

Визуализация данных МТЗ по способу скалярных импедансов для численных моделей элементарных проводящих структур

© Т. И. Причепий, 2014

Институт геофизики НАН Украины, Киев, Украина

Поступила 23 октября 2013 г.

Представлено членом редколлегии В. Н. Шуманом

Проаналізовано можливість та особливості застосування методу скалярних імпедансів з метою візуалізації результатів МТЗ на прикладі елементарних структур, для яких за програмою 3D моделювання обчислено значення аномального електромагнітного поля. Наведено графічні еквіваленти модулів скалярних параметрів імпедансного типу $|\xi|$ та $|\zeta|$, обчислені для вказаних моделей. Розглянуто їх характерні риси для різних типів провідних структур.

Ключові слова: магнітотелуричне зондування, візуалізація, 3D моделювання, скалярний імпеданс, провідникові структури.

Введение. Качественная интерпретация результатов наблюдения во многом является определяющим этапом при решении геофизических задач. Трансформация полученных данных к более информативной форме и их графическое представление (визуализация) в свою очередь составляют основу первичного этапа исследований. Визуализация МТ-данных проводится различными способами, например путем построения профилей, карт, псевдоразрезов, псевдорельефов магнитотелурических и магнитовариационных функций отклика. С целью получения представления о геоэлектрической структуре исследуемой области строятся индукционные стрелки, полярные диаграммы, графики теллурической и магнитной интенсивности, карты изолиний кажущегося удельного сопротивления и др. Результатом являются картины различной выразительности и разрешения, каждый параметр по-своему "оконтуривает" структуры. Для адекватного чтения таких построенных необходимо тщательное изучение их свойств на широком классе моделей — как теоретических, так и физических. Примером может служить детальнейшее исследование визуализации МТ-данных по параметрам тензора импеданса и типпера в работе [Бердичевский, Дмитриев, 2009], где представлены результаты мно-

гочисленных аналитических, числовых и физических модельных задач.

До недавнего времени тензор импеданса и матрица Визе—Паркинсона являлись основными параметрами интерпретации при работе с данными магнитотеллурических зондирований. Базовой моделью "источник—среда" традиционно была принята модель горизонтально-слоистой Земли, возбуждаемой плоской вертикально падающей электромагнитной волной [Бердичевский, Дмитриев, 2009]. В этой модели электромагнитное поле $\mathbf{E}_t(E_x, E_y)$ и $\mathbf{H}(H_x, H_y, H_z)$ наблюдается на земной поверхности $z=0$, а основными функциями отклика являются компоненты тензора импеданса

$$\hat{Z} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix}$$

и определяемое по этим компонентам кажущееся удельное сопротивление

$$\rho_{xy} = |Z_{xy}|^2 / \omega \mu_0,$$

$$\rho_{yx} = |Z_{yx}|^2 / \omega \mu_0.$$

Классические подходы к решению МТ-задач, в частности метод МТЗ, ведущий свое начало

от основополагающих работ А. Н. Тихонова и Л. Каньяра, принадлежащих 50-м годам ХХ в., были значительно модифицированы и получили широкое распространение благодаря работам Бердичевского и Дмитриева. С помощью методов, основанных на концепции тензора импеданса, обобщенного тензора импеданса и типпера (матрицы Визе—Паркинсона), было получено множество практических результатов.

Однако геоэлектрика и, в частности, магнитотеллурика принадлежат к наиболее динамично развивающимся направлениям геофизики. Ее высокая востребованность при решения многих практических задач предопределила дальнейшее углубленное исследование как методов интерпретации, так и моделей, описывающих взаимодействие электромагнитного поля с Землей. Это привело к выявлению определенной ограниченности классического тензорного подхода и обусловило необходимость в дальнейшем развитии теории интерпретации МТ-данных. Альтернативные методы интерпретации магнитотеллурических данных в первую очередь опираются на экспериментальные данные, утверждающие более сложный механизм формирования электромагнитного отклика. "... Несмотря на установившуюся традицию и, возможно, даже его канонизацию, тензорный подход не является наиболее общим и универсальным средством описания МТ-процесса на границе раздела "земля—воздух" и в ряде случаев не соответствует данным эксперимента" [Шуман, 2006].

О методе скалярных импедансов. Одно из направлений, в котором геоэлектрическая структура среды принимается произвольной, а информация о структуре первичной электромагнитной волны не является существенной, представлено в серии работ [Шуман, 2004, 2006, 2010 и др.]. В этих работах, в частности, уделено внимание развитию идеи локальной связи непосредственно между тангенциальными компонентами комплексных амплитуд электрического и магнитного полей на отражающей поверхности [Aboul-Atta, Voerner, 1975] и развитию этой идеи в направлении решения магнитотеллурических задач.

Согласно работе [Aboul-Atta, Voerner, 1975], локальная связь между компонентами комплексных амплитуд электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей на границе раздела может быть представлена равенством

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} \times \mathbf{n} = \zeta (\mathbf{n} \times \mathbf{H}) + \xi^* (\mathbf{n} \times \mathbf{H}^* \times \mathbf{n}), \quad (1)$$

где \mathbf{n} — внешняя нормаль к границе раздела. Граничное условие (1) называется также век-

торным импедансным поверхностным условием или точным векторным импедансным тождеством. Величины ζ , ξ^* , определенные следующим образом:

$$\xi^* = \frac{(\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{H})}{\|\mathbf{n} \times \mathbf{H}\|^2}, \quad (2)$$

$$\zeta = - \frac{\mathbf{n} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)}{\|\mathbf{n} \times \mathbf{H}\|^2}, \quad (3)$$

известны как скалярные параметры импедансного типа. По сути, они являются коэффициентами разложения тангенциального электрического поля \mathbf{E}_τ по двум ортогональным векторам, сформированным из магнитного поля \mathbf{H}_τ . Векторное импедансное тождество (1) порождает на границе раздела (импедансной плоскости) два мнимых тангенциальных вектора:

$$\mathbf{K} = \mathbf{E} \times \mathbf{E}^* - (|\zeta|^2 + |\xi|^2) (\mathbf{H} \times \mathbf{H}^*) + \xi^* (\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}^*) - \xi (\mathbf{E} \times \mathbf{H}), \quad 1$$

$$\mathbf{L} = \zeta (\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) - \zeta^* (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*), \quad \mathbf{L} = \mathbf{n} \times \mathbf{K},$$

которые в силу ортогональности и равенства норм позволяют написать два точных скалярных уравнения, полностью определяющих импедансную плоскость унитарным векторным пространством второй размерности:

$$\begin{cases} (\mathbf{L}, \mathbf{K}^*) = \mathbf{L} \cdot \mathbf{K} = 0, \\ \|\mathbf{L}\|^2 = \|\mathbf{K}\|^2. \end{cases}$$

Эта система была названа [Aboul-Atta, Voerner, 1975] уравнениями поверхности обратного рассеивания (inverse scattering surface equations — ISS-equations). В формировании мнимых векторов \mathbf{K} и \mathbf{L} принимают участие все составляющие электрического и магнитного полей.

Работы В.Н. Шумана были посвящены главным образом рассмотрению теоретических основ данного представления и принципиальной возможности его использования для решения задач МТЗ. "Вероятно, можно существенно улучшить классическую схему геоэлектромагнитных зондирований, используя точное векторное импедансное тождество для описания гармонического электромагнитного поля на этой границе раздела ... В совокупности этот подход, по мне-

нию автора, позволит не только сохранить имеющиеся наиболее существенные результаты теории электромагнитных зондирующих систем, но и наметить пути их дальнейшего развития" [Шуман, 2006].

Создание системы вычислительных алгоритмов и программ для обработки МТ-данных по данному методу (так называемому методу скалярных импедансов), а также исследование свойств скалярных импедансов и мнимых векторов отражено в работах [Причепий, 2006, 2010, 2012 и др.]. Рассматривались связи скалярных импедансов ζ , ξ^* с элементами тензора импеданса, эллипсами поляризации электромагнитного поля; получены результаты тестирования метода для элементарной численной модели — проводящего куба в однородном нижнем пространстве.

Для визуализации МТ-данных по способу скалярных импедансов могут быть использованы как сами величины ζ , ξ^* , \mathbf{L} , \mathbf{K} , так и различные их модификации и сочетания. Эти величины не являются только математическими абстракциями. Их физическое содержание подтверждается тем, что они могут быть представлены в виде соотношений параметров эллипсов поляризации компонент электромагнитного поля, через связь тензора импеданса и магнитной составляющей, описаны энергетическими характеристиками поля и параметрами Стокса [Причепий, 2006, 2010, 2012].

Ограничимся здесь рассмотрением скалярных импедансов ζ и ξ^* , их возможностями при визуализации магнитотеллурического отклика, рассчитанного для некоторых элементарных моделей. Напомним их основные физические характеристики.

В энергетическом отношении для величины ζ справедливо равенство [Шуман, 2010] $\zeta = 2 \Pi_n / \|\mathbf{H}_\tau\|^2$, где Π_n — нормальная к границе раздела компонента вектора Пойнтинга. Также было показано [Причепий, 2006], что $\zeta = \mu \Pi_n / 2 \bar{w}_{m\tau}$, где $\bar{w}_{m\tau}$ — среднее по времени значение плотности магнитной энергии.

“Что касается скалярного коэффициента (импеданса) ξ^* , то согласно определению, он может интерпретироваться в качестве “меры” ортогональности” ... комплексных векторов \mathbf{E}_τ и \mathbf{H}_τ : при $\xi^* = 0$ очевидно $\mathbf{E}_\tau \cdot \mathbf{H}_\tau = 0$ согласно (2), так как $(\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{H}) = \mathbf{E}_\tau \cdot \mathbf{H}_\tau$. А это значит, что эллипсы поляризации полей \mathbf{E}_τ и \mathbf{H}_τ подобны, а их большие оси ортогональны” [Шуман, 2010].

Для вычисления скалярных импедансов здесь использовался комплекс алгоритмов, описанный

в работе [Причепий, 2006] с учетом направления оси OZ , принятого в геофизике. Для такого выбора положительного направления оси OZ декартовой системы координат нормаль в уравнениях (2), (3) становится отрицательным единичным вектором. Выражения для скалярных импедансов через комплексные амплитуды будут записаны так:

$$\xi^* = \frac{E_x H_x + E_y H_y}{H_{x0}^2 + H_{y0}^2}, \quad \zeta = \frac{E_x H_y^* - E_y H_x^*}{H_{x0}^2 + H_{y0}^2}.$$

В качестве визуальных характеристик МТ-поля моделей на данном этапе работы были выбраны действительные величины $|\zeta| = \sqrt{\zeta \zeta^*} = \sqrt{\zeta_{\text{Re}}^2 + \zeta_{\text{Im}}^2}$ и $|\xi| = \sqrt{\xi \xi^*} = \sqrt{\xi_{\text{Re}}^2 + \xi_{\text{Im}}^2}$. Для лучшей оценки качества визуальных построений на графиках в некоторых случаях было обозначено местоположение модельных объектов.

Моделирование объектов для тестирования метода скалярных импедансов. Для численного моделирования электромагнитного поля объектов была использована программа Mtd3fwd [Maskie, 1994] вычисления электрической и магнитной компонент магнитотеллурического поля для трехмерных аномалиеобразующих объектов. Поле возбуждается плоской низкочастотной однородной электромагнитной волной. Алгоритм базируется на интегральной форме уравнения Максвелла для конечно-разностной аппроксимации магнитного поля второго порядка. Данная программа 3D моделирования довольно компактна, проста в использовании, результаты достоверны и успешно использовались в различного рода модельных исследованиях, например [Бурахович, Тонковид, 2005; Бердичевский, Дмитриев, 2009].

По программе трехмерного моделирования Mtd3fwd для каждого объекта были рассчитаны компоненты E_x , E_y , H_x , H_y , H_z . Результаты были получены в виде значений действительной и мнимой частей комплексных чисел для двух поляризаций в рамках каждой модели. Значения периодов T при расчетах полей выбирались в общем случае, исходя из геометрических и физических характеристик модели. В среднем для каждой модели были сделаны расчеты поля для пяти-шести значений параметра T в пределах от 0,001 с до 100 с. В настоящей статье для большей части моделей приведены результаты визуализации полей, рассчитанных для $T = 1$ с.

Первичное поле задается в виде поля плоской волны, поляризованной в одном случае по оси OX , во втором — по оси OY . Нижнее полупространство определяется как нормальный слоистый разрез, в качестве которого был принят геоэлектрический разрез Восточно-Европейской платформы; его параметры приведены в таблице согласно работе [Бурахович, Тонковид, 2005].

Модели и результаты. По программе Mtd3fwd были рассчитаны значения электрических и магнитных компонент магнитотеллурического поля трехмерных проводящих объектов, расположенных в плане по центру площадки 10×10 км на некоторой глубине от поверхности в пределах первых десятков километров слоя I из таблицы. Под объектами будем понимать как отдельные трехмерные тела, так и их различные сочетания. Здесь было выбрано шесть вариантов, демонстрирующих определенную преемственность геометрии и физических свойств. В большинстве случаев для моделирования поля было принято значение периода $T = 1$ с. По результатам работы программы Mtd3fwd были вычислены значения скалярных импедансов. Эти результаты также были получены в виде действительных и мнимых частей — очевидно, что скалярные параметры импедансного типа есть величины комплексные. Результаты представлены в виде карт изолиний параметров $|\zeta|$ и $|\xi|$.

Все представленные здесь модели являются проводящими объектами, погруженными в высокоомную среду. В силу упомянутых физи-

ческих характеристик параметров $|\zeta|$ и $|\xi|$, а также их формальных связей с тензором импеданса [Причепий, 2010] о форме поля изолиний этих величин можно высказать некоторые предположения. Так, определенные связи скалярного импеданса ζ с компонентами тензора \hat{Z} , расположенными на побочной диагонали Z_{xy} и Z_{yx} и несущими основную информацию о вертикальном распределении электропроводности [Бердичевский, Дмитриев, 2009], позволяют предположить относительное уменьшение значений параметра $|\zeta|$ над аномалиеобразующим объектом. Параметр ξ содержит некоторые черты компонент тензора импеданса, расположенных на главной диагонали и характеризующих асимметрию среды — Z_{xx} и Z_{yy} . Для графиков $|\xi|$ ожидаются четырехлепестковые структуры различной степени симметричности.

Перейдем к описанию моделей и их визуализации по параметрам $|\xi|$ и $|\zeta|$.

I. Проводящий куб $1 \times 1 \times 1$ км на глубине 2550 м в центре площади; удельное сопротивление куба $\rho_c = 1$ Ом · м, удельное сопротивление вмещающих пород $\rho_v = 1000$ Ом · м, $T = 1$ с. Вычисления параметров $|\zeta|$ и $|\xi|$ произведены для двух поляризаций: (ex, hy) и (ey, hx) .

Удельная проводимость куба в 1000 раз превышает удельную проводимость вмещающей толщи. Положение этого объекта хорошо фиксируется на графиках величин $|\zeta|$ и $|\xi|$ для обеих поляризаций (рис. 1). Однако очевидно, что значения параметра $|\xi|$ в сотни раз меньше значений $|\zeta|$, что дает возможность считать его практически равным нулю (и отражает факт ортогональности комплексных векторов \mathbf{E}_τ и \mathbf{H}_τ для данной модели). Форма графиков $|\xi|$ идентична для обеих поляризаций. Между графиками изолиний величины $|\zeta|$ для поляризации (ex, hy) и поляризации (ey, hx) существует взаимно однозначное соответствие с учетом направления поляризации поля (см. рис. 1, а и в). Положение куба на графике $|\zeta|$ фиксируется четким минимумом.

Представляют интерес визуально фиксируемые связи между полем изолиний скалярного импеданса $|\zeta|$ и такими же построениями для электрической и магнитной компонент модельного МТ-поля. Рассмотрим совместно график изолиний скалярного параметра $|\zeta|$ и графики изолиний величин $\|\mathbf{E}_\tau\|$ и $\|\mathbf{H}_\tau\|$ данной модели для варианта ex -поляризации (рис. 2). График $|\zeta|$ (рис. 2, а) сохраняет общую форму графика величины $\|\mathbf{E}_\tau\|$ (рис. 2, б). Но в цент-

Номер слоя	Глубина залегания, км	Удельное электрическое сопротивление, Ом · м
I	0—160	1000
II	160—200	600
III	200—250	250
IV	250—320	100
V	320—400	50
VI	400—500	20
VII	500—600	10
VIII	600—760	5
IX	760—960	1
X	Более 960	0,1

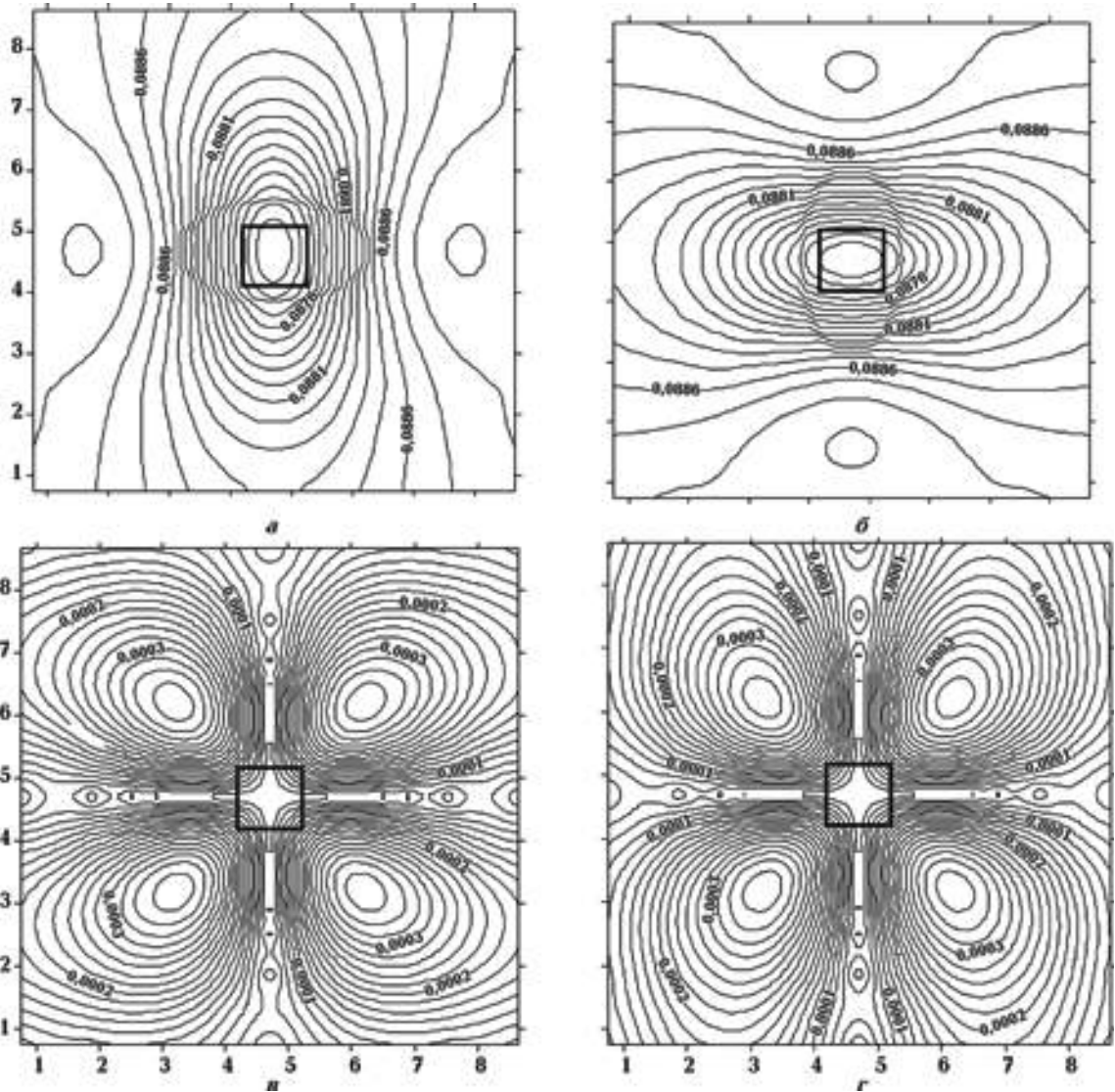


Рис. 1 Модель I (куб); $T = 1$ с. Изолинии параметров $|\zeta|$ и $|\xi|$: a — $|\zeta|$ для поляризации (ex, hy) ; b — $|\zeta|$ для поляризации (ey, hx) ; v — $|\xi|$ для поляризации (ex, hy) ; r — $|\xi|$ для поляризации (ey, hx) .

ральной части имеет место отражение влияния аномального магнитного поля $\|\mathbf{H}_\tau\|$ (рис. 2, r).

Для ey -поляризации картина отношения графика изолиний $|\zeta|$ с графиками норм электрической и магнитной компонент аналогична с точностью до поворота на 90° .

II. Два проводящих куба, идентичных модели I, разнесенные по оси Ox на 1000 м. Глубина до верхней кромки объекта и ρ_v идентичны модели I. Вычисления параметров $|\zeta|$ и $|\xi|$ произведены для двух поляризаций: (ex, hy) и (ey, hx) , $T = 1$ с.

Величина $|\xi|$ для обеих поляризаций, как и в предыдущей модели, в сотни раз меньше

значений величины $|\zeta|$. Для этого параметра также сохраняется четырехлепестковая форма графиков (рис. 3, $b-r$).

Изолинии параметра $|\zeta|$ для ex -поляризации фиксируют вполне различимую раздельность структур данного объекта — два минимума, соединенные перемычкой. Минимумы расположены близко к центру аномальных структур. Возможно, для иных значений периода T их положения могут фиксироваться более четко. Однако и это самое первое приближение показывает наличие двух структур.

Иная картина наблюдается для поляризации (ey, hx) (рис. 3, v). Группа объектов, рас-

положенных по оси OX , т. е. в направлении, совпадающем с направлением магнитного поля, проявляется как призма. Разделения объектов не зафиксировано.

III. Проводящая горизонтальная бесконечная призма (ограниченная пределами площади 10×10 км) с прямоугольным сечением: ширина 2000 м, мощность 1000 м. Она расположена в центре площади на глубине 4550 м от поверхности параллельно оси OY . Удельное сопротивление призмы $\rho_s = 1$ Ом · м, удельное сопротивление вмещающих пород $\rho_v = 1000$ Ом · м, $T = 1$ с.

Параметр $|\xi|$ для обеих поляризаций данной модели оказался неинформативным — “белый шум” незначительной амплитуды на всей площади, значения параметра $|\xi|$ в тысячи раз меньше значений $|\zeta|$ для этой модели. Графическое изображение параметра $|\xi|$ здесь не приводится.

В то же время график изолиний параметра $|\zeta|$ как для ex -, так и для ey -поляризаций позволяет уверенно фиксировать положение двумерного объекта — призмы. Минимум значений параметра расположен вдоль структуры в ее центральной части (рис. 4). Различие между параметрами $|\zeta|$ для двух поляризаций состоит в том, что значения $|\zeta|$ для варианта направления электрического поля по оси OY примерно в два раза меньше значений $|\zeta|$ для поляризации (ex, hy) в тех же точках плоскости.

Тангенциальные составляющие электромагнитных полей, формирующие скалярные импедансы $|\zeta|$ для обеих поляризаций, можно видеть на рис. 5 и 6. Для ex -поляризации график изолиний величины $\|E_\tau\|$ (см. рис. 5) по форме и значениям повторяет график изолиний модуля скалярного импеданса ζ для этой поляризации. Величина $\|H_\tau\|$ в этом случае пред-

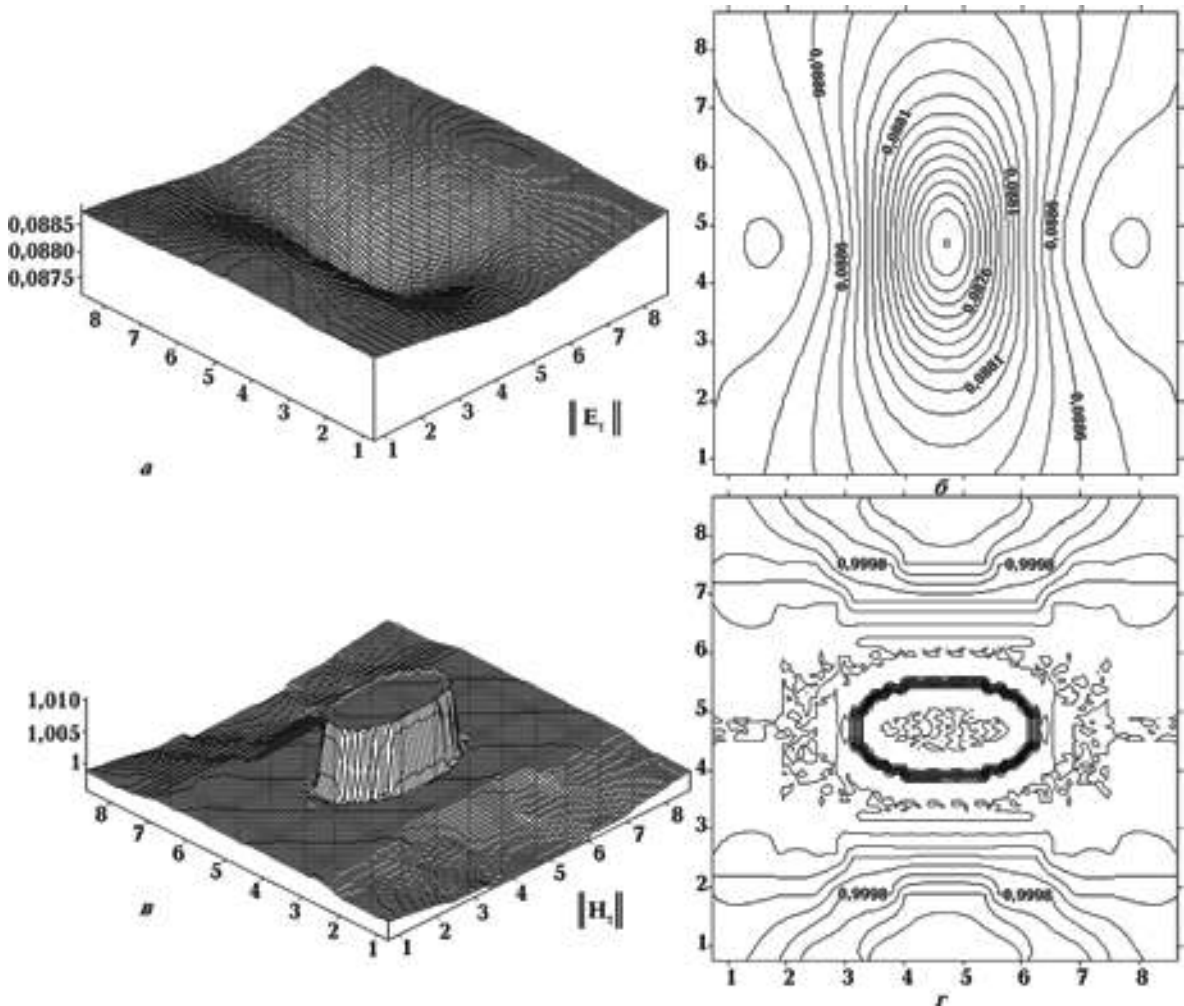


Рис. 2. Модель I (куб); $T = 1$ с. Графики изолиний $\|E_\tau\|$ (а, б) и $\|H_\tau\|$ (в, г) для поляризации (ex, hy).

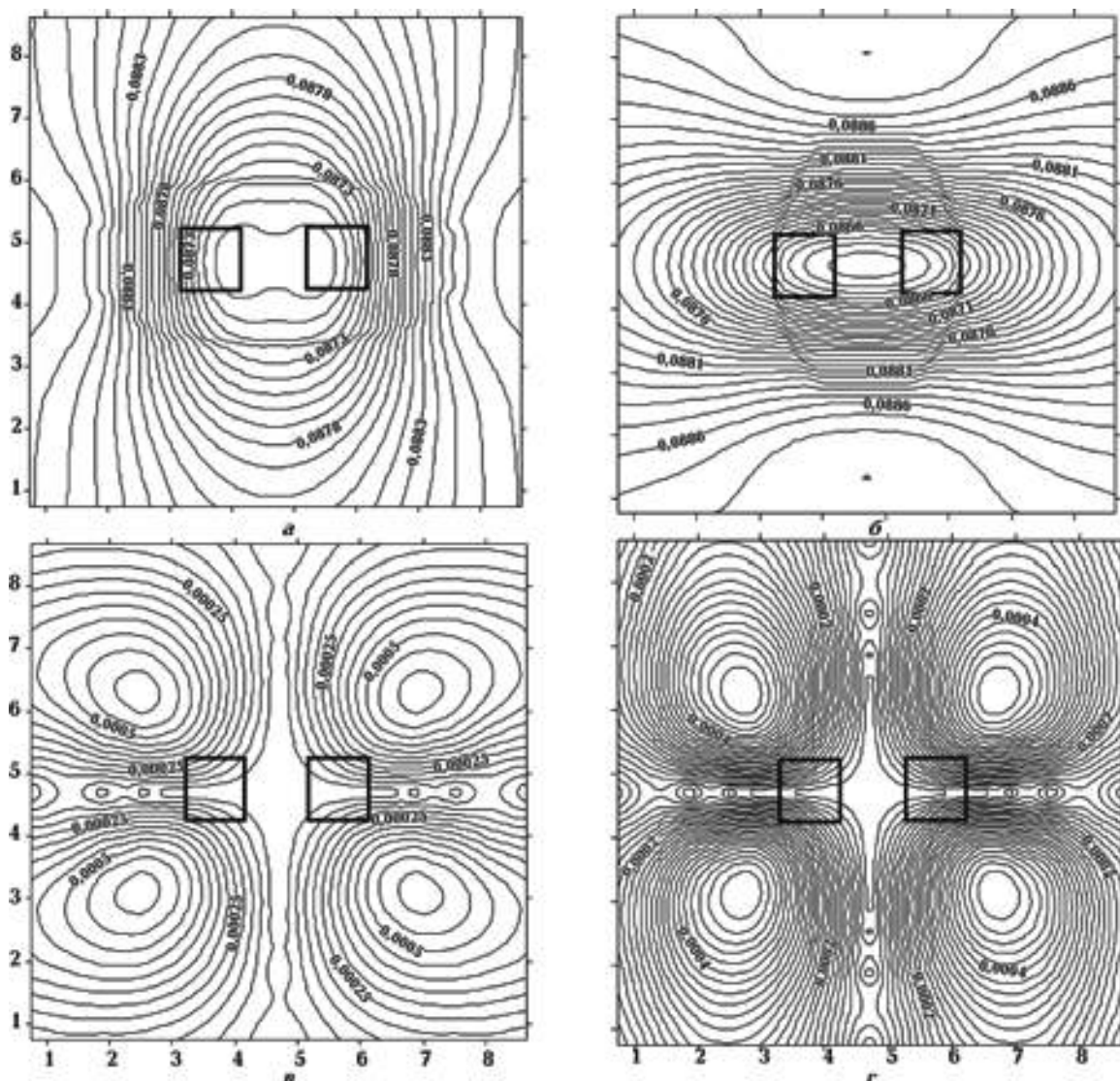


Рис. 3. Модель II (два куба на одном уровне); $T = 1$ с. Изолинии параметров $|\zeta|$ и $|\xi|$: $a, б$ — $|\zeta|$ для ex - и ey -поляризации соответственно; $в, г$ — $|\xi|$ для ex - и ey -поляризации.

сказуемо постоянна для всей площади наблюдения (в данном случае — моделирования) и для данного варианта задачи равна единице. Таким образом, для поляризации (ex, hy) в данной модели величина ζ полностью определяется аномальным полем \mathbf{E}_τ . В то же время для поляризации поля (ex, hy) значения $\|\mathbf{E}_\tau\|$ и $\|\mathbf{H}_\tau\|$ формируют продольные экстремумы над двумерной структурой — минимум для $\|\mathbf{E}_\tau\|$ и максимум для магнитного поля (см. рис. 6). Очевидно, форма и значения поля величины ζ для данной модели как электрической, так и магнитной поляризации определены тангенциальными составляющими МТ-поля.

Два следующих объекта будут рассмотрены совместно в силу их геометрической идентичности.

IV. Куб и горизонтальная призма 1. Модель является результатом комбинации моделей I и III. На глубине 2550 м от поверхности расположен куб (модель I), под ним на глубине 4550 м от поверхности расположена горизонтальная призма (модель III). Расстояние от нижней грани куба до поверхности призмы 1000 м. Удельное сопротивление куба и призмы идентичны и составляют 1 Ом · м, удельное сопротивление вмещающих пород $\rho_v = 1000$ Ом · м, $T = 1$ с.

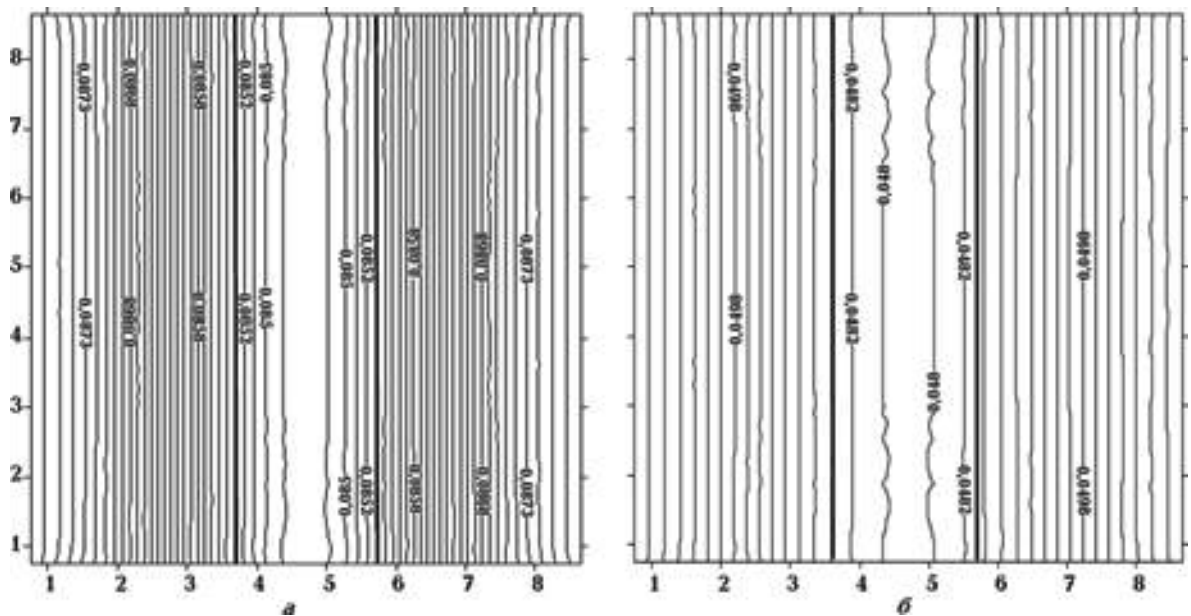


Рис. 4. Модель III (двумерная призма); $T = 1$ с. Графики изолиний параметра $|\zeta|$:
 а — для ex -поляризации; б — для ey -поляризации.

V. Куб и горизонтальная призма 2. Конфигурация модели идентична модели IV, отличие состоит только в значении удельного сопротивления призмы — $\rho_s = 50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, т. е. увеличено относительно модели IV и рассмотренной выше модели III. В данном объекте проводимость более глубинного тела ниже, чем проводимость вышележащего куба, $T = 1$ с.

Вначале следует отметить, что графики изолиний параметра $|\xi|$ моделей IV и V для обо-

их вариантов поляризации поля идентичны по форме четырехлепестковым структурам параметра $|\xi|$ для куба (см. рис. 1, б—г). Их значения в тех же точках плоскости на порядок ниже значений параметра $|\xi|$ для модели I. Учитывая тот факт, что параметр $|\xi|$ для двумерной структуры III представляет "белый шум" сравнительно малых значений, можно утверждать, что скалярный импеданс ξ для комбинированных структур IV и V определяется толь-

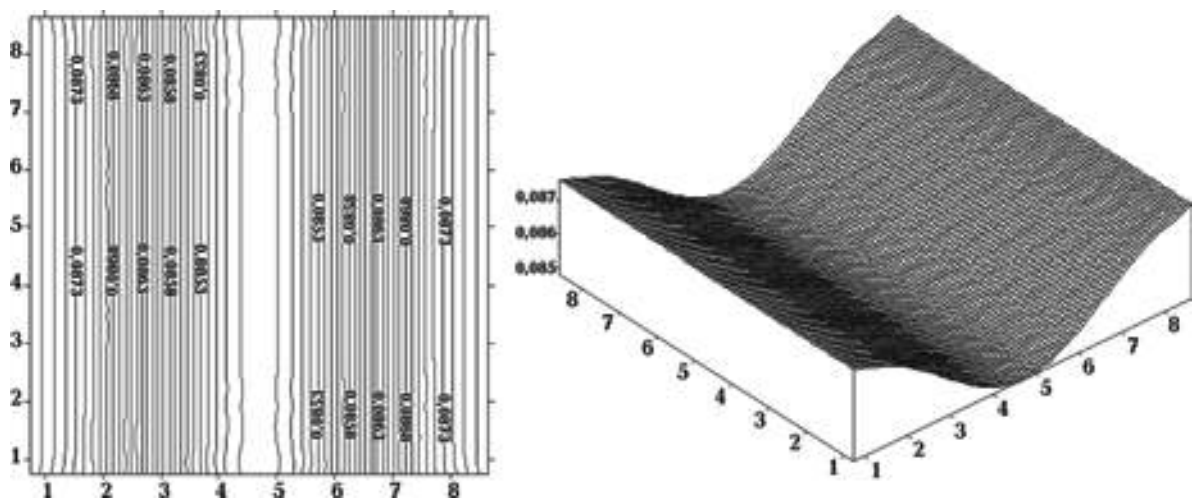


Рис. 5. Модель III (двумерная призма); $T = 1$ с. Изолинии значений $\|E_t\|$ для поляризации (ex, hy) .

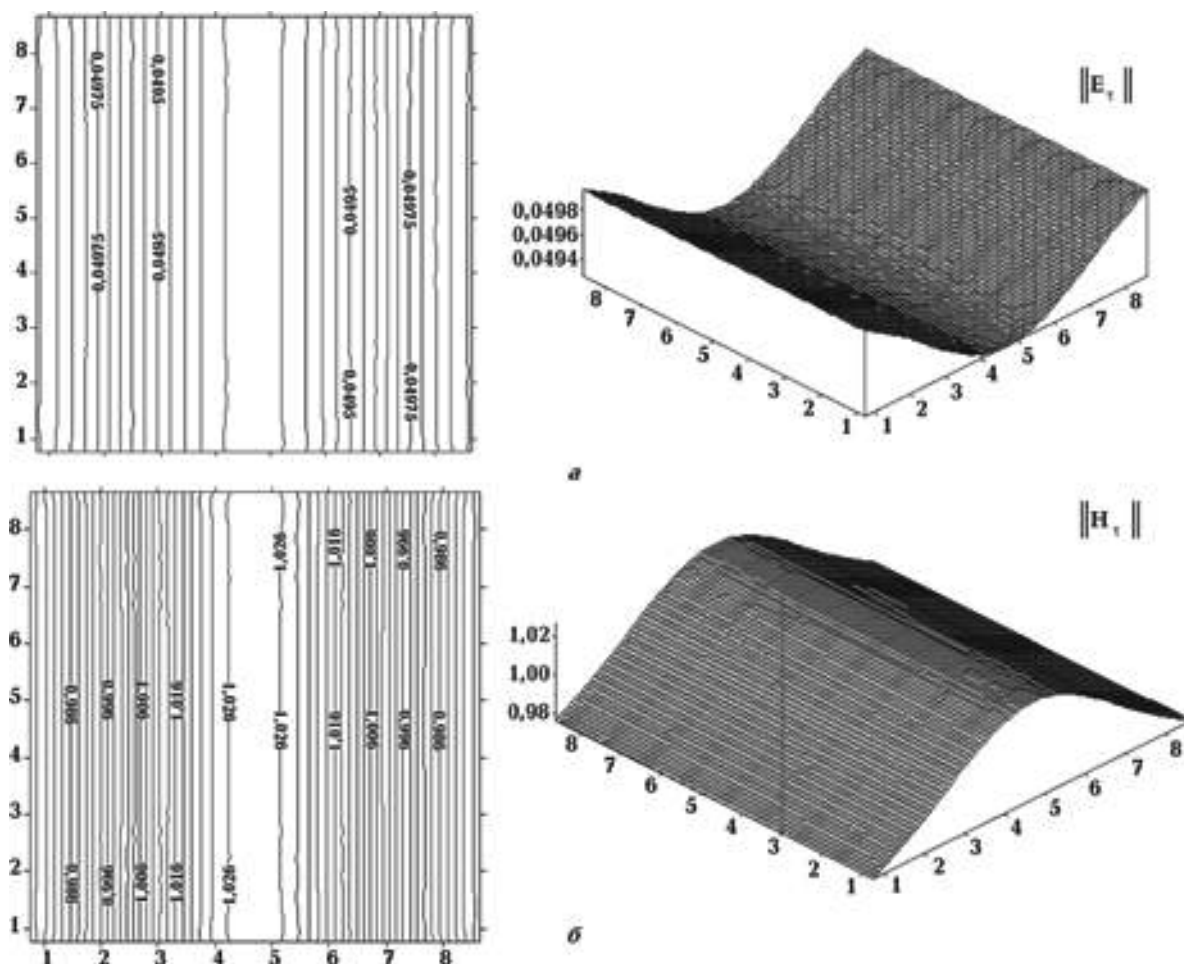


Рис. 6. Модель III (двумерная призма); $T = 1$ с. Графики изолиний значений $\| \mathbf{E}_t \|$ (а) и $\| \mathbf{H}_t \|$ (б).

ко эффектом проводящего куба. Значения $|\xi|$ для моделей IV и V на три-четыре порядка ниже значений параметра $|\zeta|$ для этих моделей.

Для параметра $|\zeta|$ варианта поляризации (ey, hx) моделей IV и V характерен локальный минимум над областью нахождения куба на фоне глобального минимума над двумерной структурой (рис. 7, а, б). Можно сказать, что значения параметра $|\zeta|$ в данном случае буквально "рисуют" структуру нижнего полупространства. Следует отметить также равенство значений этого параметра для обеих моделей (с точностью до 1%). На "крыльях" прогиба параметра $|\zeta|$ эти значения равны соответствующим значениям для единичной двумерной призмы (см. рис. 4, а). Следовательно, увеличение удельного сопротивления двумерной призмы не отразилось на параметре $|\zeta|$ для варианта поляризации (ex, hy) .

Иную ситуацию демонстрирует график изолиний параметра $|\zeta|$ моделей IV и V для ey -

поляризации (см. рис. 7, б, 8, б). Для модели IV характерно уменьшение значений модуля скалярного импеданса ζ при ey -поляризации по сравнению с поляризацией (ex, hy) примерно вдвое — как и для "чистой" двумерной модели III. Так же, как и для поляризации (ex, hy) поле значений $|\zeta|$ для модели IV ey -поляризации демонстрирует локальный минимум, отмечающий положение куба. Однако при увеличении удельного сопротивления двумерной структуры до $50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ (модель V) значения $|\zeta|$ возрастают и эффект проводящего куба усиливается (см. рис. 8, б).

Вероятно, практически отсутствующее влияние увеличения удельного сопротивления двумерной структуры для ex -поляризации в комбинированных объектах IV и V можно объяснить тем, что магнитное поле при ex -поляризации для двумерной структуры, направленной по оси OY , постоянно (в данном случае $\| \mathbf{H}_t \| = 1,0$) и не влияет на формирование значений

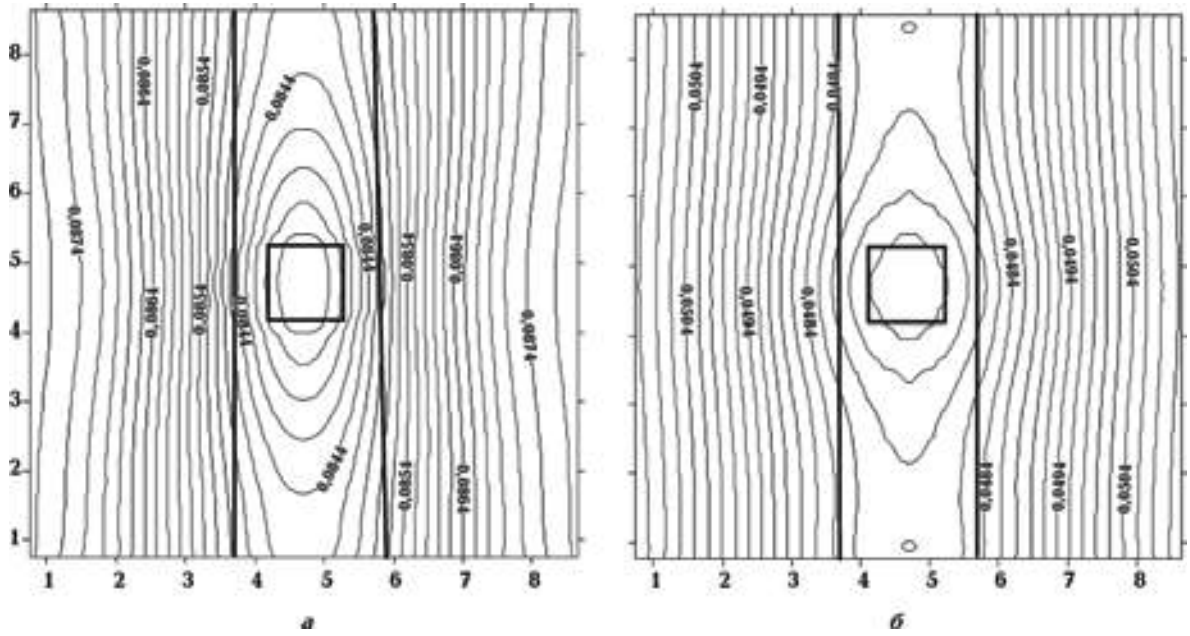


Рис. 7. Модель IV (куб + двумерная призма); $T = 1$ с, $\rho_k = \rho_p = 1$ Ом · м. Графики изолиний $|\zeta|$ для e_x -поляризации (а); для e_y -поляризации (б).

параметра $|\zeta|$. А для e_y -поляризации падающей плоской волны магнитная составляющая направлена вкост простираения двумерной призмы и аномальное магнитное поле существенно влияет на величину скалярного импеданса ζ .

VI. Г-образная структура с верхней и нижней гранями, параллельными поверхности наблюдения мощностью 500 м, расположена на глубине 1000 м от поверхности. Удельное сопротивление объекта 10 Ом · м, удельное со-

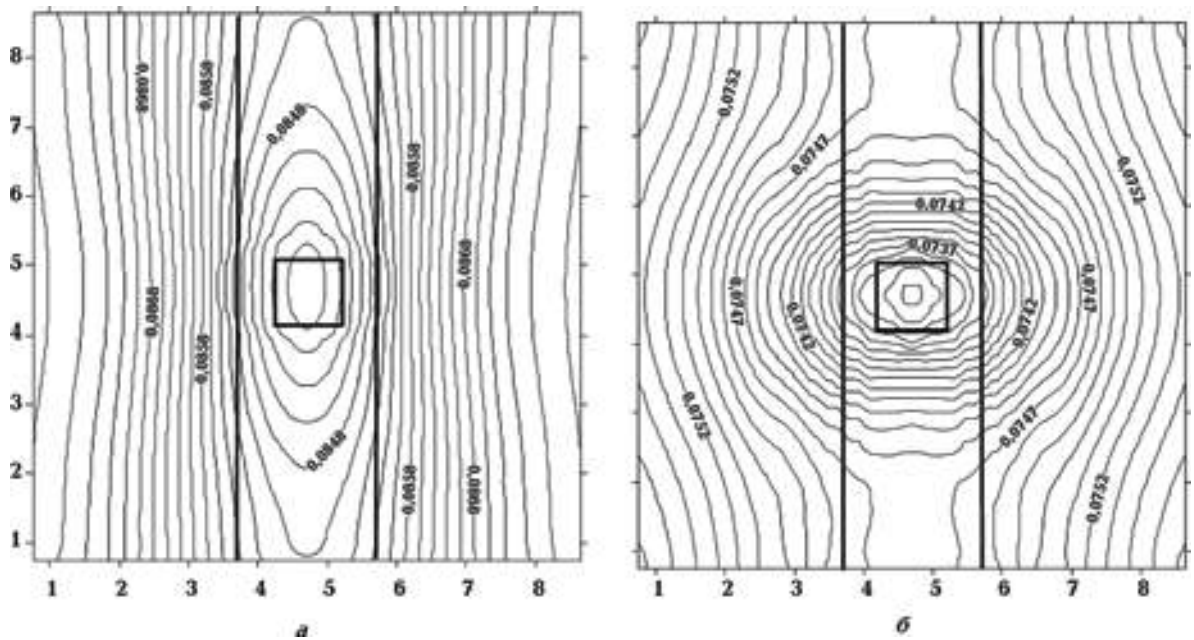


Рис. 8. Модель V (куб + двумерная призма); $T = 1$ с, $\rho_k = 1$ Ом · м; $\rho_p = 50$ Ом · м. Графики изолиний $|\zeta|$ для e_x -поляризации (а); для e_y -поляризации (б).

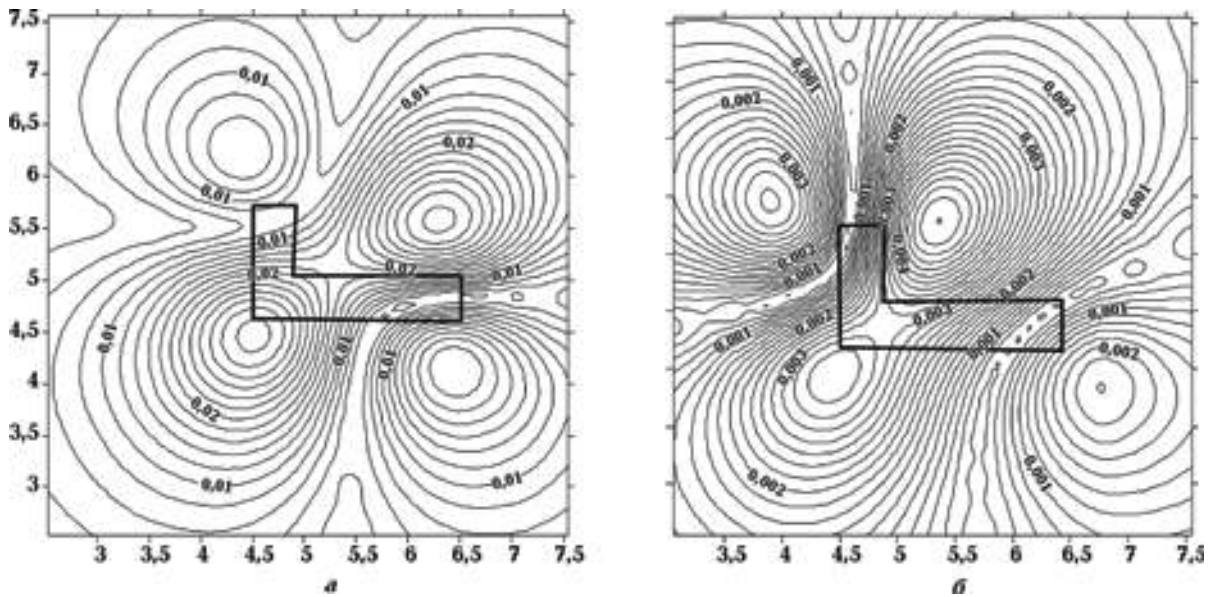


Рис. 9. Модель VI ("угол"); $T = 0,01$ с. Графики изолиний $|\xi|$ для ex -поляризации (а); для ey -поляризации (б).

противление вмещающих пород $\rho_v = 1000$ Ом·м. Внешние границы Г-образной структуры (в горизонтальной плоскости) можно ограничить прямоугольником 2000×1100 м. Более длинная сторона параллельна оси OX , $T = 0,01$ с.

Карта изолиний параметра $|\xi|$ для низкоомной асимметричной структуры представля-

ет собой четырехлепестковую структуру, аналогичную графику изолиний $|\xi|$ для куба (см. рис. 1), однако не симметричную, а "сплюсненную" (рис. 9). Абсолютные значения этой величины для ex -поляризации в сравнении со значениями параметра $|\xi|$ этой модели только в десятки (а не в сотни и тысячи, как для других

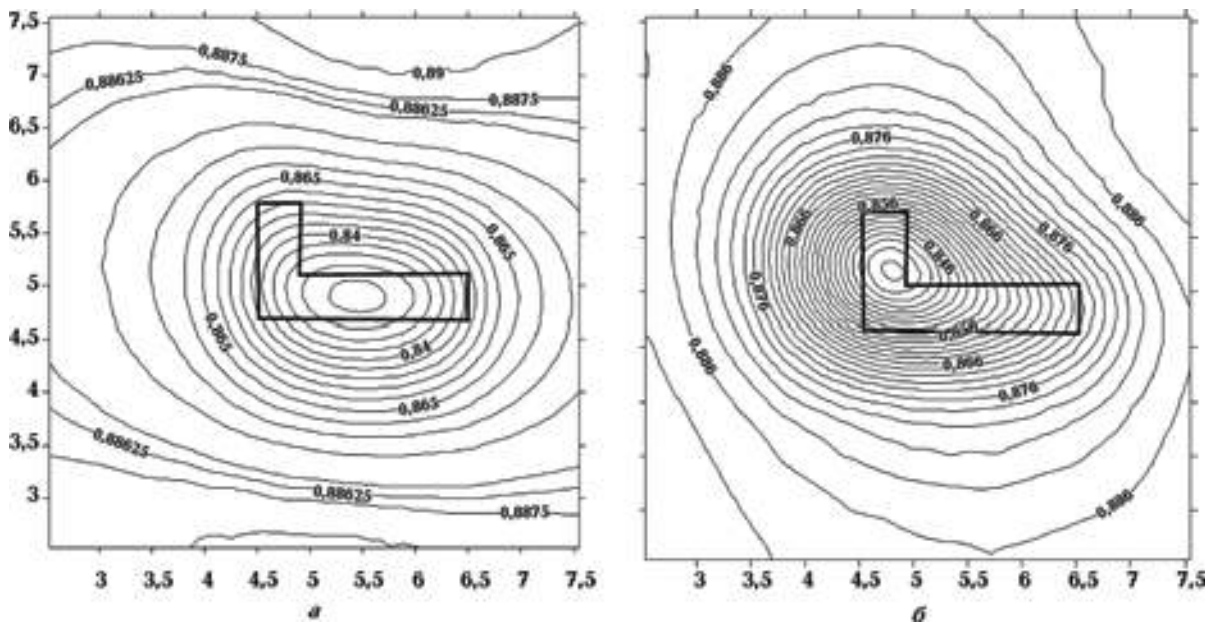


Рис. 10. Модель VI ("угол"); $T = 0,01$ с. Графики изолиний параметра $|\zeta|$: а — для ex -поляризации; б — для ey -поляризации.

моделей) раз меньше (рис. 9, а, 10, а) — возможно, параметр ξ уже нельзя было бы рассматривать как нулевой и говорить об ортогональности векторов \mathbf{E}_τ и \mathbf{H}_τ для данного варианта. Как для варианта (ex, hy) , так и для (ey, hx) форма кривых $|\xi|$ соответствует асимметрии объекта, но не характеризует его форму. А вот графики изолиний модуля скалярного импеданса ζ в определенной мере оконтуривают форму модели, особенно для ey -поляризации (см. рис. 10), когда магнитное поле направлено параллельно длинной грани структуры.

Если взглянуть на графики изолиний норм векторов \mathbf{E}_τ и \mathbf{H}_τ данной модели для обеих поляризации (рис. 11, 12), ни один из графиков этих величин в отдельности не будет характеризовать форму объекта. Они отражают только соотношение проводящих свойств структуры и среды — уменьшение $\|\mathbf{E}_\tau\|$ и увеличение $\|\mathbf{H}_\tau\|$ над низкоомным объектом в непроводящей среде.

Выводы. Основным результатом проведенного здесь обзора является утверждение, что модули значений скалярных импедансов $|\xi|$ и $|\zeta|$ для данной группы моделей вполне удовлетворительно отражают геометрию и электропроводность модельных объектов, их графики логически объяснимы, а реакция на изменение параметров модели предсказуемо отражается в результатах геометрических построений. В поле изолиний параметров $|\xi|$ и $|\zeta|$ модельные объекты вполне "узнаваемы". Очевидно, представленные здесь модельные объекты являются идеальными, однако они будут базовыми для создания в дальнейшем более реалистичных моделей среды. Выводы относительно свойств скалярных импедансов, сделанные для данных моделей, будут полезны при изучении возможностей использования этих параметров как для усложненных модельных, так и для реальных примеров среды при магнитотеллурических исследованиях.

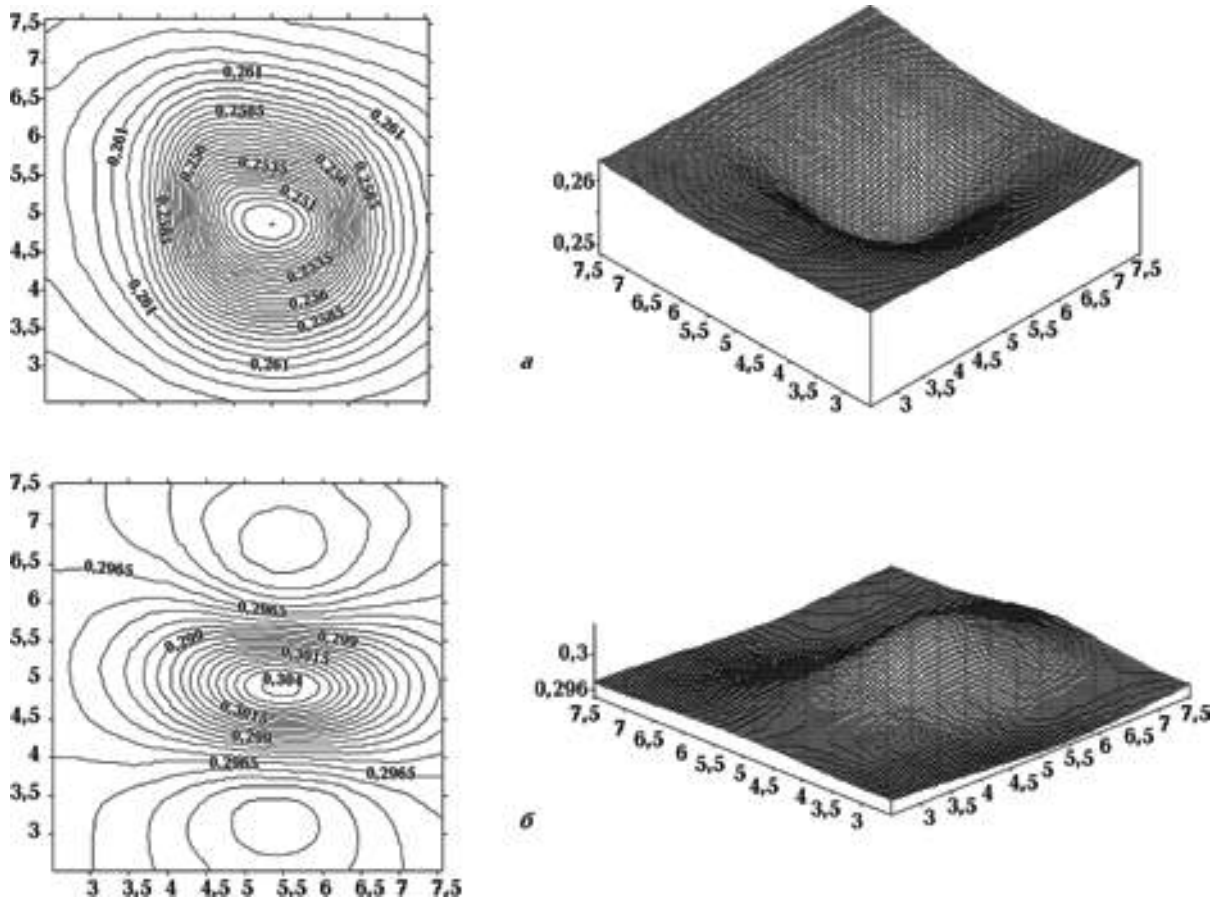


Рис. 11. Модель VI ("угол"); $T=0,01$ с. Графики изолиний $\|\mathbf{E}_\tau\|$ (а) и $\|\mathbf{H}_\tau\|$ (б) для поляризации (ex, hy) .

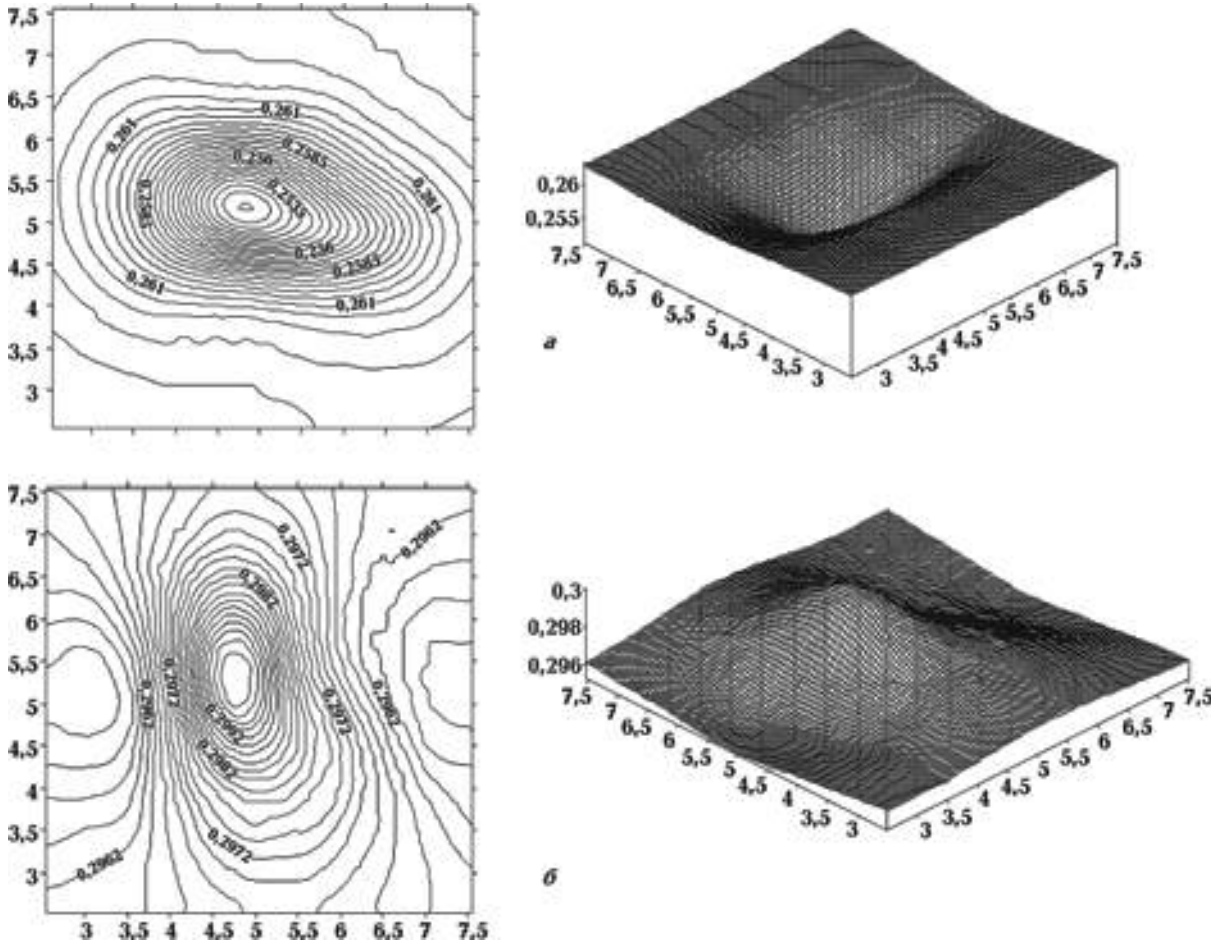


Рис. 12. Модель VI ("угол"); $T = 0,01$ с. Графики изолиний $\| \mathbf{E}_\tau \|$ (а) и $\| \mathbf{H}_\tau \|$ (б) для поляризации (e_y, h_x) .

Автор выражает искреннюю благодарность г-ру геол. наук Т. К. Бурахович за возможность использования программы трехмерного моделирования и плодотворное обсуждение результатов.

Список литературы

- Бергичевский М.Н., Дмитриев В.И. Модели и методы магнитотеллурики. Москва: Научн. мир, 2009. 680 с.
- Бурахович Т.К., Тонковид Е.М. Частотные характеристики аномального поля геомагнитных вариаций в условиях трехмерной геоэлектрической среды. *Геофиз. журн.* 2005. Т. 27. № 4. С. 646—654.
- Причепий Т.И. Зависимость скалярных импедансов от азимута комплексного вектора магнитного поля. *Геофиз. журн.* 2012. Т. 34. № 3. С. 129—136.
- Причепий Т.И. Определение параметров импедансного типа по значениям. *Геофиз. журн.* 2006. Т. 28. № 1. С. 121—129.
- Причепий Т.И. Скалярные импедансы как функции линейной поляризации магнитного поля. *Геофиз. журн.* 2010. Т. 32. № 3. С. 93—105.
- Шуман В.Н. Магнитотеллурический импеданс: фундаментальные модели и возможности их обобщения. *Геофиз. журн.* 2010. Т. 32. № 3. С. 18—28.
- Шуман В.Н. Методы и модели электромагнитных зондирующих систем: состояние, ограничения и новые возможности. *Геофиз. журн.* 2006. Т. 28. № 1. С. 17—30.

- Шуман В.Н. Точные поверхностные условия импедансного типа в обратных задачах магнитотеллурического и магнитовариационного зондирования. *Геофиз. журн.* 2004. Т. 26. № 5. С. 39—49.
- Aboul-Atta O.A., Boerner W.M., 1975. Vectorial Impedance Identity for the Natural Dependence of Harmonic Fields on Closed Boundaries. *Canadian. Phys.* 53 (15), 1404—1407.
- Mackie R.L., Smith J.T., Madden T.R., 1994. Three dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: the magnetotelluric example. *Radio Sci.* 29, 923—935.

Vizualizing of MTS data by the method of scalar impedances for numerical models of elementary conducting structures

© T.I. Prychepiy, 2014

The work is devoted to the analysis of a possibility and traits of use of the method of scalar impedances for the purpose of visualizing the results of MTS. It is made by the example of a number of elementary structures, for which the values of anomalously electromagnetic field was calculated by the program of 3D modeling. Graphic equivalents of modules of scalar parameters of impedance type $|\xi|$ and $|\zeta|$, designed for the given models are resulted, their characteristic features for various types of conducting structures are considered.

Key words: Magnetotelluric sounding, visualization, 3D modeling, scalar impedance, conductive structures.

References

- Berdichevsky M.N., Dmitriev V.I., 2009. Models and Methods of Magnetotellurics. Moscow: Nauchnyj mir, 680 p. (in Russian).
- Burahovich T.K., Tonkovid E.M., 2005. Frequency characteristics of anomalous field geomagnetic variations in the conditions of three-dimensional geoelectric medium. *Geofizicheskij zhurnal* 27 (4), 646—654 (in Russian).
- Prychepiy T.I., 2012. Dependence of scalar impedance on the azimuth of complex vector of magnetic field. *Geofizicheskij zhurnal* 34 (3), 129—136 (in Russian).
- Prychepiy T.I., 2006. Determination of impedance type parameters by electromagnetic field values. *Geofizicheskij zhurnal* 28 (1), 121—129 (in Russian).
- Prychepiy T.I., 2010. Scalar parameters of impedance type as a function of magnetic field polarization. *Geofizicheskij zhurnal* 32 (3), 93—105 (in Russian).
- Shuman V.N., 2010. Magneto-telluric impedance: fundamental models and possibilities of their generalization. *Geofizicheskij zhurnal* 32 (3), 18—28 (in Russian).
- Shuman V.N., 2006. Methods and models of electromagnetic sounding systems: state, limitations and new abilities. *Geofizicheskij zhurnal* 28 (1), 17—30 (in Russian).
- Shuman V.N., 2004. Exact boundary conditions of the impedance type in inverse problems of magnetotelluric and magnetovariation sounding. *Geofizicheskij zhurnal* 26 (5), 39—49 (in Russian).
- Aboul-Atta O.A., Boerner W.M., 1975. Vectorial Impedance Identity for the Natural Dependence of Harmonic Fields on Closed Boundaries. *Canadian. Phys.* 53 (15), 1404—1407.
- Mackie R.L., Smith J.T., Madden T.R., 1994. Three dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: the magnetotelluric example. *Radio Sci.* 29, 923—935.