

УДК 550.837

ТОМОГРАФИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ ГЕОЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ

© 2000 г. В. С. Могилатов, М. И. Эпов

Институт геофизики СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 06.11.97 г.

Для инверсии электромагнитных данных используется линеаризованная постановка прямой и обратной задач геоэлектромагнитных зондирований в окрестности некоторой известной референтной среды. Как примеры, построены решения линеаризованных прямых двумерных задач для индукционного каротажа и метода становления поля (МПП, ЗС). Путем обращения линейной системы, связывающей экспериментальные данные и возмущения проводимости, при подробном представлении среды совокупностью стандартных элементов, восстанавливается реальная структура среды, как распределение полученных в результате обращения значений для каждого из элементарных объемов. Предмет работы можно, в целом, охарактеризовать, как низкочастотную электромагнитную дифракционную томографию в борновском приближении. Представлены примеры томографической обработки синтетических и экспериментальных данных электромагнитных зондирований (индукционный каротаж, ЗСБ–МПП).

ВВЕДЕНИЕ

Томографическая инверсия есть один из способов решения обратной задачи. Это утверждение сразу обращает нас к определению именно томографического подхода. Здесь есть внешняя сторона, состоящая в том, что от томографической инверсии ждут весьма оперативного результата в виде некоторых изображений среды (объемных или разрезов). Это достигается за счет известных упрощений. Для томографической инверсии характерно использование приближенного, обычно, линеаризованного решения прямой задачи. Такая постановка проблемы предусматривает привлечение эффективного аппарата линейной инверсии. Приближение (линеаризация) может сопровождаться и упрощениями модели физического процесса. Характерным для томографического подхода является также приближенное, но достаточно подробное и универсальное описание среды (или возмущения некоторого параметра среды), как совокупности стандартных, однородных внутри элементов.

Таким образом, развиваемый нами подход основывается на следующих положениях:

1) среда состоит из множества стандартных элементов;

2) строится линеаризованное решение многомерной прямой задачи в окрестности простой (одномерной или даже однородной) референтной модели;

3) инверсия заключается в обращении линейной системы, связывающей экспериментальные данные и возмущения геоэлектрических параметров относительно референтной среды;

4) структура среды восстанавливается по полученному пространственному распределению параметров (например, электропроводности).

Центральным (но не равнозначным всему подходу в целом!) пунктом в приведенной схеме является эффективное решение прямой задачи в приближенном, линеаризованном представлении. Известно, что электродинамические задачи существенно нелинейны относительно параметров среды (проводимости, например). Общая идея, которая используется для линеаризации задач геоэлектрики, весьма проста и мы несколько не претендуем здесь на авторство. Решение проблемы линеаризации электродинамической задачи состоит в определении референтной среды, с которой связана основная часть электродинамического процесса, а более сложная геоэлектрическая структура среды считается возмущающим фактором, рассматриваемым, как действие дополнительных вторичных источников.

Рассмотрим, например, квазистационарное электромагнитное поле, возбуждаемое некоторым сторонним током, в немагнитной среде. Тогда первое уравнение Максвелла выглядит следующим образом:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma(x, y, z) \mathbf{E} + \mathbf{j}^{\text{ст}}(x, y, z, t), \quad (1)$$

где $\mathbf{j}^{\text{ст}}$ – плотность стороннего тока. В случае одномерных распределений электропроводности (например, $\sigma_0(z)$) электромагнитные отклики описываются интегральными выражениями, для расчета которых существует эффективная численная реализация. Такое решение известно для точечного стороннего тока и для произвольного

пространственного распределения стороннего тока – как суперпозиция решений для точечных источников.

Итак, представив уравнение (1) в виде

$$\text{rot} \mathbf{H} = \sigma_0(z) \mathbf{E} + [\Delta \sigma(x, y, z) \mathbf{E} + \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y, z, t)], \quad (2)$$

мы формально можем записать решение в одномерной среде с распределенным источником с плотностью $\Delta \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}^{\text{CT}}$, что приводит к интегральным уравнениям для компонент поля. Эти уравнения можно решать различным образом, но нас будет интересовать представление решения в виде ряда Неймана по малому параметру. В зависимости от условий задачи, ряд можно обрывать и, наконец, воспользоваться только линейной частью. Ниже мы рассмотрим это подробнее на частной, менее громоздкой, скалярной проблеме.

Такой подход и ситуация хорошо известны в физике. Укажем только на задачу рассеяния, где соответствующее решение дается рядом Борна. Таким образом, мы будем говорить о дифракционной томографии и пользоваться борновским приближением. Наш малый параметр, как мы увидим, зависит линейно от частоты и, следовательно, наш подход справедлив для квазистационарных электромагнитных зондирований. Заметим, однако, в скобках, что волновой член $\epsilon \partial \mathbf{E} / \partial t$ можно также рассмотреть, как дополнительный сторонний ток в квазистационарной задаче и получить алгоритм для расчетов диффузионной добавки от волновых процессов.

ЛИНЕАРИЗАЦИЯ ПРЯМОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ЗАДАЧИ

Для многих электромагнитных методов, практически весьма важных и распространенных (индукционный каротаж, наземная геоэлектрика с токовыми петлями в качестве источника), базовыми являются осесимметричные задачи, в которых сторонний замкнутый ток и слоисто-одно-

родная среда имеют одну ось симметрии. При этом общая векторная задача скаляризуется и поле определяется только магнитной модой. В этом случае электрическое поле имеет единственную тангенциальную компоненту E_φ и токи, текущие в среде, не пересекают границ.

Рассмотрим кольцевую неоднородность ($r_1 \leq r \leq r_2$, $z_1 \leq z \leq z_2$), включенную в один из слоев латерально-однородной вмещающей среды (рис. 1а, 1б). Неоднородность имеет проводимость $\sigma_0 + \Delta \sigma$ (значение $\Delta \sigma$ может быть отрицательным). В соответствии с уравнением (2) необходимо решить задачу для одномерной среды с дополнительным сторонним током $\Delta \sigma E_\varphi$. Если электрическое поле от кольцевого тока (гармонический режим) во вмещающей одномерной среде мы определим, выделив безразмерную функцию $\mathcal{E}$, как

$$E_\varphi^0 = I \omega \mu_0 \mathcal{E}(r, z, r_0, z_0), \quad (3)$$

где I – амплитуда тока, ω – частота, z_0 – положение по оси z , а r_0 – радиус токовой петли и r, z – координаты точки наблюдения, то суммируя вклады от элементарных кольцевых вторичных токов, нетрудно получить выражение для полного поля в виде уравнения Фредгольма 2-го рода:

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0) = E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0) + \omega \mu_0 \Delta \sigma \int_{r_1}^{r_2} \int_{z_1}^{z_2} \mathcal{E}(r, z, \tilde{r}, \tilde{z}) E_\varphi(\tilde{r}, \tilde{z}, r_0, z_0) d\tilde{r} d\tilde{z}. \quad (4)$$

Запишем его решение в виде ряда Неймана, учитывая вид функции E_φ^0 :

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0) = E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0) + I \omega \mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} \alpha^n \int_{r_1}^{r_2} \int_{z_1}^{z_2} K_n(r, z, \tilde{r}, \tilde{z}) \mathcal{E}(\tilde{r}, \tilde{z}, r_0, z_0) d\tilde{r} d\tilde{z}. \quad (5)$$

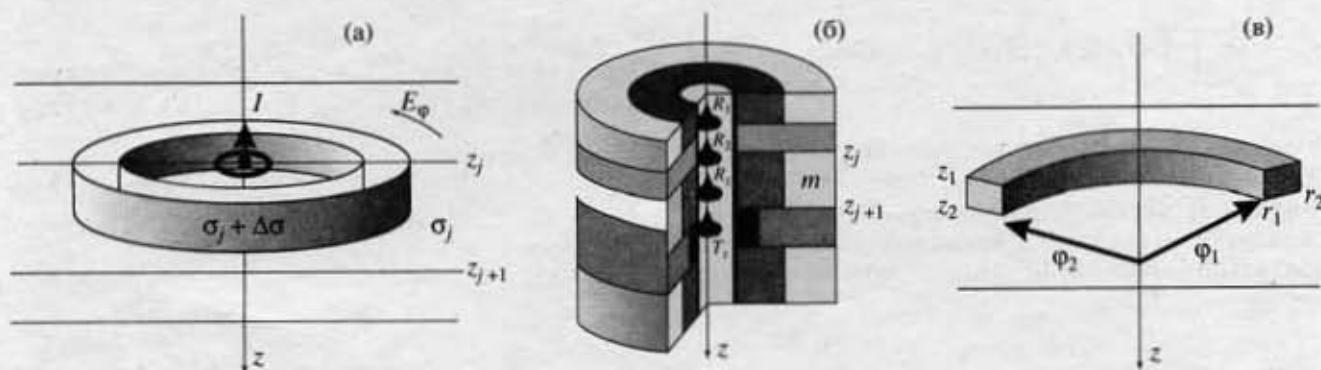


Рис. 1. Модели неоднородностей.

где

$$K_n(r, z, \bar{r}, \bar{z}) = \int_{r_1 z_1}^{r_2 z_2} K_{n-1}(\rho, \zeta, \bar{r}, \bar{z}) \mathcal{E}(r, z, \rho, \zeta) d\rho d\zeta, \\ K_1(r, z, \bar{r}, \bar{z}) \equiv \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}),$$

$\alpha = \omega \mu_0 \Delta \sigma$. Нетрудно видеть, что сходимость ряда (5) определяется малостью безразмерного параметра $\bar{\alpha} = \alpha \times S$, где S – площадь сечения кольцевой неоднородности.

Главная трудность при численном анализе ряда (5) состоит в возрастающей кратности интегрирования. Мы, однако, намерены ограничиться первым, линейным членом. С одной стороны это необходимо, если целью является оперативная 2D, 3D интерпретация, что возможно лишь в линейризованной постановке, с другой стороны это в значительной мере и достаточно для низкочастотных методов. Понятно, что этот член не учитывает взаимодействие различных элементов возмущения проводимости (но мы учитываем взаимодействие среды в основном, посредством учета поля референтной (фоновой) среды – E_ϕ^0). Если область возмущения проводимости обширная и возмущение переменное по пространству, то представив ее набором элементарных объемов с амплитудами возмущений $\Delta \sigma_m$ ($m = 1, 2, \dots, M$) (рис. 1б), мы получим решение двумерной прямой задачи в линейризованной постановке в следующем виде:

$$E_\phi(r, z, r_0, z_0) = E_\phi^0(r, z, r_0, z_0) + \\ + I(\omega, \mu_0)^2 \sum_{m=1}^M \Delta \sigma_m G_m(r, z, r_0, z_0), \quad (6)$$

где

$$G_m(r, z, r_0, z_0) = \\ = \int_{r_{1m} z_{1m}}^{r_{2m} z_{2m}} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}) \mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0) d\bar{r} d\bar{z}. \quad (7)$$

Умножив (6) на $2\pi r$, мы получим выражение для ЭДС в приемной петле (витке). Функция $\mathcal{E}$ определяется для какой-либо выбранной референтной модели. Используем в качестве референтной горизонтально-слоистую (N -границ) модель. В этом случае

$$\mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0) = -\frac{i}{2} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) r_0 X(z, z_0, \lambda) d\lambda. \quad (8)$$

Здесь J_1 – функция Бесселя, $i = \sqrt{-1}$, а функция $X(z, z_0, \lambda)$, удовлетворяет известной (например, [Ваньян, 1965]) краевой задаче:

$$X''_{zz} - p_j^2 X = 0, \quad z_j < z < z_{j+1}, \\ [X]_{z=z_j} = 0, \quad [X'_z]_{z=z_j} = 0, \quad (9)$$

$$[X]_{z=z_0} = 0, \quad [X'_z]_{z=z_0} = 2\lambda,$$

$$X \rightarrow 0, \text{ при } |z| \rightarrow \infty,$$

где $[]$ означает разность значений функции сверху и снизу границы, $p_j^2 = \lambda^2 - i\omega \mu_0 \sigma_j$ ($j = 0, 1, 2, \dots, N$), z_j ($j = 1, 2, \dots, N$) – координаты границ, z_0 – положение источника.

Меняя порядок интегрирования, можно записать выражение для функции G_m (7), определяющей вклад m -ой неоднородности, расположенной в j -ом слое по всей его мощности от r_{1m} до r_{2m} в следующем виде:

$$G_m(r, z, r_0, z_0) = \frac{-1}{4} \times \\ \times \int_0^\infty \int_{r_{1m}}^{r_{2m}} J_1(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r_0) r_0 R_m(\lambda, \bar{\lambda}) Z_j(z, z_0, \lambda, \bar{\lambda}) d\lambda d\bar{\lambda}, \quad (10)$$

где

$$R_m(\lambda, \bar{\lambda}) = \int_{r_{1m}}^{r_{2m}} J_1(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r) r dr = \\ = R(r_{2m}, \lambda, \bar{\lambda}) - R(r_{1m}, \lambda, \bar{\lambda}), \quad (11)$$

$$R(r, \lambda, \bar{\lambda}) = \frac{\bar{\lambda} r J_1(\lambda r) J_0(\bar{\lambda} r) - \lambda r J_0(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r)}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2}, \quad (12)$$

а для функции Z_j имеем:

$$Z_j = \int_{z_j}^{z_{j+1}} X(z, \bar{z}, \lambda) X(\bar{z}, z_0, \bar{\lambda}) d\bar{z}. \quad (13)$$

Берем интеграл в (13), пользуясь условиями краевой задачи (9). Обозначив $X_r = X(z, \bar{z})$, $X_t = (\bar{z}, z_0)$, получим

$$Z_j = \int_{z_j}^{z_{j+1}} X_r X_t d\bar{z} = \\ = \left[\frac{\bar{z}}{2p_j^2} (X_r X_t p_j^2 - X'_r X'_t) + \frac{1}{2p_j^2} X_r X'_t \right] \Big|_{z_j}^{z_{j+1}}. \quad (14)$$

Подставляя значения пределов в первообразную, следует учесть наличие в области $z_j \leq z \leq z_{j+1}$ ис-

точника (z_0) или приемника (z), т.е. разрывов функций и их производных.

Итак, мы получили решение прямой задачи (6) для произвольного двухмерного возмущения проводимости. Это приближенное, линеаризованное относительно амплитуд возмущения решение, сам вид которого предполагает и способ решения обратной задачи – как инверсию линейной системы.

Вместо сравнений расчетов по этому приближенному алгоритму и точному приведем сразу более впечатляющий результат одномерной инверсии. В качестве данных для инверсии использовались синтетические данные индукционного каротажа в многочастотной, многокатушечной модификации. Многокатушечный (14 приемных катушек) зонд (максимальная длина – 2.4 м) с шагом 0.2 м движется в скважине, пересекающей многослойный разрез (12 слоев общей мощностью 20 м, ρ от 1 до 85 Ом м – рис. 2, "МОДЕЛЬ"). Генераторная катушка последовательно возбуждает среду на 8 частотах (10–150 кГц). Рассчитанные отклики (ЭДС в приемных катушках) были подвергнуты инверсии и результат представлен на рис. 2 (справа, "ОБРАЗ"). Как видно, можно говорить о полном восстановлении среды. Отметим, что в качестве референтной среды было использовано однородное пространство с выбранным сопротивлением в 10 Ом м. Коэффициенты G были заранее рассчитаны, и, таким образом, продемонстрирована возможность восстановле-

ния среды (одномерной) в реальном времени движения зонда.

О ВЫБОРЕ РЕФЕРЕНТНОЙ МОДЕЛИ

Мы построили алгоритм линеаризованной прямой задачи на основе референтной горизонтально-слоистой одномерной модели. Несложно построить аналогичный аппарат на основе одномерной цилиндрически-слоистой референтной модели. Таким образом ответ на вопрос о референтной модели, казалось бы, прост – нужно использовать наиболее подходящую одномерную слоистую модель, т.е. такую, которая определяет основную часть электродинамического процесса в данной геоэлектрической ситуации. Однако, возникает вопрос о параметрах этой модели. Конечно, эти параметры могут уточняться на следующих этапах интерпретации, но что делать на самом первом? Нам близка точка зрения на томографическую интерпретацию, как на способ оперативной инверсии массового потока данных с минимальным привлечением априорной информации, за счет использования именно большого объема разнообразных данных. В таком случае нужно ограничиться однородной средой, проводимость которой обычно легко определяется, как кажущийся параметр. Другое соображение в пользу однородной референтной среды состоит в том, что только такая модель позволяет заранее рассчитывать коэффициенты линеаризованной прямой

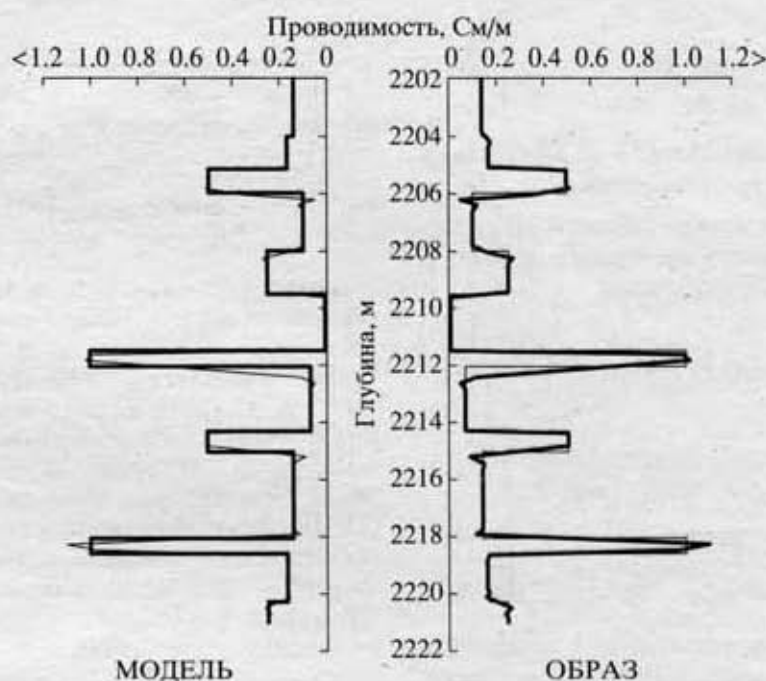


Рис. 2. Одномерная томографическая инверсия данных индукционного каротажа в реальном времени движения зонда.

задачи и реализовать весьма быструю инверсию в реальном масштабе времени. Понятно, что применение простой референтной модели снижает эффективность и область применимости линеаризации.

ЛИНЕАРИЗАЦИЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ ЗСБ-МПП

Режим установления мы можем получить путем трансформации Фурье приведенного выше решения в частотной области. В общем случае (для многослойной референтной среды) это весьма осложняет численную реализацию алгоритма линеаризации. Однако, выбрав в качестве референтной среды однородное полупространство, можно построить достаточно простую и быструю процедуру расчета нормального поля и коэффициентов линейной зависимости.

В качестве первого шага, представляющего значительный самостоятельный интерес, построим линеаризованную процедуру расчета установления поля во многослойной одномерной среде. Мы будем рассматривать слоистую структуру среды, как возмущения соответствующих областей (слоев) однородного полупространства.

Итак, мы должны сделать преобразование Фурье с весовой функцией $1/\omega$ (ступенчатое выключение тока) решения (6) для линеаризованной прямой задачи в частотной области. Функция X для источника (петля с током), расположенного на дневной поверхности однородного полупространства ($z_0 = 0$), принимает вид

$$X = \frac{2\lambda \exp(-pz)}{\lambda + p},$$

где ось z направлена вниз, $p = \lambda^2 + k^2$, $k^2 = -i\omega\mu_0\sigma$, σ – проводимость полупространства.

С учетом того, что теперь области возмущения являются слоями неограниченного простираения ($z_j \leq z \leq z_{j+1}$, $0 \leq r \leq \infty$), функция

$$R_j(\lambda, \bar{\lambda}) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r) r dr = \frac{\delta(\bar{\lambda} - \lambda)}{\lambda},$$

где $\delta(x)$ – функция Дирака. Функция Z в (10) вместо общего выражения (14) примет вид

$$Z_j = \frac{2\lambda^2 \exp(-2pz)}{p(\lambda + p)^2} \Big|_{z_j}^{z_{j+1}}.$$

После несложного интегрирования, сводящегося к табличным преобразованиям Лапласа подстановкой $s = 1 - i\omega\mu_0\sigma/\lambda^2$, мы получим следующее выражение для линеаризованной одномерной (N -слойной) прямой задачи во временной области:

$$E(t) = E_0(t) + I \sum_{j=1}^N \Delta\sigma_j G_j(t). \quad (15)$$

Здесь $E(t)$ – ЭДС в приемной петле, $E_0(t)$ – сигнал установления (ЭДС в приемной петле) в однородном пространстве

$$E_0(t) = \frac{2\pi r r_0 I}{\sigma} \times \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \lambda^2 T_1(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (16)$$

функции $G_j(t)$ имеют следующий вид:

$$G_j(t) = \frac{2\pi r r_0}{\sigma^2} \times \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \lambda^2 T_2(z, t, \lambda) d\lambda, \quad (17)$$

где

$$T_1(z, t, \lambda) = -\exp(\lambda z) \left[\operatorname{erfc}(u_1) - \frac{\exp(-u_1^2)}{\sqrt{\pi\tau}} \right], \quad (18)$$

$$T_2(z, t, \lambda) =$$

$$= \exp(2\lambda z) \left[\operatorname{erfc}(u_2) - \frac{\exp(-u_2^2)}{2\sqrt{\pi\tau}} \right] \Big|_{z_j}^{z_{j+1}} d\lambda, \quad (19)$$

$$u_1 = \sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{2\sqrt{\tau}}, u_2 = \sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{\sqrt{\tau}}, \tau = \frac{t\lambda^2}{\mu_0\sigma}, \text{ а функция}$$

$\operatorname{erfc}(u)$ определяется как:

$$\operatorname{erfc}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^\infty \exp(-x^2) dx.$$

Процедура расчета поля установления во многослойной горизонтально-слоистой (одномерной) среде является базовой в интерпретационном процессе для методов зондирования становлением поля. История ее освоения в вычислительном плане охватывает десятки лет с использованием нескольких поколений вычислительной техники. Мы построили новый весьма простой алгоритм (15–19), в котором использовали всего лишь давно известные, можно сказать, элементарные формулы для однородного полупространства. Приведем некоторые примеры использования описанных алгоритмов.

Сравнение расчетов по предлагаемому линеаризованному алгоритму и расчетов по точному (интерпретационная система “Подбор” для ЗСБ-МПП) представлено на рис. 3а (кривые кажущиеся)

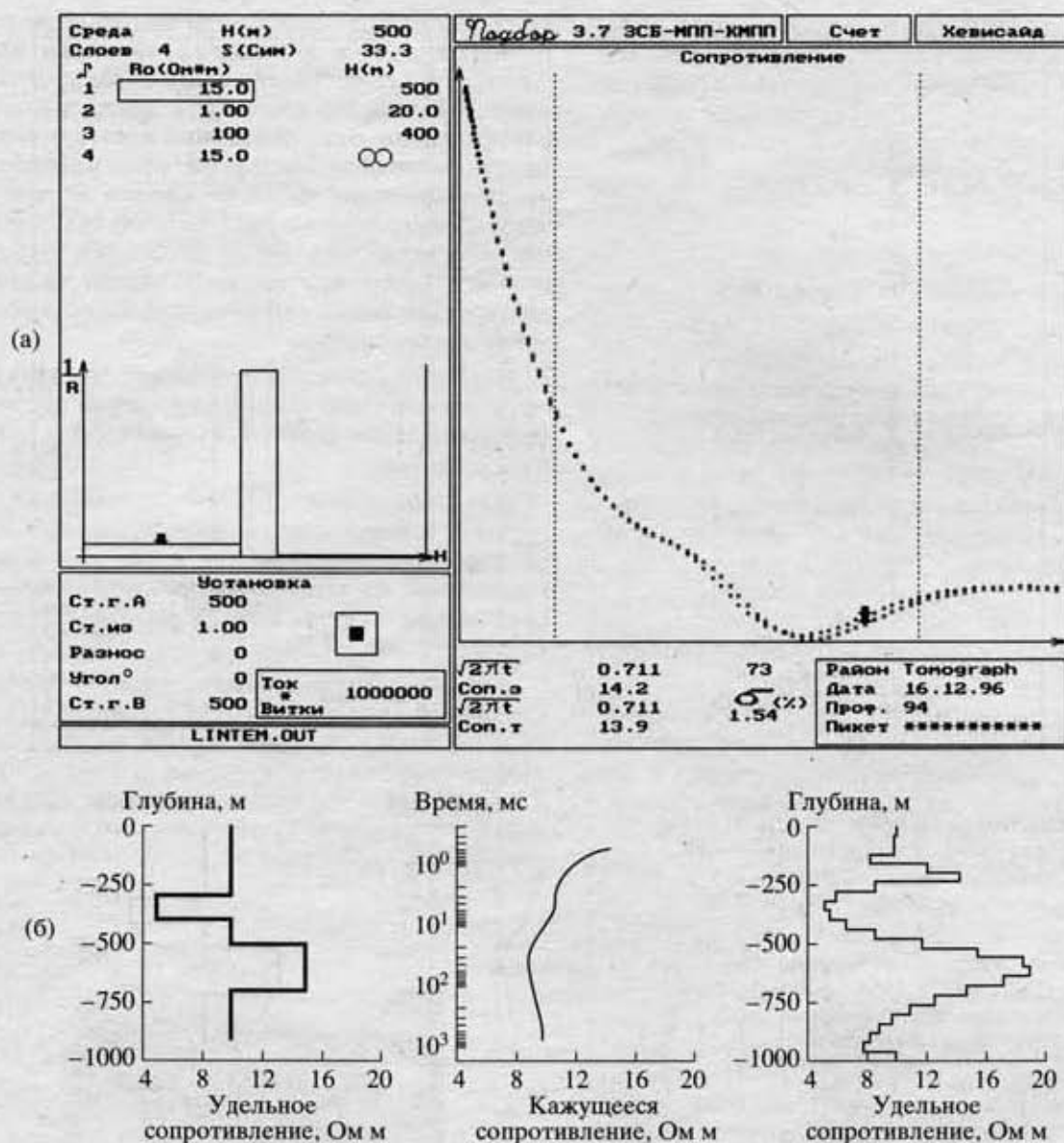


Рис. 3. Сравнение работы строгого алгоритма и линейризованного и томографическая инверсия кривой становления.

гося удельного сопротивления). Среднеквадратичное расхождение составляет 1.5%, а, между тем, сопротивление среды изменяется в очень широком диапазоне (1–100 Ом м).

В предварительном порядке предлагаем также пример инверсии синтетических данных ЗСБ (рис. 3б). Мы достигли удовлетворительного результата, используя на каждом времени значение кажущейся проводимости в качестве проводимости референтного полупространства.

В заключение этого раздела заметим, что поле кольцевого возмущения в линейризованной постановке есть простая суперпозиция полей отдельных его частей. Такой алгоритм расчета устанавливающегося аномального поля локально-

го включения (как показано на рис. 1в) успешно реализован в программе FAST3D, предназначенной для оперативного анализа влияния латеральных неоднородностей.

ИНВЕРСИЯ В ЛИНЕАРИЗОВАННОЙ ПОСТАНОВКЕ

Имея некоторую совокупность (K) экспериментальных наблюдений, полученных при различных условиях (частота или время регистрации, положение источника, точка наблюдения), а возможно и разного типа (различные режимы возбуждения, несколько компонент поля), необходимо соотнести эту совокупность с соответствующими линейризованными представлениями, в



Рис. 5. Инверсия полевой кривой ЗСБ.

важности привлекаемой априорной информации результат томографической инверсии оказывается в диапазоне от полного восстановления среды до в разной степени полезной визуализирующей трансформации.

ПРИМЕРЫ ТОМОГРАФИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ

Приведем еще несколько примеров, в основном, на синтетическом материале. Отметим, что в настоящее время не просто найти экспериментальный материал для томографической обработки. Стандартные методики полевых работ ЗСБ не обеспечивают достаточного объема и разнообразия данных даже для одномерной томографической инверсии. Традиционная же интерпретация основана на использовании хорошей стартовой модели и узкого класса моделей.

Удовлетворительный объем данных с точки зрения томографического подхода собирается в методике многокатушечного и многочастотного индукционного каротажа. На рис. 4 представлены результаты двумерной инверсии синтетических данных для такой методики. Зондирующая установка такая же, как в приведенном выше (рис. 2) примере одномерной инверсии. Полученный томографический образ среды отражает основные черты вмещающей формации и зоны проникновения. Мы должны подчеркнуть, что использованный линейный аппарат с применением заранее рассчитанных коэффициентов на основе простой референтной среды (однородной) позволил производить двухмерную инверсию в реальном масштабе времени.

Другой пример, который мы здесь приводим — одномерная томографическая инверсия полевой кривой ЗСБ. На рис. 5 сравниваются результаты интерпретации, произведенной опытным интерпретатором с использованием системы "Подбор"

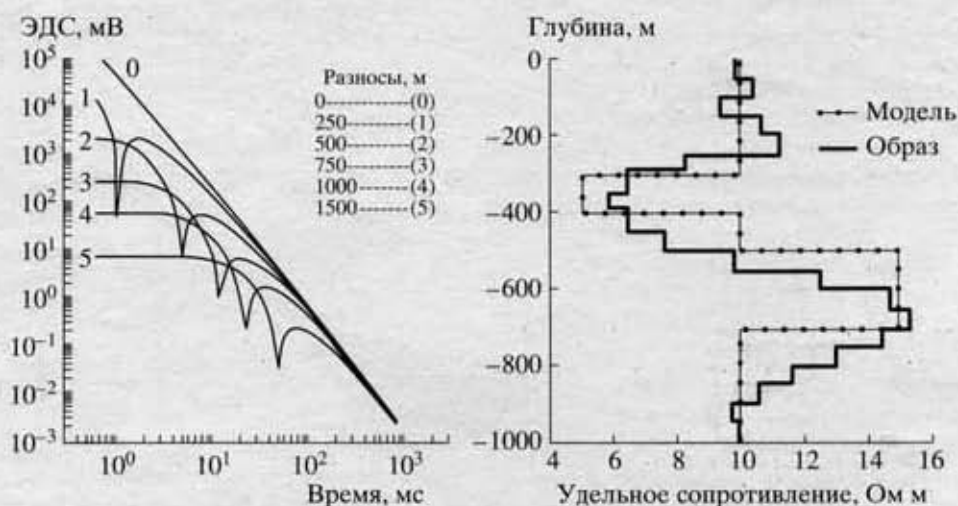


Рис. 6. Инверсия данных многоразностных ЗС.

(полевую кривую и результат интерпретации предоставил А.К. Захаркин), с томографической интерпретацией. Как видно, в случае простой среды одной кривой становления оказалось достаточно для успешной томографической трансформации. Опять-таки нелишне отметить, что быстрая инверсия произведена с привлечением лишь самой общей априорной информации – размерность модели (1D).

Проблема интерпретации данных площадных ЗС с закрепленным источником всегда сдерживала повышение производительности работ методом ЗС. Причины этого понятны. Площадные работы предполагают латеральную неоднородность исследуемой геоэлектрической среды и требуют оперативного трехмерного подхода при интерпретации. Попытки заменить такой подход интерпретацией с использованием различного рода “кажущихся” одномерных моделей, на наш взгляд, не всегда имели под собой достаточное теоретическое обоснование. В качестве приближения к решению этой проблемы покажем результат одномерной линейной инверсии данных многоразностных зондирований (рис. 6). Томографический аппарат легко и естественно использует всю совокупность данных в широком пространственно-временном диапазоне в одном акте инверсии, притом, с минимальными требованиями к априорной информации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие электромагнитного метода в настоящее время весьма сдерживается отсутствием оперативной 3D интерпретации данных. Мы видим возможное решение в применении томографического подхода. В рамках этого подхода нами получены линеаризованные, приближенные решения одномерных и двумерных прямых задач индукционных зондирований. Показана также возможность быстрой томографической инверсии данных индукционного каротажа и зондирований становлением поля.

Существует, наверное, много путей развития описанного способа приближенного решения обратной задачи электромагнитных зондирований. Мы, однако, убеждены в том, что оперативная трехмерная инверсия электромагнитных данных реальна только в линеаризованной постановке с минимальными требованиями к априорной информации (т.е. при использовании однородной референтной модели) и склонны направлять усилия для создания условий успешного применения этих простейших средств, что, в конечном счете, сводится к привлечению все больших объемов данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 109 с.
Уилкинсон Р. Справочник алгоритмов на языке Алгол. М.: Машиностроение, 1976. С. 125–137.

Статья рекомендована к печати членом редколлегии д-ром техн. наук М.Н. Бердичевским.