

Секция №2, устный

УДК 550.386 + 551.594

## МОДЕЛИ ГАЛЬВАНИЧЕСКИХ И ИНДУКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Плоткин В.В.

Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН, Новосибирск,

Получены аналитические модели влияния приповерхностных и трехмерных неоднородностей при магнитотеллурическом зондировании. Приповерхностные неоднородности электропроводности учтены в приближении тонкой проводящей пленки с латеральной зависимостью суммарной продольной проводимости и поперечного сопротивления. Учтено возбуждение ТМ-моды в подстилающем слоистом проводящем полупространстве. Выявлена синфазность первичного и возбуждаемого электростатического поля. Представлена функция чувствительности и проведены численные эксперименты по определению кажущегося сопротивления трехмерно неоднородной среды с помощью алгоритма, основанного на методе Треффца. Показано, что алгоритм позволяет эффективно учитывать искажения кривых при магнитотеллурическом зондировании.

*Ключевые слова:* Магнитотеллурическое зондирование, гальванические и индукционные искажения, приповерхностные и трехмерные неоднородности, кажущееся сопротивление

Для практики магнитотеллурического зондирования (МТЗ) нужны методы учета индукционных и гальванических искажений кривых в сложных геологических условиях. Гальванические эффекты вызваны появлением в неоднородной среде добавочных электрических зарядов, а индукционные — перераспределением токов. Указанные искажения кривых МТЗ по сути обусловлены нелокальностью электромагнитного отклика зондируемой среды - зависимостью поля в пункте зондирования от всей прилегающей области среды с характерными размерами порядка нескольких толщин скин-слоя на частоте зондирования. При анализе искажений поля можно учесть его диффузионный характер.

Рассмотрим простую модель, когда горизонтально слоистая среда включает локализованные возмущения, которые можно описать с помощью дельта-функций:

$$\sigma'(x, y, z) = \sigma_1 \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z'), \quad \sigma_1 = \int \sigma'(x, y, z) dV,$$

где по порядку величины  $\sigma_1 \sim \delta\sigma \cdot L^3$ ,  $\delta\sigma$  и  $L$  - характерные амплитуда и размер неоднородности. Фактически в этом случае определяется функция чувствительности для МТЗ по отношению к трехмерным возмущениям среды. Используя метод возмущений и двумерное Фурье разложение, для амплитуд пространственных гармоник  $\mathbf{e}_{x,y}^{(1)}(z)$  поля первого приближения  $\mathbf{E}_{x,y}^{(1)}(x, y, z)$  получим следующие уравнения (при возбуждении среды вертикально падающей на нее плоской волной  $\sim e^{i\omega t}$ , ось  $OZ$  направлена вертикально вниз):

$$\frac{d^2 \mathbf{e}_{x,y}^{(1)}}{dz^2} - k_n^{\pm 2} \mathbf{e}_{x,y}^{(1)} = \frac{i\omega\mu_0 \sigma_1}{8\pi^2} e^{-ik_x x' - ik_y y'} \delta(z - z') \mathbf{E}_{x,y}^{(0)}(z'), \quad k_n^{\pm} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + i\mu_0 \omega \sigma_n^{\pm}},$$

где  $\sigma_n^{\pm}$  - значение электропроводности в  $n$ -слое среды ниже (+) и выше (-) возмущения,  $\mathbf{E}_{x,y}^{(0)}(z')$  - компоненты поля нулевого приближения в рассматриваемой плоскостростистой среде на глубине локализации возмущения. Воспользовавшись приведенными импедансными отношениями для ТЕ-моды [1] и слоев среды ниже (+) и выше (-) возмущения

$$R^{\pm} = \pm \operatorname{cth} \left\{ k_1^{\pm} h_1^{\pm} + \operatorname{arch} \left[ \frac{k_1^{\pm}}{k_2^{\pm}} \operatorname{cth} \left( k_2^{\pm} h_2^{\pm} + \dots \operatorname{arch} \frac{k_{N_{\pm}-1}^{\pm}}{k_{N_{\pm}}^{\pm}} \right) \right] \right\},$$

и пренебрегая отражениями от поверхности  $z = 0$ , для искомым амплитуд получим выражение:

$$\mathbf{e}_{x,y}^{(1)}(z') = - \frac{2R^+ R^-}{k_1^+ R^- - k_1^- R^+} \frac{i\omega\mu_0 \sigma_1}{8\pi^2} e^{-ik_x x' - ik_y y'} \mathbf{E}_{x,y}^{(0)}(z').$$

Далее необходимо учесть связь полей на уровне возмущения с их значениями на земной поверхности, которая выражается достаточно громоздкими формулами. Поэтому приведем здесь окончательные выражения для поля лишь в простом случае возмущения однородной среды:

$$\mathbf{E}_{x,y}^{(1)}(x, y, z) = -\mathbf{E}_{0x,0y} e^{-k_0 z'} \frac{i\omega\mu_0 \sigma_1 e^{-k_0 \sqrt{r_0^2 + (z-z')^2}}}{4\pi \sqrt{r_0^2 + (z-z')^2}}, \quad k_0 = \sqrt{i\omega\mu\sigma_0}, \quad \text{Re}(k_0) > 0,$$

$$\mathbf{H}_{y,x}^{(1)}(x, y, 0) = \mp \mathbf{E}_{0x,0y} e^{-k_0 z'} \frac{\sigma_1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z'} \frac{e^{-k_0 \sqrt{r_0^2 + z'^2}}}{\sqrt{r_0^2 + z'^2}}, \quad r_0^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2.$$

Здесь  $\mathbf{E}_{0x,0y}$  - амплитуды плоских волн, вертикально падающих на среду и возбуждающих ее. Интересно отметить, что электрическое поле первого приближения в рассматриваемом случае представляет собой сферическую волну, исходящую из точки локализации неоднородности и затухающую в среде на расстояниях порядка толщины скин-слоя от центра неоднородности. Понятно, что удаленные неоднородности вносят меньший вклад в значения компонент поля в пункте измерений.

Рассмотренные возмущения электрического поля носят индукционный характер, и по величине они пропорциональны частоте. При понижении частоты их амплитуда стремится к нулю. В то же время толщина скин-слоя на больших временных периодах неограниченно возрастает, и необходим учет все более далеких неоднородностей. С другой стороны это означает, что если толщина скин-слоя существенно больше размера неоднородности, поле первого приближения становится потенциальным и подчиняется другому уравнению, вытекающему из уравнений Максвелла

$$\text{div } \mathbf{j} = 0 \rightarrow \sigma_0 \nabla (\mathbf{E}^{(1)}(x, y, z)) = -(\mathbf{E}^{(0)} \nabla) \sigma'(x, y, z),$$

где  $\sigma_0$  - электропроводность слоя, в котором локализуется неоднородность. Используя двумерное Фурье разложение, для поля первого приближения в этом случае получим:

$$\mathbf{E}^{(1)}(x, y, z) = \frac{\sigma_1}{4\sigma_0} \left[ \frac{\mathbf{E}^{(0)}}{r^3} - \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{E}^{(0)} \mathbf{r})}{r^5} \right], \quad \mathbf{r} = (x-x', y-y', z-z'),$$

где  $\mathbf{E}^{(0)}(z')$  - поле нулевого приближения на глубине локализации возмущения. Как видно, поле первого приближения не зависит от частоты, описывает гальванические возмущения и является дипольным. Следует помнить, что это так лишь на низких частотах и в тех слоях среды, где выполнено условие - размеры неоднородности малы в сравнении с толщиной скин-слоя при всех значениях электропроводности в этих слоях.

Выше для описания гальванических искажений использовался метод возмущений. Если возникающие в неоднородной среде заряды приводят к гальваническим полям, сравнимым с первичным полем, возбуждающим среду, нужно учитывать также их влияние на перераспределение зарядов:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \left\{ [\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \frac{\nabla \sigma(\mathbf{r}')}{\sigma(\mathbf{r}')} \right\} \frac{\mathbf{R}}{R^3} dV', \quad \mathbf{R} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}.$$

Если среда в целом горизонтально слоистая, и неоднородности сосредоточены в тонкой в сравнении с толщиной скин-слоя пленке, то после интегрирования по оси  $OZ$  для горизонтальных компонент электрического поля  $\mathbf{E}_\perp(x, y)$  в пленке справедливо уравнение:

$$\mathbf{E}_\perp(x, y) = \frac{1}{4\pi} \int \left\{ [\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_\perp(x', y')] \frac{\nabla_\perp S(x', y')}{S(x', y')} \sqrt{S(x', y') T(x', y')} \right. \\ \left. + \mathbf{E}_{z-}(x', y') - \mathbf{E}_{z+}(x', y') \right\} \frac{\mathbf{R}_\perp}{R_\perp^3} dx' dy', \quad \mathbf{R}_\perp = \{x' - x, y' - y\},$$

где  $\mathbf{E}_{z-}(x', y')$  и  $\mathbf{E}_{z+}(x', y')$  - вертикальные компоненты электрического поля на верхней и нижней поверхности пленки соответственно, суммарная продольная проводимость пленки  $S(x, y)$ , ее поперечное сопротивление  $T(x, y)$  и толщина  $h = \sqrt{ST}$ . Разрыв вертикальных компонент

электрического поля обусловлен зарядами, появляющимися в неоднородной пленке. Используя двумерное Фурье разложение и представление для неоднородностей пленки в виде:

$$\frac{\nabla_{\perp} S}{S} \sqrt{ST}(x, y) = \int \mathbf{f}(k_x, k_y) \exp(ik_x x + ik_y y) dk_x dk_y,$$

$$\mathbf{f}(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int \frac{\nabla_{\perp} S}{S} \sqrt{ST}(x, y) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy,$$

получим уравнение для пространственных гармоник  $\mathbf{e}_{x,y}^{(1)}(z)$  поля  $\mathbf{E}_{\perp}(x, y)$  в пленке в виде:

$$\mathbf{E}_0 \mathbf{f}(k_x, k_y) + \left( \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_1} R^* - \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \right) e^{(1)}(k_x, k_y) + \int \mathbf{f}(\xi) i(\mathbf{k} - \xi) e^{(1)}(\mathbf{k} - \xi) d\xi_x d\xi_y = 0,$$

$$R^* = \text{cth} \left\{ k_1 h_1 + \text{arcth} \left[ \frac{k_1 \sigma_2}{k_2 \sigma_1} \text{cth} \left( k_2 h_2 + \dots \text{arcth} \frac{k_{N-1} \sigma_N}{k_N \sigma_{N-1}} \right) \right] \right\}, \quad \mathbf{e}_{x,y}^{(1)}(z) = i \mathbf{k}_{x,y} e^{(1)}(k_x, k_y).$$

Здесь используется приведенное импедансное соотношение для вертикальной компоненты электрического поля в плоскостройной среде ниже пленки на поверхности слоистой среды.

Пусть неоднородности пленки имеют вид одной вещественной пространственной гармоники:

$$\frac{\nabla_{\perp} S}{S} \sqrt{ST}(x, y) = \mathbf{F} \left[ e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + e^{-i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} \right], \quad \mathbf{f}(k_x, k_y) = \mathbf{F} \left[ \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) + \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0) \right],$$

где  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{F}$  - постоянные вещественные вектора,  $\mathbf{r} = \{x, y\}$  и  $\delta(\mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0)$  - дельта функция. Тогда:

$$\mathbf{E}_{\perp}(\vec{r}) = \frac{\mathbf{k}_0(\mathbf{k}_0 \mathbf{E}_0)}{k_0^2} \frac{2 \text{Im} \beta}{1 + 2|\beta|^2} \left\{ (1 + |\beta|^2) \sin \mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \text{Im} \beta \cos 2\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - |\beta|^2 \cos 3\mathbf{k}_0 \mathbf{r} \right\}, \quad \beta = i \frac{h k_0 / 2}{R^* - 1}.$$

Здесь  $S(x, y) = S_0 \exp(\sin \mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ ,  $\mathbf{F} = h \mathbf{k}_0 / 2$  и  $h = \text{const}$  - толщина пленки. Поле определяется величиной приведенного импеданса полупространства под пленкой и отношением толщины пленки к характерному горизонтальному размеру неоднородностей, не зависит от средней электропроводности пленки.

Представленные аналитические выражения для индукционных и гальванических эффектов помогают понять особенности возмущений МТ кривых и природу нелокальности электромагнитного отклика. Для практики МТЗ важно создать алгоритмы учета нелокальности отклика поля, требующие минимальных затрат и изменений существующих методик и аппаратуры для эксперимента. Важной особенностью МТ поля является его диффузионный характер. Это открывает возможность для проведения синхронной регистрации и последующего анализа МТ поля в ограниченной области на поверхности зондируемой среды. Как было видно, на величинах компонент поля в точке их регистрации существенно сказывается лишь обстановка в окрестности порядка толщины скин-слоя на частоте зондирования. Это означает, что при инверсии данных и решении обратной задачи достаточно варьировать электропроводность лишь в указанной окрестности. Поэтому можно снизить требования к необходимым вычислительным ресурсам и повысить быстродействие алгоритма обработки магнитотеллурических данных для сложных геологических условий. По существу, задача заключается в устранении эквивалентности глубинного и латерального распределений электропроводности вблизи точки зондирования. В зависимости от сложности геологических условий можно пытаться решать ее с использованием одной или нескольких синхронно работающих станций. Для проверки этих предположений были проведены численные эксперименты. При расчетах электромагнитного поля использовался метод Треффца [2].

В качестве примера рассмотрим случаи зондирования 3-D неоднородной среды с двумя слоями пониженного сопротивления, изменяющимися вдоль латеральных координат. Расчетная область представлена совокупностью нескольких конечных элементов в виде параллелепипедов, в которых среда однородна. Вследствие затухания электромагнитного поля в проводящей среде на его величину в точке зондирования влияет лишь ограниченный прилегающий объем среды с размерами порядка толщины скин-слоя. Для ускорения расчетов при интерпретации магнитотеллурических данных можно применить поэтапный подход, при котором указанный объем последовательно заменяется совокупностью возрастающего количества параллелепипедов. Минимальное количество параллелепипедов в горизонтальной плоскости 9 (рис. 1а). Использованные глубинные профили

сопротивления в каждом из 9 столбов параллелепипедов показаны на рис. 1б. Рассчитанные кажущиеся сопротивления  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{yx}$  для этого случая показаны на рис. 1в. Дополнительно можно учитывать тонкие в сравнении с толщиной скин-слоя поверхностные неоднородности, ответственные за гальванические эффекты - смещение кривых МТЗ по оси сопротивлений. Результаты численных расчетов кажущихся сопротивлений  $\rho_{xy}$  и  $\rho_{yx}$  для всех областей 1-9 этой же среды с добавленным тонким неоднородным поверхностным слоем показаны на рис. 1г.

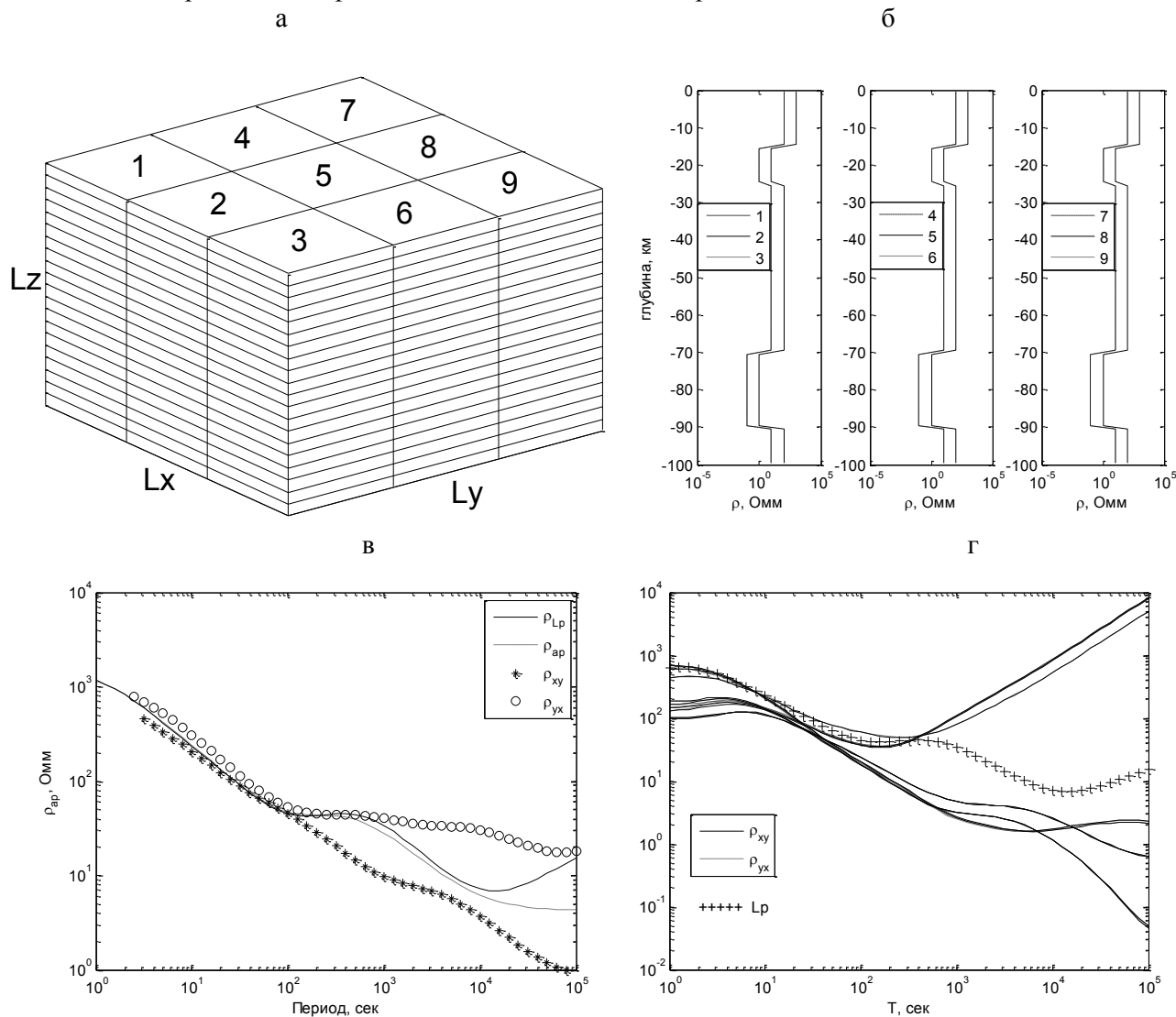


Рис. 1. Схема расчетной области (а), модель среды с двумя проводящими слоями (б), кажущееся сопротивление для этой модели (в) и с добавленными поверхностными неоднородностями (г).

$\rho_{Lp}$  - расчеты по аналитической формуле Липской [1],  $\rho_{ap}$  - кажущееся сопротивление, полученное численно в случае одинаковых глубинных профилей во всех областях.

Таким образом, приведенные результаты указывают на применимость выбранного алгоритма для расчетов искажений магнитотеллурических кривых в случаях трехмерно неоднородной среды. Важно, что сложность строения геологической среды определяет лишь время вычислений по данному алгоритму и необходимые для этого ресурсы. В случае предварительного анализа экспериментальных данных, полученных с использованием нескольких синхронно работающих станций, можно ограничиваться лишь грубым описанием среды, существенно снижая время обработки.

1. Жданов М.С. Электроразведка. М.: Недра, 1986. 320 с.
2. Егоров И.В. Метод Треффца для решения трехмерных прямых и обратных задач геоэлектрики // Физика Земли, 2011. Т. 47. № 2. С. 15-26.