

УДК 550.386+551.594

ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛН С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ПРИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В.В. Плоткин, Е.В. Поспеева, В.В. Потапов

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

Изучается возможность использовать при проведении магнитотеллурического зондирования (МТЗ) в качестве независимых поляризаций первичной волны круговые поляризации, при которых вектор поля в волне вращается по часовой стрелке или против нее. Впервые такой вариант был предложен для поиска при МТЗ возможных проявлений эффекта Холла в естественных условиях, когда при малости эффекта волны с круговой поляризацией будут нормальными модами в горизонтально-слоистой среде, находящейся в постоянном магнитном поле Земли. Вместо стандартных импедансных соотношений по аналогии вводятся импедансы и соответствующие кривые кажущегося сопротивления для волн с круговой поляризацией (модовые). В связи с поиском проявлений эффекта Холла при МТЗ возник вопрос, каковы различия модовых кривых кажущегося сопротивления, обусловленные присутствием латеральных неоднородностей среды. В данной работе рассматриваются особенности МТЗ в случае представления поля первичного источника волнами с круговой поляризацией. Приводятся результаты теоретического анализа модовых импедансов. С помощью численного моделирования исследуются различия модовых импедансов и кривых в зависимости от характера распределения латеральных неоднородностей в среде. Представлены модовые кривые кажущихся сопротивлений, полученные при обработке экспериментальных данных МТЗ в Горном Алтае. Показано, что модовые кривые в сравнении со стандартными кривыми подвержены меньшим искажениям латеральными неоднородностями среды благодаря особенностям распределений в них зарядов и токов, возбуждаемых волнами с круговой поляризацией.

Магнитотеллурическое зондирование, импедансные соотношения, круговая поляризация волн, гальванические искажения

APPLICATION OF WAVES WITH CIRCULAR POLARIZATION IN MAGNETOTELLURIC SOUNDING

V.V. Plotkin, E.V. Pospeeva, V.V. Potapov

We consider the possibility of using circular polarizations, which make the field vector in a wave rotate clockwise or counterclockwise, as independent polarizations of the primary wave during magnetotelluric sounding (MTS). This approach has been proposed for the first time to search for possible manifestations of the Hall effect under natural conditions during MTS; in this case, if the effect is small, waves with circular polarization become normal modes in a horizontally layered medium located in the constant magnetic field of the Earth. Standard impedance relations are replaced by the corresponding apparent resistance impedances and curves for waves with circular polarization (mode). In the search for manifestations of the Hall effect during MTS, it becomes necessary to determine differences in the mode apparent resistivity curves due to the presence of lateral inhomogeneities of the medium. This study deals with the specific features of MTS in the case of representing the primary source field by circular polarization waves. Results of the theoretical analysis of mode impedances are demonstrated. Numerical simulation is used to investigate the differences in the mode impedances and curves depending on the nature of the distribution of lateral inhomogeneities in the medium. Mode apparent resistivity curves obtained by processing the experimental data of the MTS in Gorny Altai are presented. It is shown that, in comparison with standard curves, mode curves are subject to less distortion by lateral inhomogeneities of the medium owing to the specific features of distributions of the charges and currents excited by circular polarization waves in them.

Magnetotelluric sounding, impedance relations, circular polarization waves, galvanic distortions

ВВЕДЕНИЕ

При магнитотеллурическом зондировании (МТЗ) обычно вводят и анализируют импедансные соотношения между декартовыми компонентами электромагнитного поля [Бердичевский, Дмитриев, 2009]. Это связано с изменением отклика среды в зависимости от поляризации возбуждающей ее первичной волны. Чаще всего поляризация естественного электромагнитного поля эллиптическая, и для ее

учета необходимы импедансные соотношения, учитывающие независимые поляризации первичной волны вдоль OX или OY осей координат. При интерпретации данных в указанных декартовых осях координат возникает понятие продольных и поперечных относительно профиля МТЗ импедансов, проблема выбора предпочтительной для решения обратной задачи кривой кажущегося сопротивлений [Ковтун, 1980; Жданов, 1986].

Возбуждаемое в 1D среде в отсутствие латеральных неоднородностей магнитотеллурическое поле принято называть нормальным. В 2D и 3D средах появляются аномальные поля, создаваемые избыточными зарядами и токами, возникающими вблизи латеральных неоднородностей. Они приводят к изменениям магнитотеллурических откликов, а для их учета и оценки размерности среды обычно используют параметры асимметрии *skew* (Свифта, Бара), применяют различные методы разделения (Бара, Грума-Бейли) эффектов, вызываемых локальными и региональными неоднородностями [Бердичевский, Дмитриев, 2009].

На практике существует потребность в методе быстрой интерпретации, обеспечивающей хоть и приблизительный, но достаточно надежный вид неоднородной структуры среды. Как удобные инструменты для быстрой визуализации многомерных структур привлекаются скалярные инварианты тензора магнитотеллурического импеданса относительно вращения системы координат (см., например, [Szarka et al., 2000; Szarka, Menvielle, 2007]), поскольку эти инварианты не зависят от направлений индуцирующего электромагнитного поля и выбора на местности осей регистрации.

Существенно, что близкими свойствами характеризуется применение в МТЗ волн с круговой поляризацией. Наш интерес к этому возник в связи с поиском возможных проявлений эффекта Холла в естественных условиях. Задача обнаружения подобных проявлений впервые была поставлена В.С. Могилатовым [2013]. Анализ упомянутых способов, применяемых для установления степени неоднородности и определения размерности среды, показал, что оценить изменения магнитотеллурических откликов от эффекта Холла с их помощью не представляется возможным. Для моделирования предполагаемых проявлений эффекта Холла оказалось удобным представить первичное поле в виде волн с круговыми поляризациями [Plotkin et al., 2020]. Дело в том, что при очевидном предположении о слабости эффекта Холла, волны с круговой поляризацией являются нормальными модами в горизонтально-слоистой среде, находящейся в постоянном магнитном поле Земли, а из физических соображений следует, что отклик среды может быть разным в случаях ее возбуждения этими модами. Для анализа этих откликов нами по аналогии со стандартными были введены импедансы для волн с круговыми поляризациями и соответствующие кривые кажущегося сопротивления. В отличие от стандартных, будем для краткости далее называть импедансы для волн с круговыми поляризациями модовыми.

Отсутствие латеральной неоднородности среды в выбранном нами для экспериментов районе считалось важным условием для поиска проявлений эффекта Холла в естественных условиях, так как не исключены различия модовых импедансов, обусловленные латеральными неоднородностями. В эксперименте [Плоткин, Потапов, 2020] удалось установить лишь верхнюю границу возможных значений холловской проводимости среды $\leq 10^{-3}$ См/м. Для дальнейших исследований эффекта Холла важно знать, как изменяются модовые импедансы с учетом латеральных неоднородностей среды. Более того, представляет интерес вопрос, можно ли в общем случае при проведении МТЗ наряду со стандартным подходом или вместо него использовать для определения размерности среды указанные модовые характеристики.

В данной работе рассматриваются особенности МТЗ в случае применения поля первичного источника, возбуждающего среду, волнами с круговой поляризацией. Представлены результаты теоретического анализа свойств модовых импедансов. С помощью численного моделирования анализируются различия модовых импедансов и кривых кажущегося сопротивления с учетом распределения латеральных неоднородностей в среде (холловская проводимость предполагается отсутствующей). В качестве примера рассматриваются модовые кривые кажущихся сопротивлений, полученные при обработке экспериментальных данных МТЗ в Горном Алтае.

ОСОБЕННОСТИ МОДОВЫХ ИМПЕДАНСНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Пусть на дневной поверхности задано электромагнитное поле с компонентами E_x и E_y (зависимость от времени в виде $e^{i\omega t}$, ω — угловая частота). Это поле всегда можно представить суммой двух мод с круговыми поляризациями и амплитудами $E_{1,2}$. При этом вектор электрического поля в первой моде с амплитудой $E_1 = E_x + iE_y$ будет вращаться против часовой стрелки, а во второй моде с амплитудой $E_2 = E_x - iE_y$ — по часовой стрелке. Если ввести обозначения $E_{x,y} = A_{x,y}e^{i\varphi_{x,y}}$, $E_{1,2} = A_{1,2}e^{i\varphi_{1,2}}$ и учесть, что $E_x = (E_1 + E_2)/2$ и $E_y = (E_1 - E_2)/2i$, амплитуды и фазы мод можно найти по следующим формулам:

$$A_1^2 = \frac{A_x^2 + A_y^2 + 2A_xA_y \sin(\varphi_x - \varphi_y)}{4}, \quad (1)$$

$$A_2^2 = \frac{[A_x^2 + A_y^2 + 2A_x A_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)]}{4},$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{A_x \sin \varphi_x + A_y \cos \varphi_y}{A_x \cos \varphi_x - A_y \sin \varphi_y}, \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{A_x \sin \varphi_x - A_y \cos \varphi_y}{A_x \cos \varphi_x + A_y \sin \varphi_y}.$$

Аналогично осуществляется переход к модам и для горизонтальных компонент магнитного поля.

Наряду с известными импедансными соотношениями можно ввести импедансы для волн с круговой поляризацией и амплитудами $E_{1,2}$ (модовые импедансы):

$$E_1 = Z_{11}H_1 + Z_{12}H_2, \quad (2)$$

$$E_2 = Z_{21}H_1 + Z_{22}H_2,$$

где $H_1 = H_x + iH_y$, $H_2 = H_x - iH_y$ — амплитуды магнитного поля этих волн.

Учитывая соотношения амплитуд $E_{1,2}$ с компонентами E_x и E_y , можно получить явные выражения для модовых импедансов Z_{11} , Z_{12} , Z_{22} , Z_{21} через стандартные импедансы Z_{xx} , Z_{xy} , Z_{yy} , Z_{yx} :

$$\begin{aligned} Z_{11} &= \frac{1}{2}(Z_{xx} + Z_{yy}) - \frac{i}{2}(Z_{xy} - Z_{yx}), \\ Z_{21} &= \frac{1}{2}(Z_{xx} - Z_{yy}) - \frac{i}{2}(Z_{xy} + Z_{yx}), \\ Z_{12} &= \frac{1}{2}(Z_{xx} - Z_{yy}) + \frac{i}{2}(Z_{xy} + Z_{yx}), \\ Z_{22} &= \frac{1}{2}(Z_{xx} + Z_{yy}) + \frac{i}{2}(Z_{xy} - Z_{yx}). \end{aligned} \quad (3)$$

В горизонтально слоистой среде $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$, $Z_{xy} = -Z_{yx}$. Поэтому $Z_{11, 22} = \mp iZ_{xy}$ (основные импедансы), а $Z_{12} = Z_{21} = 0$ (дополнительные импедансы). В двумерной среде $Z_{xx} + Z_{yy} = 0$, $Z_{11, 22} = \mp \frac{i}{2}(Z_{xy} - Z_{yx})$, т. е. основные модовые импедансы также отличаются только знаком. Однако дополнительные модовые импедансы $Z_{12, 21} \neq 0$.

Отметим важные особенности модовых импедансов. Поскольку при поворотах системы координат на угол α в горизонтальной плоскости не изменяются комбинации импедансов $Z_{xx} + Z_{yy} = \text{const}$ и $Z_{xy} - Z_{yx} = \text{const}$ [Бердичевский, Дмитриев, 2009], основные модовые импедансы $Z_{11, 22}$, как видно из (3), также являются инвариантами.

Что касается дополнительных модовых импедансов, то, пользуясь формулами преобразования Z_{xx} , Z_{yy} , Z_{xy} и Z_{yx} при поворотах системы координат на угол α [Бердичевский, Дмитриев, 2009], можно получить:

$$Z_{12, 21}(\alpha) = \frac{1}{2}[Z_{xx}(0) - Z_{yy}(0) \pm i(Z_{xy}(0) + Z_{yx}(0))]e^{\mp 2i\alpha}. \quad (4)$$

Как следует из (4), и модули импедансов $|Z_{12, 21}|$ являются инвариантами при поворотах системы координат на угол α .

Пусть в случае 2D среды α_0 — угол простираения неоднородности. Тогда имеем $Z_{xx}(\alpha_0) = Z_{yy}(\alpha_0) = 0$. Как видно из (3), также справедлива формула, согласующаяся с (4):

$$Z_{12, 21}(\alpha_0) = \pm \frac{i}{2}[Z_{xy}(\alpha_0) + Z_{yx}(\alpha_0)]. \quad (5)$$

Учтем, что все модули $|Z_{11}|$, $|Z_{22}|$, $|Z_{12}|$, $|Z_{21}|$ инварианты, а для 1D среды $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ и для 2D среды $Z_{xx}(\alpha_0) = Z_{yy}(\alpha_0) = 0$. Тогда из (3) видно, что $|Z_{11}| = |Z_{22}|$, $|Z_{12}| = |Z_{21}|$. Поэтому для 1D и 2D сред модовые кривые кажущихся сопротивлений попарно совпадают ($\rho_{11} = \rho_{22}$, $\rho_{12} = \rho_{21}$). Отличием 1D от 2D является то, что для горизонтально-слоистой среды $\rho_{12} = \rho_{21} = 0$, а для 2D среды $\rho_{12} = \rho_{21} \neq 0$.

Совпадение модовых кривых для 1D и 2D сред является их важным преимуществом: нет необходимости выбора наиболее подходящей из них для интерпретации результатов измерений как в случае стандартных кривых.

Еще одно преимущество модовых кривых кажущихся сопротивлений в том, что они не зависят от выбора направлений горизонтальных осей координат на местности из-за своей инвариантности. Поэтому можно провести измерения в любой удобной для условий эксперимента системе координат.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Различия кажущихся сопротивлений ($\rho_{11} \neq \rho_{22}$, $\rho_{12} \neq \rho_{21}$) возникают только для 3D среды. Насколько велики эти различия и как они соотносятся с распределениями латеральных неоднородностей, можно изучить с помощью численного моделирования. Нами были проведены расчеты на различных моделях неоднородных сред методом Треффца [Егоров, 2011; Плоткин, Губин, 2015]. При расчетах методом Треффца каждый слой представляется идентичными параллелепипедами, в которых электропроводность среды однородна. Их высоты равны толщине слоя. Количество параллелепипедов вдоль каждой из горизонтальных осей и их горизонтальное сечение определяют размеры полигона и контролируют точность результатов.

В качестве примера приведем результаты для модели 3D среды, представленной на рис. 1. Модель включает два слоя с мощностями 0.1 и 9.0 км (сверху вниз). В верхнем слое моделируется распределение случайных поверхностных неоднородностей. В нижнем слое с удельным электрическим сопротивлением (УЭС) 1000 Ом·м в центре находится проводящий канал с УЭС 20 Ом·м, проникающий и в верхний слой (внутри канала в верхнем слое УЭС 40 Ом·м). УЭС подстилающей среды 20 Ом·м.

В проведенных расчетах число параллелепипедов вдоль каждой из горизонтальных осей равнялось 11 (всего по 121 в одном слое). Размеры полигона были 10 км вдоль оси OX и 20 км вдоль оси OY . Случайные значения УЭС вне канала в параллелепипедах верхнего слоя моделировались с помощью нормального распределения. На рисунке 1 изолинии отображают взятые для расчетов распределения УЭС.

Точками с цифрами на рис. 1 показаны пункты МТЗ, для которых на рис. 2 приведены рассчитанные амплитудные и фазовые кривые (индексами xu и yx отмечены стандартные кривые, индексами $m1$, $m2$ — модовые кривые ρ_{11} и ρ_{22} соответственно и с индексом l — кривые для горизонтально-слоистой среды с параметрами в точке зондирования — локальные кривые).

На больших временных периодах хорошо видны гальванические искажения. Они проявляются в конформном сдвиге между стандартными кривыми кажущегося сопротивления на низких частотах, когда глубина проникновения поля много больше толщины слоя с неоднородностями и их размеров. Подобные смещения стандартных кривых относительно друг друга вызваны возбуждением электростатических полей вблизи латеральных неоднородностей [Jiracek, 1990; Singer, 1992].

Однако на модовых кривых гальванические смещения практически не заметны, что вызвано характером возбуждения электростатического поля в латеральной неоднородности при воздействии на нее волны с круговой поляризацией (направления вращения вектора электрического поля для эффекта несущественны). Подчеркнем, что модовые кривые с локальной кривой в пункте МТЗ не совпадают.

В предыдущем разделе уже указывалось, что полностью модовые кривые кажущихся сопротивлений совпадают лишь в 1D и 2D средах. Различия модовых кажущихся сопротивлений для выбранной модели 3D среды по результатам расчетов на некоторых периодах отражены на рис. 3. На малых пери-

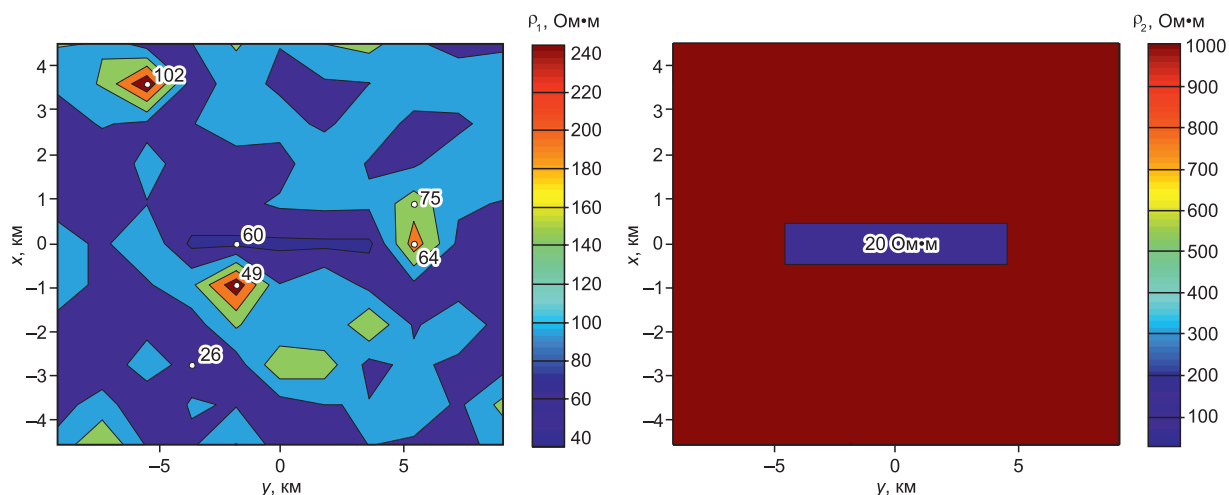


Рис. 1. Распределения УЭС в верхнем (ρ_1) и нижнем (ρ_2) слоях 3D среды.

Точки с цифрами — пункты МТЗ.

одах относительные величины обсуждаемых различий с ростом T увеличиваются до 22 % при $T = 1$ с. Это вызвано возрастающим влиянием хаотических латеральных неоднородностей в верхнем слое по мере углубления поля внутрь среды. С дальнейшим увеличением временного периода T влияние приповерхностных неоднородностей уменьшается, но становится заметнее присутствие проводящего канала в нижнем слое. Максимальные значения обсуждаемых различий модовых кажущихся сопротивлений

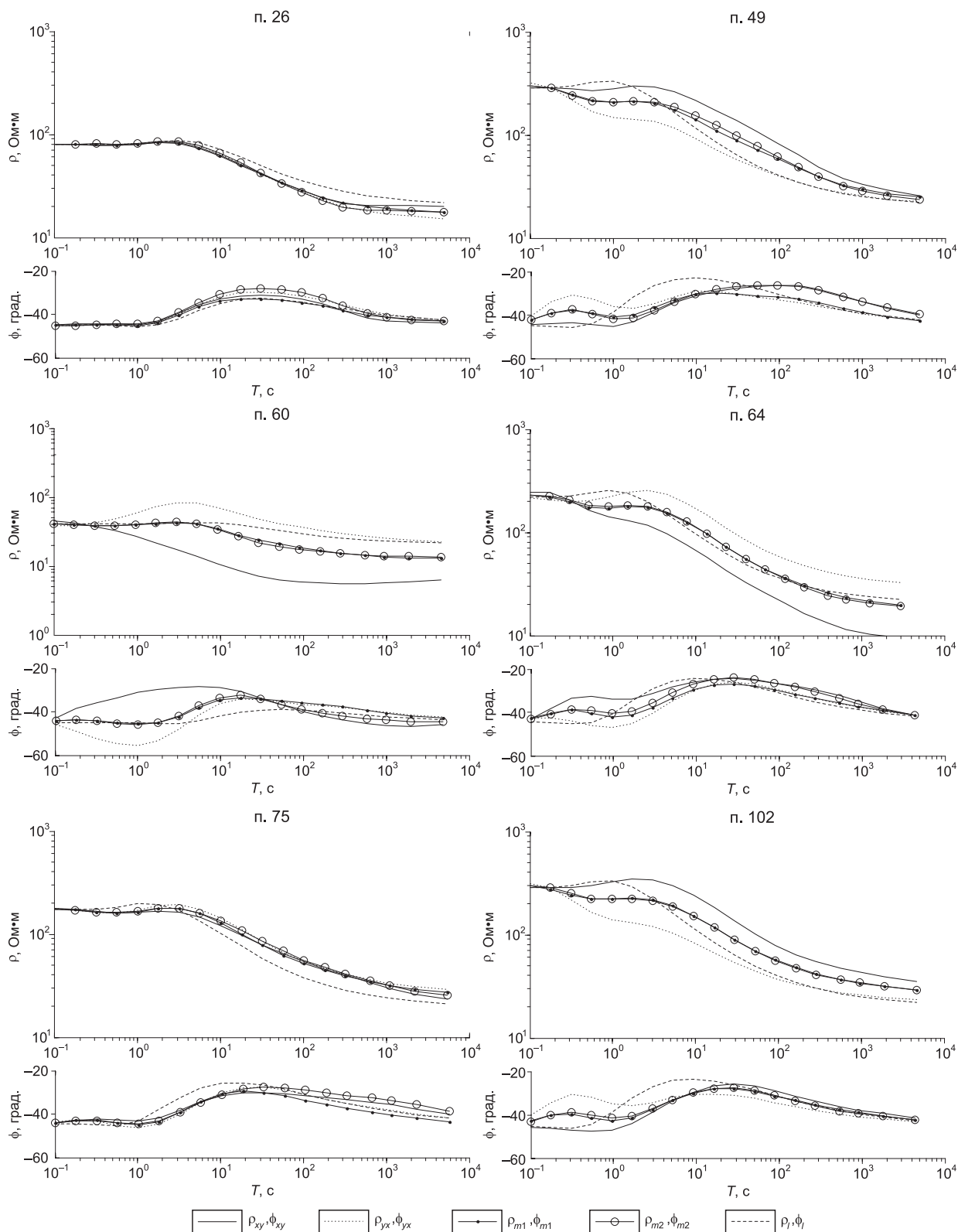


Рис. 2. Кривые МТЗ в пунктах, указанных цифрами на рис. 1.

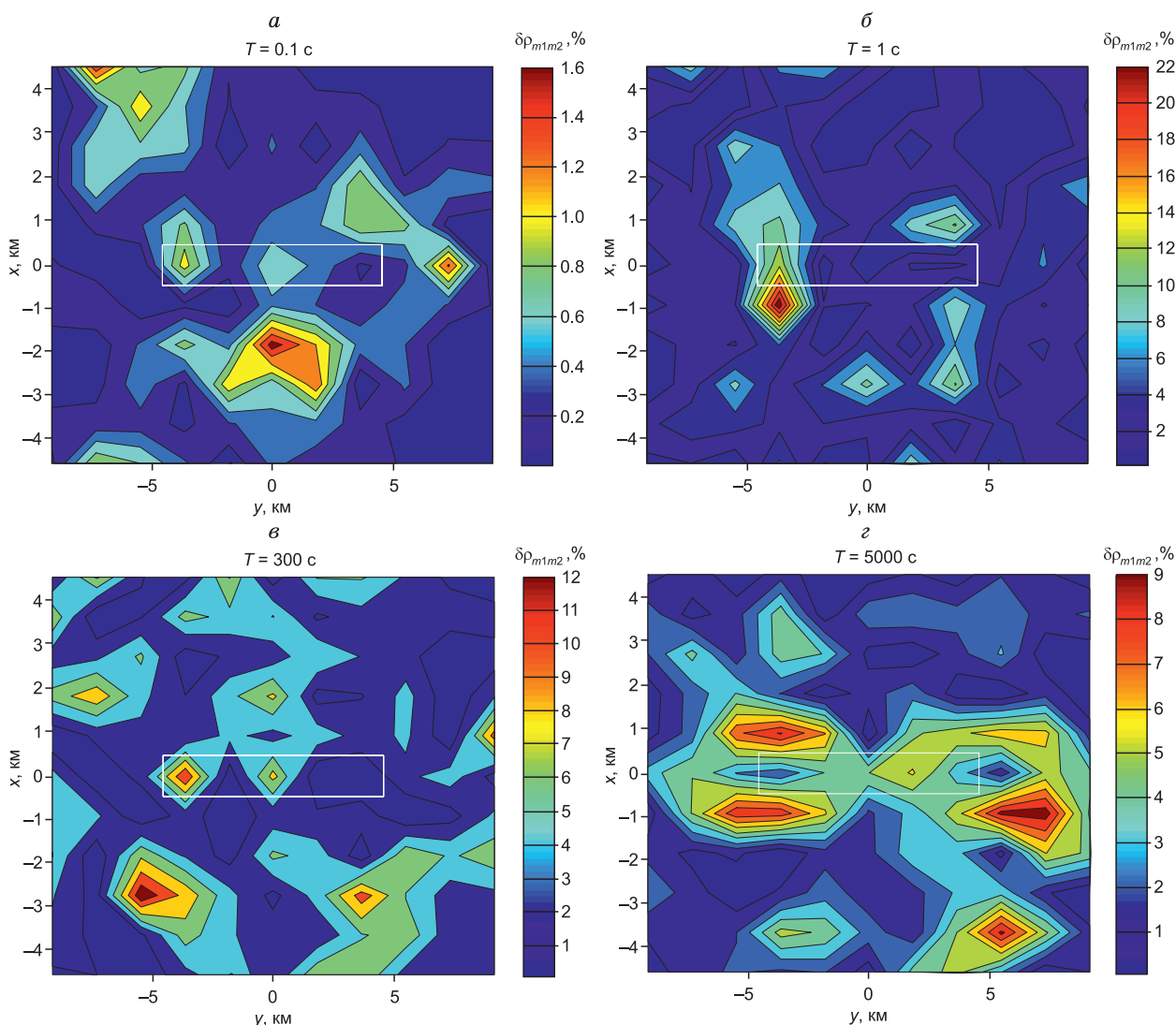


Рис. 3. Карты различий модовых кажущихся сопротивлений для нескольких (а—з) временных периодов T : $\delta\rho_{m1,m2} = |\rho_{m1} - \rho_{m2}| / \min(\rho_{m1}, \rho_{m2})$.

Белыми линиями показаны контуры проводящего канала.

видны вблизи угловых точек проводящего канала (его контуры показаны белыми линиями). Можно предположить, что пространственное распределение $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$ отражает области наибольших латеральных градиентов УЭС в 3D среде. Установлено, что этим областям соответствуют и максимальные значения ρ_{12} и ρ_{21} (здесь эти карты не приведены). Возникает возможность выделять по подобным областям границы блоков 3D среды.

Отметим, что для 2D среды максимальные, но совпадающие значения $\rho_{12} = \rho_{21}$ также соответствуют областям наибольших латеральных градиентов УЭС вкrest простираения такой среды. В качестве подтверждения приведем результаты расчетов для модели 2D среды, простирающейся вдоль оси OX (рис. 4, а). Модель включает два слоя с мощностями 0.1 и 9.0 км (сверху вниз). В верхнем слое УЭС меняется вдоль оси OY — имеется проводящая вставка с УЭС 20 Ом·м (вне проводящей вставки УЭС 100 Ом·м). В нижнем слое УЭС равно 1000 Ом·м. УЭС подстилающей среды 20 Ом·м. Размеры полигона 10 км вдоль осей OX и OY . В расчетах число параллелепипедов вдоль каждой из горизонтальных осей OX и OY было взято 10 (всего по 100 в каждом слое). Видно, что распределение $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$ для 2D среды (см. рис. 4, б) связано лишь с погрешностями расчетов, так как для нее $\rho_{m1} = \rho_{m2}$, распределения $\rho_{12} = \rho_{21}$ (см. рис. 4, в, г) также совпадают. Их максимальные значения наблюдаются в областях наибольших латеральных градиентов УЭС вкrest простираения 2D среды (на границах проводящей вставки).

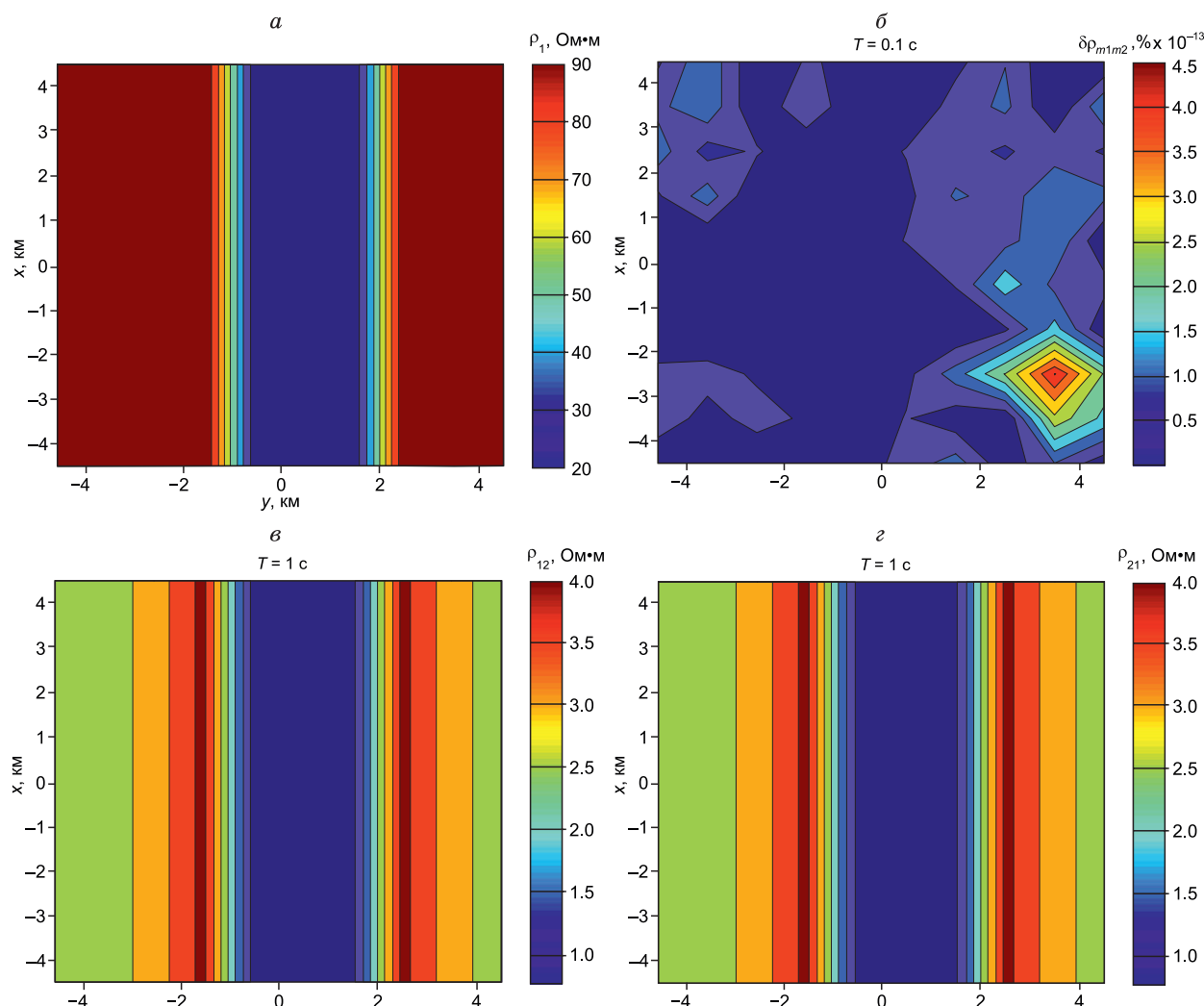


Рис. 4. Распределение УЭС в верхнем (ρ_1) слое 2D среды (а), карта различий $\delta\rho_{m1,m2} = |\rho_{m1} - \rho_{m2}| / \min(\rho_{m1}, \rho_{m2})$ для периода $T = 0.1$ с (б) и карты модовых кажущихся сопротивлений ρ_{12} (в) и ρ_{21} (г) для периода $T = 1$ с.

Выявленные для 2D среды особенности распределений $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$, $\rho_{12} = \rho_{21}$ и их отличия от случая 3D среды могут способствовать определению размерности среды. Стоит также отметить, что эти особенности для 2D среды важны при поиске проявлений эффекта Холла в естественных условиях, о которых говорилось во введении. Эксперимент можно провести не только при полном отсутствии латеральной неоднородности в выбранном районе, как упоминалось во введении, но и в случае 2D среды. Конечно, при этом необходимо сравнение распределений $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$ и $\rho_{12} = \rho_{21}$, обусловленных имеющимися в реальной ситуации отличиями 2D от 3D среды и вызываемых ее холловской проводимостью.

МОДОВЫЕ КРИВЫЕ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

В качестве примера рассмотрим также модовые кривые, полученные при обработке данных МТЗ в Горном Алтае [Новиков, Поспеева, 2017; Поспеева, Потапов, 2021]. Для наглядности на рис. 5 показано распределение УЭС в Чуйской впадине на глубине 5 км, полученное в указанных работах. Цифрами на нем отмечены пункты МТЗ, для которых рассчитывались модовые импедансы и кривые. Первоначальная обработка полевых данных осуществлялась программным обеспечением SSMT2000. Далее стандартные импедансы пересчитывались по формулам (3) в модовые, и затем по ним были построены обсуждаемые модовые кривые.

Для сравнения стандартные и модовые кривые в некоторых пунктах приведены на рис. 6. При отображении показана полиномиальная аппроксимация кривых по точкам, рассчитанным для временных

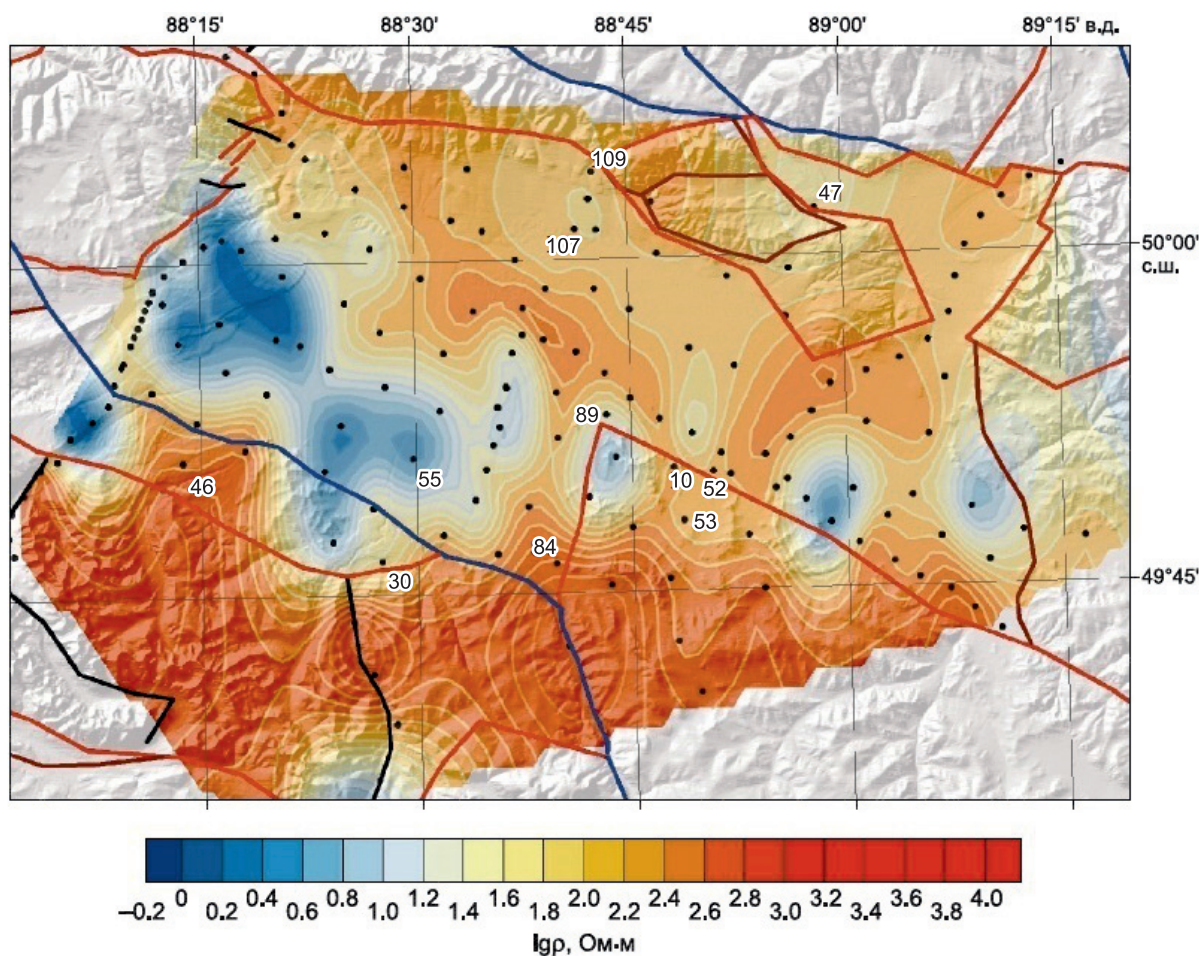


Рис. 5. Распределение УЭС в Чуйской впадине на глубине 5 км [Новиков, Поспеева, 2017; Поспеева, Потапов, 2021].

Сплошными линиями показаны разломы. Цифрами отмечены пункты МТЗ, для которых получены модовые импедансы и кривые.

периодов в приведенных интервалах. Для характеристики размерности неоднородностей среды показаны также полярные диаграммы стандартных тензоров импеданса в зависимости от пункта и периода T .

Для отображения поведения и различий модовых кривых кажущегося сопротивления для 3D среды в качестве примера были выбраны некоторые пункты, находящиеся вблизи разломов, показанных сплошными линиями на рис. 5. Так, пункт 109 расположен вблизи точки пересечения двух разломов. Полярная диаграмма стандартного тензора импеданса в этом пункте для периода $T = 4$ с четко указывает на присутствие глубинного 3D эффекта среды. Это обстоятельство подтверждается различием почти на порядок величины между стандартными кривыми кажущегося сопротивления ρ_{xy} и ρ_{yx} . В то же время модовые кривые кажущихся сопротивлений ρ_{m1} и ρ_{m2} отличаются друг от друга лишь на величины порядка единиц Ом·м. Это подтверждает, что они заметно меньше подвержены гальваническим искажениям.

Аналогичное поведение модовых и стандартных кривых кажущегося сопротивления можно наблюдать в пункте 89, расположенном вблизи места резкого изменения разлома. Влияние 3D среды также проявляется в различии почти на порядок величины между стандартными кривыми кажущегося сопротивления ρ_{xy} и ρ_{yx} , но модовые кривые кажущихся сопротивлений ρ_{m1} и ρ_{m2} вновь отличаются лишь на величины порядка единиц Ом·м.

В более удаленном от разлома пункте 53 эффекты влияния 3D среды уменьшаются. Полярная диаграмма для периода $T = 0.2$ с соответствует двумерной структуре среды. Различия стандартных кривых кажущегося сопротивления ρ_{xy} и ρ_{yx} не так велики, как в упомянутых ранее пунктах, а модовые кривые кажущихся сопротивлений ρ_{m1} и ρ_{m2} практически совпадают.

В качестве примера соответствия изучаемой среды региональной двумерной модели северо-западного простирания [Новиков, Поспеева, 2017; Поспеева, Потапов, 2021] можно указать на данные

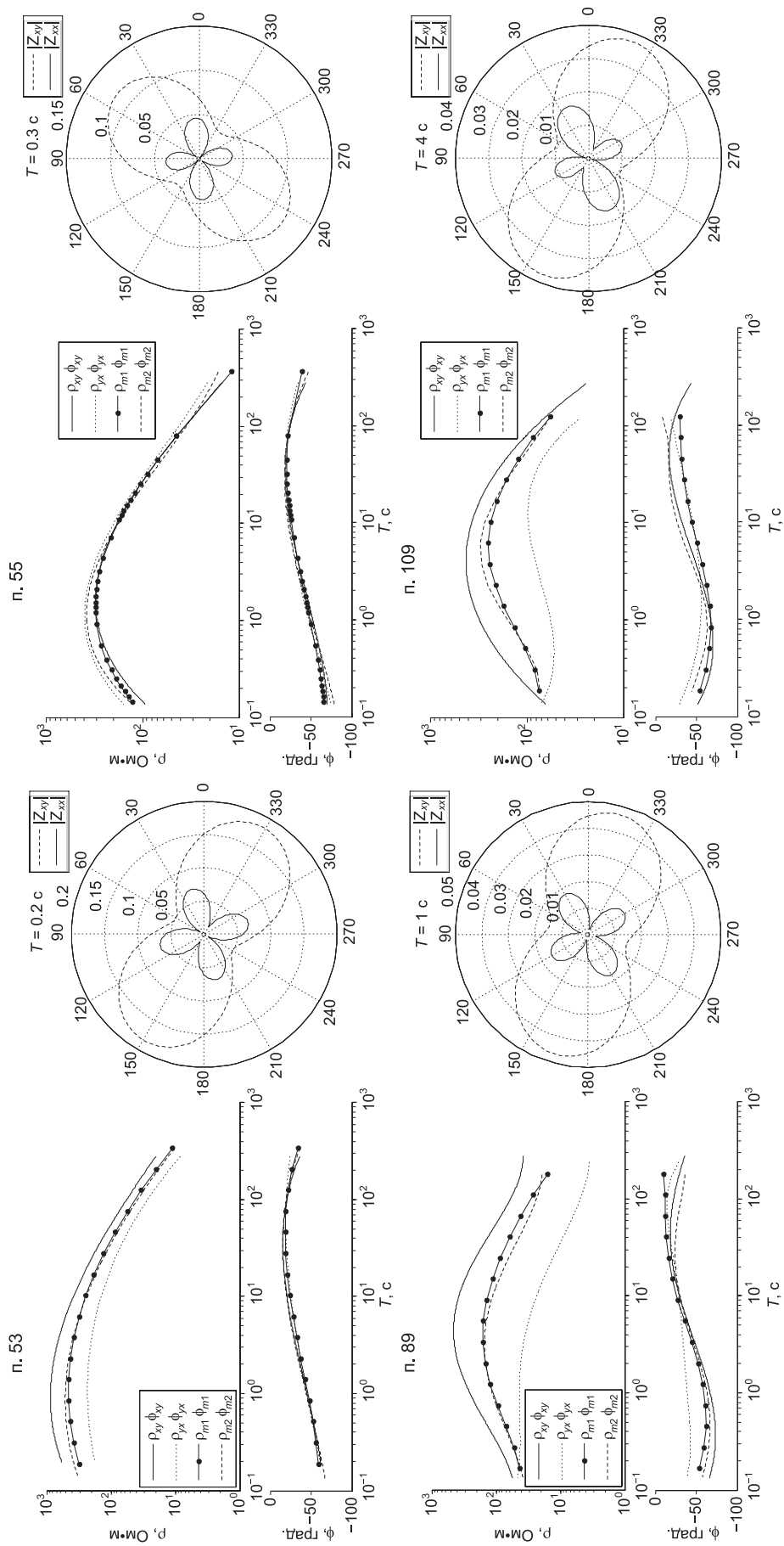


Рис. 6. Стандартные и модовые кривые, полярные диаграммы для некоторых пунктов.

Расположение пунктов указано на рис. 5.

пункта 55. Полярная диаграмма для периода $T = 0.3$ с характеризует двумерную структуру среды. Различия стандартных и модовых кривых кажущихся сопротивлений заметно уменьшаются.

Таким образом, как и по результатам численного моделирования, в ходе обработки экспериментальных данных, полученных в Горном Алтае, подтверждается, что модовые кривые кажущихся сопротивлений менее подвержены искажениям, вызываемым латеральными неоднородностями среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование волн с круговой поляризацией при проведении МТЗ и применение при интерпретации отклика среды соответствующих модовых характеристик предоставляет следующие преимущества:

1. Основные модовые импедансы Z_{11} , Z_{22} и модули дополнительных импедансов $|Z_{12}|$, $|Z_{21}|$ являются инвариантами, модовые кривые кажущихся сопротивлений не зависят от выбора направлений горизонтальных осей координат. Это позволяет проводить измерения в удобной для условий эксперимента системе координат.

2. Для 1D и 2D сред модовые кривые кажущихся сопротивлений совпадают. Это совпадение освобождает от необходимости выбора наиболее подходящей из них при интерпретации результатов измерений.

3. Модовые кривые кажущихся сопротивлений менее подвержены гальваническим искажениям. Малые искажения обусловлены характером возбуждения электростатического поля в латеральной неоднородности при воздействии на нее волны с круговой поляризацией (направления вращения вектора электрического поля для эффекта не столь существенны).

4. Можно предположить, что карты пространственного распределения различий $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$ и максимальных значений ρ_{12} , ρ_{21} отражают области наибольших латеральных градиентов УЭС в 3D среде, так что возникает возможность выделять по подобным областям границы блоков 3D среды. Для 2D среды максимальные, но совпадающие значения $\rho_{12} = \rho_{21}$ также соответствуют областям наибольших латеральных градиентов УЭС вкrest простираения такой среды.

5. Выявленные для 2D среды особенности распределений $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$, $\rho_{12} = \rho_{21}$ и их отличия от случая 3D среды могут способствовать определению размерности среды. Кроме того, они важны при поиске проявлений эффекта Холла в естественных условиях. Соответствующий эксперимент можно провести и в случае 2D среды. При этом необходим сравнительный анализ распределений $|\rho_{m1} - \rho_{m2}|$ и $\rho_{12} = \rho_{21}$, вызываемых имеющимися в реальной ситуации отличиями 2D от 3D среды и ее холловской проводимостью.

6. По результатам обработки экспериментальных данных, полученных при МТЗ в Горном Алтае, установлено, что модовые кривые кажущихся сопротивлений менее подвержены искажениям, вызываемым латеральными неоднородностями среды.

Авторы признательны М.И. Эпову за внимание к работе и полезные советы.

Работа выполнена при поддержке проекта ФНИ № FWZZ-2022-0025.

ЛИТЕРАТУРА

Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. М., Научный мир, 2009, 668 с.

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

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

Ковтун А.А. Использование естественного электромагнитного поля при изучении электропроводности Земли. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1980, 195 с.

Могилатов В.С. О влиянии геомагнитного поля на процесс установления токов в земле // Геофизика, 2013, № 4, с. 70—75.

Новиков И.С., Поспеева Е.В. Неотектоника восточной части Горного Алтая по данным магнитотеллурического зондирования // Геология и геофизика, 2017, т. 58 (7), с. 959—971.

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., Потапов В.В. Оценки холловской проводимости по данным магнитотеллурического зондирования // Геодинамика и тектонофизика, 2020, т. 11, № 4, с. 817—828.

Поспеева Е.В., Потапов В.В. Глубинное строение зон сочленения Чуйской тектонической впадины Горного Алтая с ее горным обрамлением по данным магнитотеллурических исследований // Геология и геофизика, 2021, т. 62 (4), с. 584—596.

Jiracek G.R. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction // *Surv. Geophys.*, 1990, v. 11 (2—3), p. 163—203.

Plotkin V.V., Mogilatov V.S., Potapov V.V. Role of Hall effect in magnetotelluric sounding // *Problems of Geocosmos-2018: Proc. 12th Int. Conf. Sch. (St. Petersburg, Petrodvorets, October 8—12, 2018), Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences*, 2020, p. 19—27.

Singer B.S. Correction for distortions of magnetotelluric fields: limits of validity of the static approach // *Surv. Geophys.*, 1992, v. 13 (4—5), p. 309—340.

Szarka L., Menvielle M. Analysis of rotational invariants of the magnetotelluric impedance tensor // *Geophys. J. Int.*, 2007, v. 129 (1), p. 133—142.

Szarka L., Menvielle M., Spichak V. Imaging properties of apparent resistivities based on rotational invariants of the magnetotelluric impedance tensor // *Acta Geod. Geophys. Hung.*, 2000, v. 35 (2), p. 149—175.