ik_x H_y^{(e)} - ik_y H_x^{(e)}, \quad -\frac{dE_z^{(e)}}{dz} = ik_x E_x^{(e)} + ik_y E_y^{(e)}, \\ k_x H_x^{(e)} + k_y H_y^{(e)} = 0, \quad k_y E_x^{(e)} - k_x E_y^{(e)} = 0, \\ i\omega\mu_0 H_z^{(m)} = ik_y E_x^{(m)} - ik_x E_y^{(m)}, \quad -\frac{dH_z^{(m)}}{dz} = ik_x H_x^{(m)} + ik_y H_y^{(m)}, \\ k_x E_x^{(m)} + k_y E_y^{(m)} = 0, \quad k_y H_x^{(m)} - k_x H_y^{(m)} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Подстановка (4) в (2) дает выражения для модовых импедансов и обратных типперов:

$$\begin{aligned} Z_{xy}^{(m)} = \frac{E_x^{(m)}}{H_y^{(m)}} = Z_0^{(m)}, \quad Z_{yx}^{(m)} = \frac{E_y^{(m)}}{H_x^{(m)}} = -Z_0^{(m)}, \quad Z_0^{(m)} = \frac{i\omega\mu_0 R^{(m)}}{k_1}, \\ Z_{xy}^{(e)} = \frac{E_x^{(e)}}{H_y^{(e)}} = Z_0^{(e)}, \quad Z_{yx}^{(e)} = \frac{E_y^{(e)}}{H_x^{(e)}} = -Z_0^{(e)}, \quad Z_0^{(e)} = \frac{k_1}{\sigma_1 R^{(e)}}, \\ k_0 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} T_{x,y}^{(m)} = \frac{H_{x,y}^{(m)}}{H_z^{(m)}} = \frac{k_1}{ik_0 R^{(m)}} \frac{k_{x,y}}{k_0} = T_0^{(m)} \frac{k_{x,y}}{k_0}, \quad T_0^{(m)} = \frac{k_1}{ik_0 R^{(m)}}, \\ T_{x,y}^{(e)} = \frac{E_{x,y}^{(e)}}{E_z^{(e)}} = \frac{k_1}{ik_0 R^{(e)}} \frac{k_{x,y}}{k_0} = T_0^{(e)} \frac{k_{x,y}}{k_0}, \quad T_0^{(e)} = \frac{k_1}{ik_0 R^{(e)}}. \end{aligned}$$

Учитывая (1)–(5), теперь можно записать бимодальное представление поля рассматриваемой пространственной гармоники в точке с координатами x_j, y_j на поверхности горизонтально-слоистой среды в виде:

$$\begin{aligned}
 H_{x,y}(x_j, y_j) &= (H_{m0}n_{x,y} \pm H_{e0}n_{y,x}) e^{i(k_x x_j + k_y y_j)}, \\
 H_z(x_j, y_j) &= \frac{H_{m0}}{T_0^{(m)}} e^{i(k_x x_j + k_y y_j)}, \\
 E_{x,y}(x_j, y_j) &= (E_{e0}n_{x,y} \pm E_{m0}n_{y,x}) e^{i(k_x x_j + k_y y_j)}, \\
 E_z(x_j, y_j) &= \frac{E_{e0}}{T_0^{(e)}} e^{i(k_x x_j + k_y y_j)}, \\
 n_{x,y} &= \frac{k_{x,y}}{k_0}, \quad E_{m0} = Z_0^{(m)} H_{m0}, \quad E_{e0} = Z_0^{(e)} H_{e0}, \\
 Z_0^{(m)} &= \frac{\omega \mu_0}{k_0 T_0^{(m)}} = \frac{i \omega \mu_0 R^{(m)}}{k_1}, \quad Z_0^{(e)} = \frac{i k_0 T_0^{(e)}}{\sigma_1} = \frac{k_1}{\sigma_1 R^{(e)}},
 \end{aligned} \tag{6}$$

где $H_{m0}, H_{e0}, E_{m0}, E_{e0}$ – модовые амплитуды, связанные импедансными соотношениями. По результатам синхронной регистрации в нескольких пунктах различных компонент латерально неоднородного электромагнитного поля с помощью (6) можно определить зависимости модовых импедансов и обратных типперов от временного периода. Далее с помощью инверсии этих зависимостей можно получить характеристики геоэлектрического разреза.

УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ ПОДХОДА В ПРАКТИКЕ МТЗ

Представление (6) справедливо для горизонтально-слоистой среды, возбуждаемой неоднородным первичным полем с одной преобладающей пространственной гармоникой. Возникает вопрос о возможности его использования в практике МТЗ. Спектр пространственных гармоник поля можно найти обратным Фурье-преобразованием по данным синхронной регистрации компонент в нескольких пунктах полигона с координатами x_j, y_j :

$$f(k_x, k_y) = \sum_j F(x_j, y_j) e^{-i(k_x x_j + k_y y_j)}, \tag{7}$$

где $F(x_j, y_j), f(k_x, k_y)$ – любая из компонент поля и амплитуда ее пространственной гармоники соответственно. Количество пунктов и размеры полигона определяются пространственной структурой регистрируемого электромагнитного поля. В практике МТЗ регистрация данных обычно проводится последовательным переносом аппаратуры по пунктам профиля. Это основано на представлении первичного поля вертикально падающей плоской волной и часто реализуется на практике. В более сложных ситуациях следующим шагом становится синхронная регистрация поля минимальным количеством пунктов, необходимым для выполнения его пространственной фильтрации (7). В частности, по данным трех пунктов можно рассчитывать угловые диаграммы, характеризующие азимутальную зависимость амплитуд пространственных гармоник мод регистрируемого электромагнитного поля:

$$\begin{aligned}
 \Phi_H^{(m,e)}(\alpha, s) &= \left| \sum_j (H_x(x_j, y_j)n_{x,y} \pm H_y(x_j, y_j)n_{y,x}) e^{-is(n_x \cos \alpha_j + n_y \sin \alpha_j)} \right|, \\
 \Phi_E^{(m,e)}(\alpha, s) &= \left| \sum_j (E_x(x_j, y_j)n_{x,y} \pm E_y(x_j, y_j)n_{y,x}) e^{-is(n_x \cos \alpha_j + n_y \sin \alpha_j)} \right|,
 \end{aligned} \tag{8}$$

$$\cos \alpha_j = \frac{x_j}{d_j}, \quad \sin \alpha_j = \frac{y_j}{d_j}, \quad n_x = \frac{k_x}{k_0} = \cos \alpha, \quad n_y = \frac{k_y}{k_0} = \sin \alpha,$$

$$d_j = \sqrt{x_j^2 + y_j^2}, \quad s = k_0 L \approx k_0 d_j,$$

где s – параметр, зависящий от предполагаемой априори величины k_0 и характерного размера полигона $L \approx d_j$, который следует выбирать с учетом теоремы Котельникова ($2\pi/k_0 > 2L$). Максимум диаграмм направленности (8), по сути близких к результатам обратного Фурье-преобразования (7), соответствует

азимутам α волнового вектора. Меняя s , можно улучшать их оценку, учитывая, что с уменьшением s разрешение по углу в определении направления волнового вектора падает. Чем ближе предполагаемая величина k_0 к действительности, тем точнее оценка α .

Представление (6) получено для случая горизонтально-слоистой среды, которая в реальной ситуации может быть трехмерно неоднородной. Латеральные неоднородности среды как вторичные источники поля вносят дополнительный вклад в регистрируемые на поверхности компоненты поля. В отличие от вклада регулярных границ слоистой среды, их вклад неодинаков на разных пунктах полигона и может рассматриваться в качестве помехи. С использованием формул (6) появляется возможность по данным синхронной регистрации определять усредненные характеристики среды — нормальный геоэлектрический разрез.

Важно учесть, что электропроводность атмосферы весьма мала. В этом случае реализуется индукционное возбуждение ТЕ-моды электромагнитного поля в среде. ТМ-мода возникает при наличии латеральных неоднородностей электропроводности. Так, гальванические искажения магнитотеллурических кривых обусловлены влиянием приповерхностных неоднородностей. Для устранения таких искажений поле ТМ-моды следует исключить, необходимо выделение ТЕ-моды. С этой точки зрения также пригодно представление (6).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МОД МЕТОДАМИ ОПТИМИЗАЦИИ

Найти неизвестные величины, входящие в представление (6), можно методами оптимизации, отыскивая наиболее подходящие их значения по данным синхронной регистрации компонент в нескольких пунктах. Для определения волновых чисел и амплитуд мод можно использовать следующие функционалы:

$$\begin{aligned} \Phi_1(k_x, k_y, H_{m0}, H_{e0}) = \sum_j & \left| H_x(x_j, y_j) - (H_{m0}n_x + H_{e0}n_y) e^{i(k_x x_j + k_y y_j)} \right|^2 + \\ & + \sum_j \left| H_y(x_j, y_j) - (H_{m0}n_y - H_{e0}n_x) e^{i(k_x x_j + k_y y_j)} \right|^2, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Phi_2(k_x, k_y, E_{m0}, E_{e0}) = \sum_j & \left| E_x(x_j, y_j) - (E_{e0}n_x + E_{m0}n_y) e^{i(k_x x_j + k_y y_j)} \right|^2 + \\ & + \sum_j \left| E_y(x_j, y_j) - (E_{e0}n_y - E_{m0}n_x) e^{i(k_x x_j + k_y y_j)} \right|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

При минимизации функционалов (9), (10) в качестве начальных значений азимутов волновых векторов можно использовать их величины, полученные с помощью (8). Начальные значения амплитуд мод выбираются как значения компонент на одном из пунктов. Для функционала (9) можно также учесть, что магнитное поле ТМ-моды на поверхности среды $H_{e0} \rightarrow 0$.

Фазы экспоненциальных множителей в функционалах (9), (10) могут содержать произвольные слагаемые $\pm 2\pi n$, $n = \pm 1, 2, \dots$. Поэтому волновые числа $k_{x,y}$, вообще говоря, определяются неоднозначно — с точностью до слагаемых $\pm \frac{2\pi}{L} n$. Поскольку полю плоской волны, которое повсеместно анализируется при стандартном подходе, соответствуют значения $k_{x,y} = 0$, логично при поиске минимума функционалов ограничить диапазон искомых волновых чисел наиболее близкими к нулю величинами $-\frac{\pi}{L} \leq k_{x,y} \leq \frac{\pi}{L}$. Ясно, что правильный выбор положений пунктов измерений и расстояний между ними весьма важен. Кроме того, повторение измерений с несколькими размерами L может способствовать проверке достоверности получаемых результатов.

По найденным амплитудам мод вычисляются модовые импедансы, их фазы и кажущиеся сопротивления:

$$\begin{aligned} Z_0^{(m)} &= \frac{E_{m0}}{H_{m0}} = \frac{i\omega\mu_0 R^{(m)}}{k_1}, \quad Z_0^{(e)} = \frac{E_{e0}}{H_{e0}} = \frac{k_1}{\sigma_1 R^{(e)}}, \\ \rho_k^{(m)} &= \frac{|Z_0^{(m)}|^2}{\omega\mu_0} = \frac{|R^{(m)}|^2 \omega\mu_0}{\sqrt{k_0^4 + (\omega\mu_0\sigma_1)^2}}, \quad \varphi^{(m)} = \arctan Z_0^{(m)}, \\ \rho_k^{(e)} &= \frac{|Z_0^{(e)}|^2}{\omega\mu_0} = \frac{\sqrt{k_0^4 + (\omega\mu_0\sigma_1)^2}}{|R^{(e)}|^2 \omega\mu_0\sigma_1^2}, \quad \varphi^{(e)} = \arctan Z_0^{(e)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Зависимости кажущихся сопротивлений и фаз от временного периода могут быть инвертированы в характеристики нормального геоэлектрического разреза. Необходимо отметить, что формулы (11) для ТМ-моды справедливы лишь в случае ее внешнего возбуждения первичным источником. Признаком внешнего возбуждения могли бы служить зависимости модовых кажущихся сопротивлений от временного периода при $\omega \rightarrow 0$. Как видно из (11), в этом случае $\rho_k^{(e)}(\omega) \sim \omega^{-1} \rightarrow \infty$, $\rho_k^{(m)}(\omega) \sim \omega \rightarrow 0$. Из-за малой электропроводности атмосферы внешнее возбуждение ТМ-моды не реализуется. Магнитное поле ТМ-моды весьма мало $|H_{e0}| \ll |H_{m0}|$. Найти $Z_0^{(e)}$ очень трудно. На практике лучше пользоваться формулами (11) лишь для ТЕ-моды, поскольку ТМ-мода в большинстве случаев возникает внутри среды вследствие латеральных неоднородностей электропроводности.

В простых ситуациях, когда среда близка к горизонтально-слоистой, справедливо представление поля одной ТЕ-модой. При этом можно обойтись без регистрации компонент электрического поля, что особенно важно, когда имеются трудности с устройством заземлений. Как видно из (5), (6), импеданс ТЕ-моды $Z_0^{(m)}$ связан с обратным типпером $T_0^{(m)}$ соотношениями:

$$Z_0^{(m)} = \frac{\omega \mu_0}{k_0 T_0^{(m)}} = \frac{i \omega \mu_0 R^{(m)}}{k_1}, \quad T_0^{(m)} = \frac{H_{m0}}{H_{z0}} = \frac{k_1}{i k_0 R^{(m)}}. \quad (12)$$

Следовательно, параметры геоэлектрического разреза могут быть получены инверсией зависимостей модового импеданса или самого обратного типпера от временного периода. Для определения $T_0^{(m)}$ методами оптимизации вводится еще один функционал:

$$\Phi_3(T_0^{(m)}) = \sum_j \left| H_z(x_j, y_j) - \frac{H_{m0}}{T_0^{(m)}} e^{i(k_x x_j + k_y y_j)} \right|^2. \quad (13)$$

УСТРАНЕНИЕ ГАЛЬВАНИЧЕСКИХ ИСКАЖЕНИЙ

Описанный алгоритм обработки данных синхронной регистрации был применен к модели поверхностных неоднородностей [Плоткин, Губин, 2015], представленной на рис. 1. Рассматривалась горизонтально-слоистая среда, покрытая тонким латерально неоднородным по электропроводности слоем толщиной 10 м. Размеры полигона по осям координат L равны 160 км. Метод расчета электромагнитного

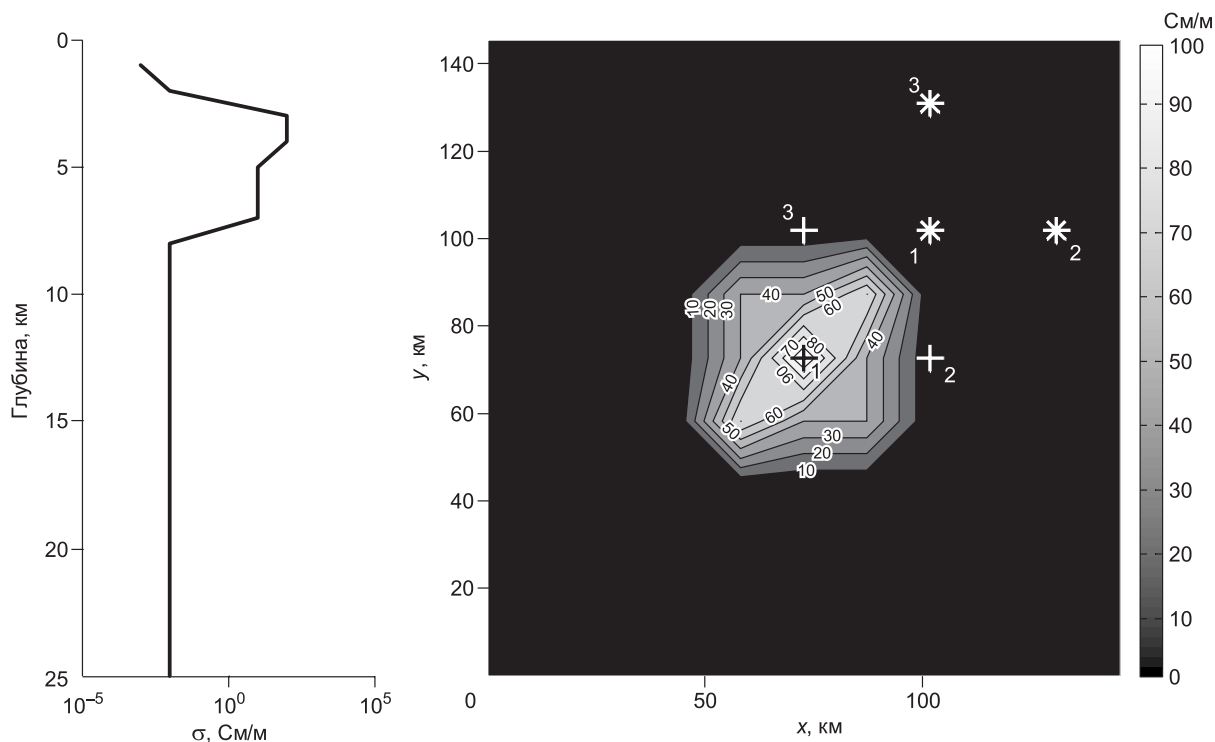


Рис. 1. Геоэлектрический разрез и карта поверхностных неоднородностей.

Крестиками и звездочками показаны пункты синхронного зондирования при двух вариантах их размещения на полигоне.

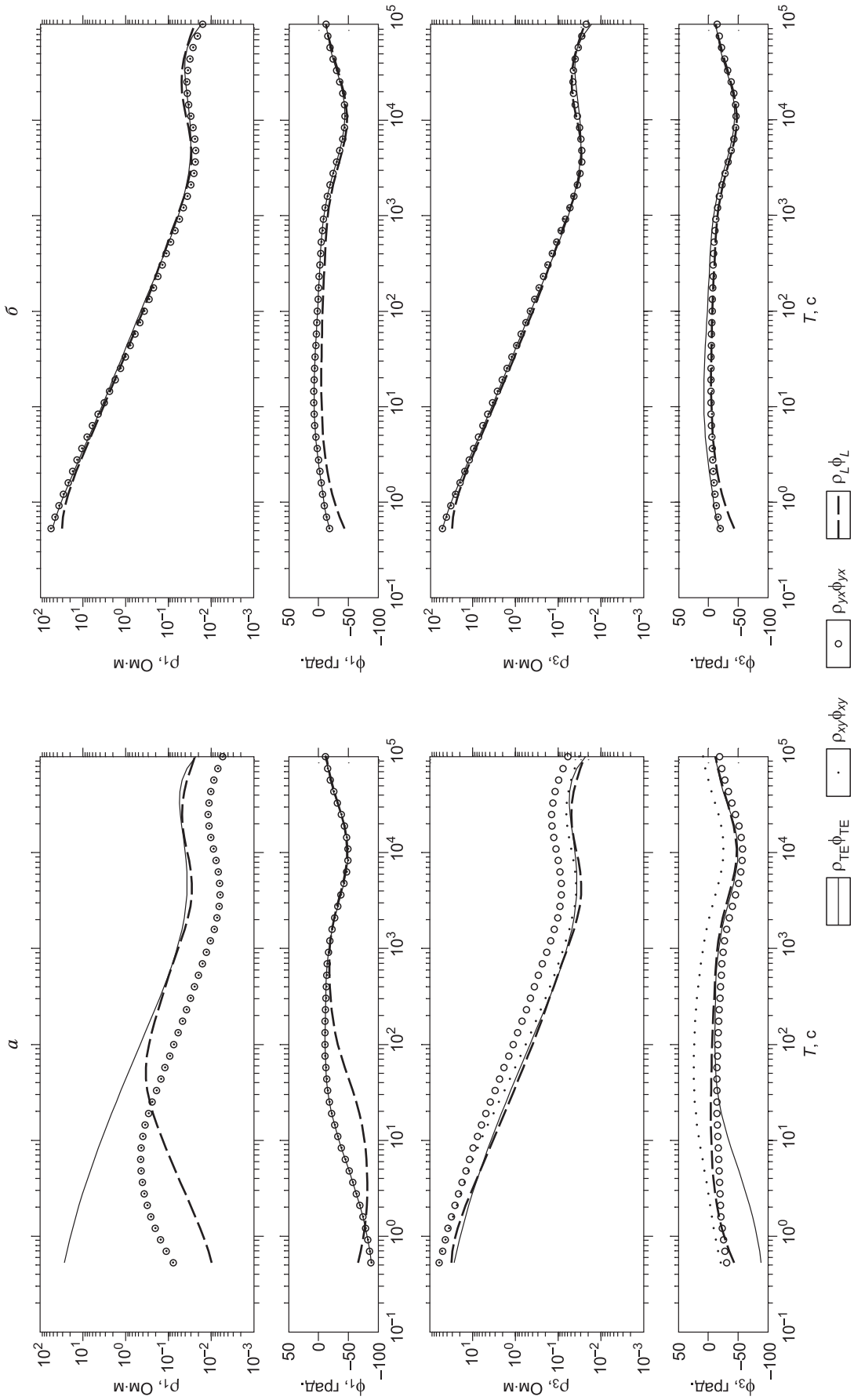


Рис. 2. Кажущиеся сопротивления и фазы импедансов в пунктах регистрации в зависимости от периода.

a – для пунктов, показанных на рис. 1 крестиками и δ – звездочками.

поля, используемые граничные условия описаны в [Плоткин, Губин, 2015]. Возбуждение среды осуществлялось первой пространственной гармоникой ТЕ-моды с $k_x = k_y = 2\pi / L = 0.0393$, 1/км. Пункты зондирования видны на рис. 1. Осуществлялась обработка данных ТЕ-моды, поле ТМ-моды исключалось. Результаты численного моделирования для трех пунктов наблюдения при двух размещениях всей системы на полигоне (крестики и звездочки на рис. 1) отражены на рис. 2. «Экспериментальные» (входные) кривые синхронного зондирования для рассматриваемой модели отображены точками и кружками для двух поляризаций поля. Кривые для пунктов 2 не приводятся, так как из-за симметрии модели они отличаются от кривых для пунктов 3 лишь взаимной заменой искаженных кривых, показанных точками и кружками. Численные расчеты искаженных кривых выполнены по методу, описанному в работе [Плоткин, Губин, 2015]. Штриховой линией показаны неискаженные кривые, вычисленные по аналитическим формулам [Жданов, 1986] для плоскостной среды с локальными характеристиками разреза в пункте зондирования.

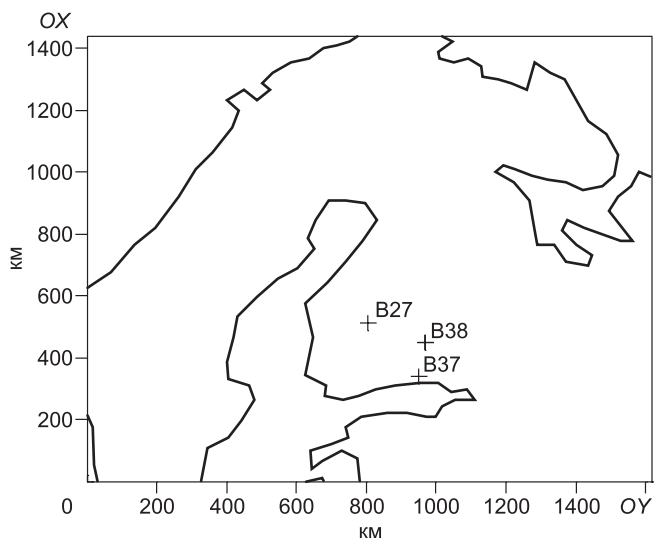
На входные значения компонент электромагнитного поля в пунктах накладывался «экспериментальный» шум $\sim 1\%$ по нормальному закону. Так имитировались данные более 300 сеансов наблюдений. В ходе обработки полученных «экспериментальных» данных надежно восстанавливались компоненты волнового вектора k_x, k_y , определены модовые амплитуды ТЕ-моды и вычислены их импедансы и кажущиеся сопротивления. На рис. 2 сплошными кривыми отображены результаты применения описываемого алгоритма к синхронным данным трех пунктов при двух их положениях относительно центра поверхностной неоднородности. Кривые на рис. 2, а относятся к пунктам, показанным на рис. 1 крестиками и расположенным над неоднородностью. Кривые на рис. 2, б относятся к удаленным пунктам, отображенным на рис. 1 звездочками.

Как видно, в пункте 1 над центром поверхностной неоднородности наблюдаются заметные гальванические искажения магнитотеллурических кривых на периодах больше 100 с. Эффект уменьшается в соседних пунктах 2 и 3 (обозначенных крестиками на рис. 1), и практически пропадает во всех удаленных пунктах, показанных на рис. 1 звездочками. При этом во всех пунктах на периодах больше 100 с наблюдается близкое совпадение неискаженных кривых (штриховых) с кривыми (сплошными), полученными по синхронным данным трех пунктов. Таким образом, в результате обработки синхронных данных по описанному алгоритму удается устранить гальванические искажения в пунктах.

ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМА К ДАННЫМ ПРОЕКТА ВЕАР

Проведено опробование предлагаемого алгоритма по данным 1998 г. проекта ВЕАР на Балтийском щите. Было выбрано три пункта (рис. 3) с синхронной регистрацией пяти компонент электромагнитного поля (интервал дискретизации 2 с). Для возможности усреднения получаемых результатов использовалось 324 скользящих интервала (сеанса) длительностью 10 ч каждый, получаемых последовательным сдвигом их начала на 1 ч. В каждом сеансе вычислялись временные спектры вариаций трех компонент геомагнитного поля и двух горизонтальных компонент электрического поля. Полученные амплитуды для 50 временных периодов в диапазоне от 4 до 36 000 с, равномерно распределенных по логарифмической шкале, являлись исходными данными для последующей обработки описываемым алгоритмом.

На рис. 4 для примера показаны все значения компонент волновых векторов поля для взятой сетки временных периодов, найденные в каждом из сеансов минимизацией функционала Φ_1 на данных



трех пунктов о вариациях горизонтальных компонент магнитного поля. Аналогичный вид имеют значения компонент волновых векторов поля, полученные по данным о горизонтальных компонентах электрического поля (минимизация Φ_2). Для дальнейшей обработки отбирались лишь сеансы, где определенные обоими способами волновые векторы приблизительно одинаковы, т. е. находятся в заданном узком коридоре. Кроме того, амплитуды магнитного поля в модах в этих сеансах удовлетворяют условию

Рис. 3. Расположение трех пунктов проекта ВЕАР (крестики), данные которых использованы для опробования предлагаемого алгоритма.

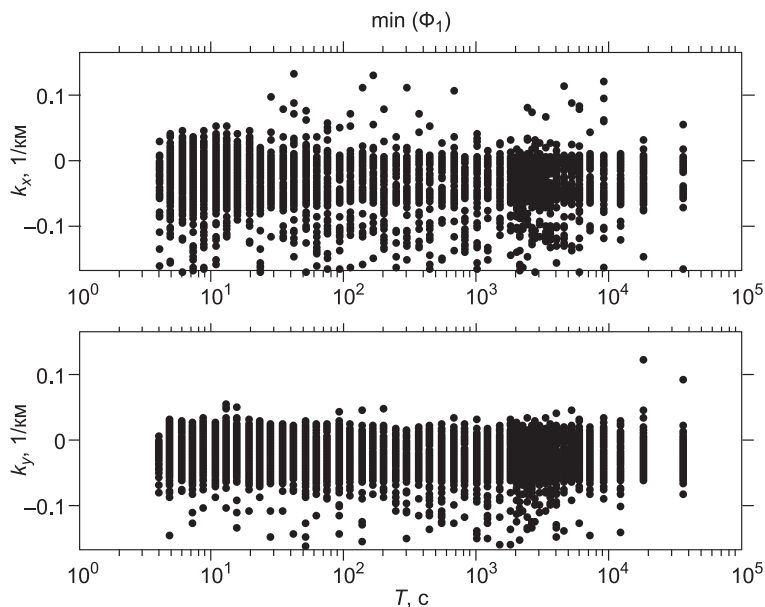


Рис. 4. Результаты определения волновых векторов по данным о компонентах магнитного поля во всех 324 сеансах в зависимости от временного периода.

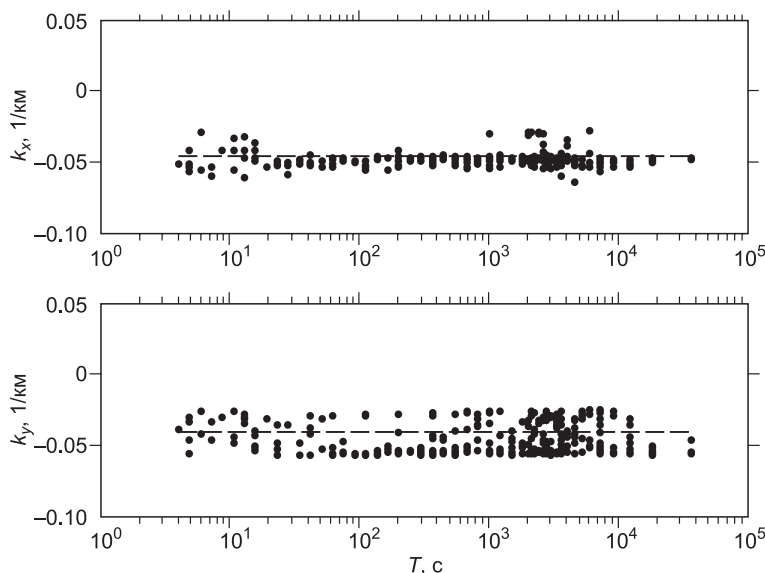


Рис. 5. Компоненты волновых векторов в зависимости от временного периода в сеансах, отобранных для поиска параметров геоэлектрического разреза.

Штриховая линия – выбранные для этого значения k_x, k_y .

$|H_{m0}| > |H_{e0}|$. На рис. 5 для примера показаны отобранные данные по волновым векторам, а на рис. 6 для этих данных отражено соотношение амплитуд магнитного поля ТЕ- и ТМ-мод.

По формулам (11) далее в каждом из сеансов вычислялись импедансы ТЕ-моды, их фазы и кажущиеся сопротивления в зависимости от периода и находилось полиномиальное представление полученных зависимостей. Результаты представлены на рис. 7. Для сравнения на рис. 8 приведены также кажущиеся сопротивления в зависимости от временного периода для каждого пункта, вычисленные по стандартной методике и по синхронным данным трех пунктов с выделением поля одной ТЕ-моды. Ис-

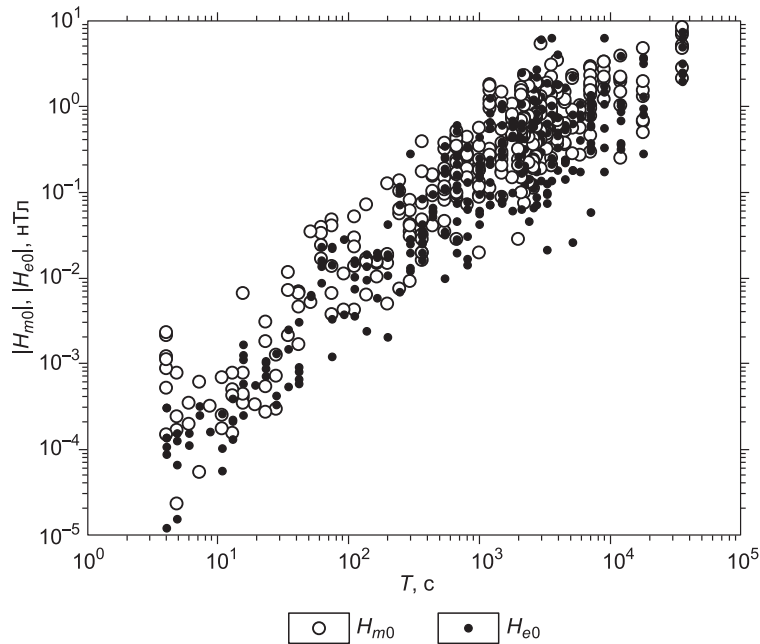


Рис. 6. Амплитуды магнитного поля в модах в зависимости от временного периода в сеансах, отобранных для поиска параметров геоэлектрического разреза.

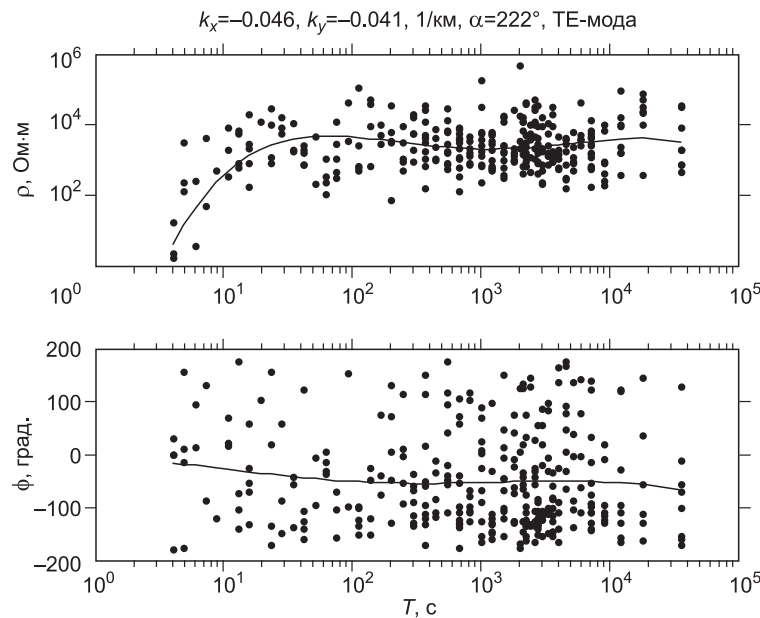


Рис. 7. Кажущиеся сопротивления и фазы импеданса TE-моды в зависимости от временного периода (точки) в тех сеансах, в которых компоненты волнового вектора и его азимута соответствовали узкому коридору заданных значений.

Сплошная линия – полиномиальное представление полученных данных.

ходя из результатов предыдущего раздела, можно предположить, что кривые для TE-моды отражают средние характеристики нормального геоэлектрического разреза в районе размещения пунктов наблюдений. Поскольку поле TM-моды в процессе обработки было исключено, можно считать, что гальванические искажения наблюдаемых на пунктах кривых МТЗ устранены, и тем самым осуществлена нормализация этих кривых.

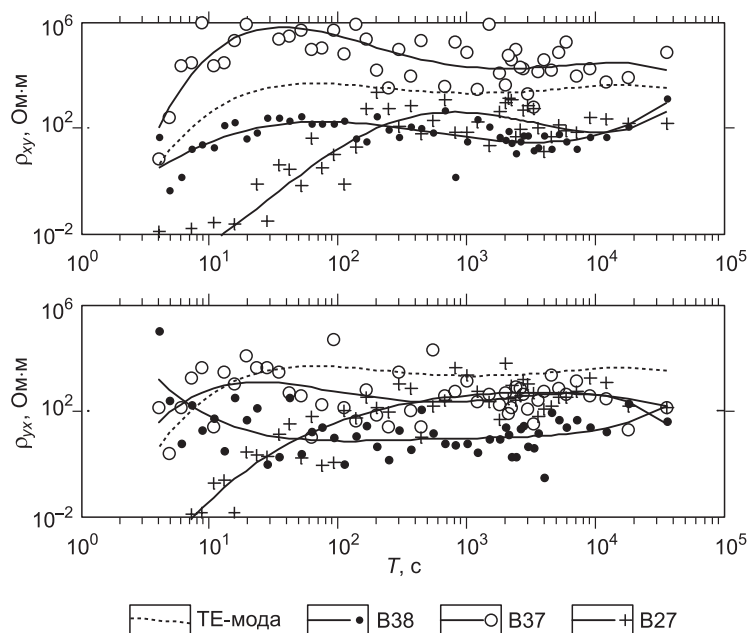


Рис. 8. Кажущиеся сопротивления в зависимости от временного периода в каждом пункте, вычисленные по стандартной методике (различные значки и сплошные линии для их полиномиального представления) и полученные по синхронным данным трех пунктов (штрих, $k_x = -0.0461$, $k_y = -0.041$, 1/км, ТЕ-мода).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предлагается вариант проведения синхронного МТЗ, когда среда возбуждается неоднородным первичным полем с преобладающей пространственной гармоникой.

Проверка допустимости такого предположения осуществляется с помощью угловой пространственной фильтрации синхронных данных по волновому полю и расчета диаграммы направленности. Максимум диаграммы направленности соответствует азимуту волнового вектора преобладающей пространственной гармоники поля.

Для последующего определения характеристик этой гармоники применяются методы оптимизации с использованием бимодального представления электромагнитного поля. По данным синхронной регистрации компонент электромагнитного поля в трех или более пунктах можно определить амплитуды мод, различные отклики среды в зависимости от временного периода и учесть гальванические искажения кривых МТЗ.

В простых ситуациях, когда среда близка к горизонтально-слоистой и справедливо представление поля одной ТЕ-модой, можно обойтись без регистрации компонент электрического поля. Это особенно важно, когда имеются трудности с устройством заземлений.

Проведено опробование предлагаемого алгоритма по данным проекта BEAR на Балтийском щите, которое подтверждает возможность его использования.

Автор благодарен рецензенту Е.В. Поспеевой за интерес к работе и предложение опробовать описанную методику на данных синхронного МТ-зондирования в Якутии и Алтае.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Варенцов И.М., Куликов В.А., Яковлев А.Г., Яковлев Д.В. Возможности методов магнитотеллурики в задачах рудной геофизики // Физика Земли, 2013, т. 49, № 3, с. 9–29.

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

Зингер Б.Ш. Учет статических искажений в магнитотеллурике. Обзор // Физика Земли, 1992, № 5, с. 53–70.

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. Искажения тензоров импеданса и типпера при трехмерных возмущениях среды и поля // Геология и геофизика, 2013, 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.

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., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А. Латеральная неоднородность электропроводности литосферы по синхронным данным геомагнитных обсерваторий Европейского региона // Геология и геофизика, 2010, т. 51 (7), с. 1038–1044.

Плоткин В.В., Белинская А.Ю., Гаврыш П.А. Учет нелокальности электромагнитного отклика при региональном зондировании // Физика Земли, 2011, т. 47, № 1, с. 27–36.

Эпов М.И., Антонов Е.Ю., Неведрова Н.Н., Оленченко В.В., Поспеева Е.В., Напреев Д.В., Санчаа А.М., Потапов В.В., Плотников А.Е. Комплекс электромагнитных и геохимических методов для нефтепоисковых исследований в Западной Сибири // Геология и геофизика, 2014, т. 55 (5-6), с. 962–977.

Caldwell T.G., Bibby Н.М., Brown С. The magnetotelluric phase tensor // Geophys. J. Int., 2004, v. 158, № 2, p. 457–469.

Chave A.D., Smith J.T. On electric and magnetic galvanic distortion tensor decompositions // J. Geophys. Res., 1994, v. 99, № B3, p. 4669–4682.

Groom R.W., Bailey R.C. Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion // J. Geophys. Res., 1989, v. 94, № B2, p. 1913–1925.

Jiracek G.R. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction // Surv. Geophys., 1990, v. 11, № 2-3, p. 163–203.

Jones A.G. Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment // Geophysics, 1988, v. 53, № 7, p. 967–978.

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.

Sharma S.P., Biswas A. Global nonlinear optimization for the estimation of static shift and interpretation of 1-D magnetotelluric sounding data // Annal. Geophys., 2011, v. 54, № 3, p. 249–264.

Stephen J., Gokarn S.G., Manoj C., Singh S.B. Effects of galvanic distortions on magnetotelluric data: Interpretation and its correction using deep electrical data // J. Earth Syst. Sci., 2003, v. 112, № 1, p. 27–36.

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.

Utada H., Munekune H. On galvanic distortion of regional three-dimensional magnetotelluric impedances // Geophys. J. Int., 2000, v. 140, № 2, p. 385–398.

*Рекомендована к печати 4 марта 2015 г.
М.И. Эповым*

*Поступила в редакцию
15 января 2015 г.*