

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Геолого-геофизический факультет

В.С. Могилатов

Импульсная электроразведка

Учебное пособие

НОВОСИБИРСК
2002

УДК 550.837
ББК 26.2

Могилатов В.С. Импульсная электроразведка: Учеб. пособие
/ Новосиб. гос. ун-т, Новосибирск, 2002. 208 с.

Излагаются основные положения теории, анализируются технические средства и способы, рассматриваются новые возможности электроразведки с искусственными источниками. Пособие предназначено для студентов старших курсов и аспирантов, изучающих электромагнитные методы геофизики.

Рецензент
академик РАН С.В. Гольдин

Рекомендовано к печати кафедрой геофизики
Новосибирского государственного университета.

©Новосибирский государственный университет, 2002

Оглавление

Введение	7
Глава 1. Теория Е- и Н-полей при возбуждении источниками разных типов	10
1.1. Моды и нестационарные процессы магнитного и электрического типов	12
1.2. Токовая петля – индуктивный источник	17
1.3. Круговой электрический диполь – неиндуктивный источник	18
1.4. Заземленная линия – смешанный источник	20
1.5. Способы решения задачи о становлении. Обзор	23
1.6. Два способа решения задачи о становлении. N -слойная среда	25
1.7. Однородные полупространства	30
1.8. Двухслойный разрез	31
1.9. Моды и способы возбуждения. Терминология	35
Глава 2. Индуктивные импульсные зондирования	37
2.1. Становление ТЕ-поля	41
2.1.1. Процесс становления в полупространстве	41
2.1.2. Переходный процесс в присутствии S -плоскости	42
2.1.3. Релаксация поля в пачке S -плоскостей	45
2.1.4. Становление поля токовой петли в двухслойной среде с изолирующим основанием	47

2.1.5.	Поздняя стадия ТЕ-процесса в многослойной среде	48
2.1.6.	Становление ВМД в среде со сверхпроводящим основанием	50
2.2.	Линеаризация прямых задач индуктивной электроразведки	51
2.2.1.	Базовая модель и метод вторичных источников	52
2.2.2.	Интегральное уравнение и борновское приближение	53
2.2.3.	Интегральное представление производных по параметрам базовой модели	55
2.2.4.	Быстрое приближенное моделирование задач установления различной размерности	56
2.2.5.	Отклик как поле мгновенного распределения токов в среде	62
2.2.6.	Приближенный учет токов смещения в задаче установления	63
2.3.	Об интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки	65
2.3.1.	Боковые влияния	65
2.3.2.	Влияние сильно проводящего слоя или основания	68
2.3.3.	О трансформациях данных разнесенных зондирований	69
2.3.4.	Одномерный и трехмерный подходы к интерпретации площадных данных импульсной электроразведки	73
2.3.5.	Томографический подход	74
2.4.	Некоторые заключения	82
Глава 3.	Поле электрического типа в электроразведке	84
3.1.	Источники ТМ-поля	87
3.2.	Поле кругового электрического диполя в однородной земле	89
3.2.1.	Гармонический режим	89

3.2.2. Решение во временной области	94
3.2.3. Незаземленная установка КЭД	98
3.3. ТМ-поле во многослойной среде	102
3.4. Становление поля электрического типа в среде с изолирующим основанием и поздняя стадия становления	103
3.5. ТМ-поле и S -плоскость	104
3.6. Становление поля КЭД в присутствии высокоомного экрана	109
3.7. Заключение. Свойства ТМ-поля. Электродинамика и ВП	113

Глава 4. Программное обеспечение зондирований становлением **117**

4.1. Пакет программ MAGsoft для индуктивных и неиндуктивных ЗС	119
4.2. Программное обеспечение индуктивной импульсной электроразведки. Комплекс ПОДБОР	124
4.2.1. Система ПОДБОР	128
4.2.2. Система ПРОФИЛЬ	132
4.2.3. Программа FAST3D	134
4.2.4. Программа СЛОЙ	135

Глава 5. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) **138**

5.1. Первый полевой эксперимент	140
5.2. Идеальный круговой электрический диполь и реальная установка КЭД	144
5.3. Физическое моделирование ЗВТ-М	149
5.4. Математическое моделирование ЗВТ-М	152
5.5. Аппаратурно-методический комплекс ЗВТ-М	156
5.5.1. Технология работ	156
5.5.2. Аппаратура метода ЗВТ-М	159
5.5.3. Программное математическое обеспечение	165
5.5.4. Интерпретация результатов	170

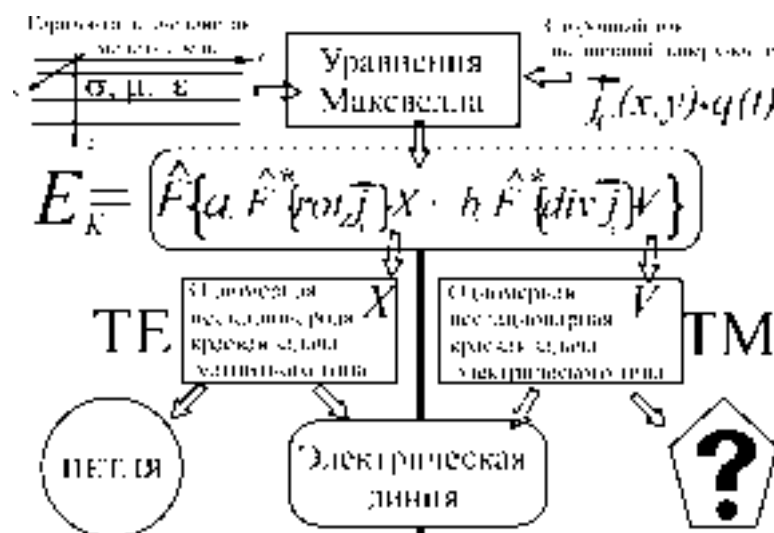
5.6. Экспериментальные работы (объект - рудное тело)	171
5.7. Работы методом ЗВТ-М на объектах типа «трубка»	175
5.8. Оконтуривание нефтяных залежей методом ЗВТ-М	180
5.8.1. Удобновская залежь нефти	181
5.8.2. Шуганская залежь	187
5.8.3. Другие примеры работ методом ЗВТ-М . . .	191
5.9. Перспективы	193
Заключение	197
Библиографический список	197

Введение

В импульсной электроразведке регистрируется процесс становления геоэлектromагнитного поля и по его свойствам судят о распределении геоэлектрических параметров в Земле. В отличие от методов постоянного тока, мы имеем теперь дело с индукционными нестационарными процессами и говорим о методе становления. Другими словами, в методе становления используется отклик геоэлектрической среды на изменение параметров источника, как правило, импульсным изменением питающего тока. Наиболее практичной реализацией этого принципа являются полное отключение источника и последующая регистрация отклика в условиях отсутствия прямого воздействия источника на приемный датчик. Понятно, что весьма желательно иметь контролируемый источник, устроенный самим экспериментатором (искусственный). Впрочем, известны идеи использования природных импульсных воздействий (грозовых разрядов).

Следующий вопрос, который может возникнуть при определении конкретной методики, состоит в способе воздействия источника на среду. Даже на самый поверхностный взгляд кажется, что среда будет весьма различным образом реагировать на прямой ток с заземления и на возбуждение посредством индуктивной связи с токовым контуром. Это действительно так. Данный вопрос тесно связан с разделением электромагнитного поля на составляющие электрического и магнитного типов. В силу одномерности базовой, горизонтально-однородной модели среды, в электроразведке с контролируемыми источниками имеет место разделение общего

поля на Е- и Н-составляющие (поперечно-магнитное и поперечно-электрическое поле, ТМ(transverse magnetic) и ТЕ(transverse electric), Е- и Н-моды, поле электрического типа и поле магнитного типа). Это разделение позволяет эффективно и просто описать теорию, а также имеет глубокую связь с типами питающих установок. Такой известный источник, как токовая петля на дневной поверхности или в другой горизонтальной плоскости, возбуждает только ТЕ-поле. Известный источник, возбуждающий только ТМ-поле, – это вертикальный электрический диполь (ВЭД или линия - ВЭЛ). Также традиционный источник – горизонтальный электрический диполь (ГЭД или линия - ГЭЛ) – возбуждает смешанное поле.



Физико-математическая модель индукционной электроразведки с контролируемыми источниками, обоснованная в гл. 1 и представленная условно на здесь на рисунке, двуделина и симметрична по отношению к полям электрического и магнитного типов. Но на практике это не реализуется – слабо изучены свойства переменного ТМ-поля, не был известен и наземный источник переменного поля электрического типа, в объявленном смысле симметричный токо-

вой петле. Современная индукционная электроразведка (в частности, импульсная) основана, практически, лишь на использовании поля магнитного типа. Это поле возбуждается индуктивно (например, петлей) и, в целом, речь идет об индуктивной электроразведке. В последнее десятилетие прослеживается тенденция переориентации геоэлектромагнитных исследований на малоглубинные проблемы – экологические, гидрогеологические и инженерные. Эту тенденцию следует связывать именно с индуктивной электроразведкой. Возможна индукционная неиндуктивная электроразведка с использованием переменного поля электрического типа, перспективы которой необходимо исследовать в покидаемых индуктивной электроразведкой областях применения, а также и в новых малоглубинных вариантах.

Разумеется, следует понимать, что задача электроразведки вовсе не состоит в реализации ТЕ- или ТМ-процессов. Индуктивная электроразведка применяется и в существенно трехмерных средах, где разделение поля на Е- и Н-поле проблематично. Важность ТЕ-ТМ-подхода в геоэлектрике связана с особой ролью одномерной слоистой модели среды (из признания важности одномерной модели совсем не следует достаточность одномерного подхода при интерпретации).

Подход с позиций «ТЕ-ТМ-дуализма» к описанию теории, развитию технических средств и практики электроразведки с контролируемыми источниками есть тема и метод этого курса импульсной электроразведки. В этом заключается его смысл и особенность. Такой подход пока не освещен широко и отчетливо ни в учебниках ни в монографиях по электроразведке.

Глава 1

Теория Е- и Н-полей при возбуждении источниками разных типов

Поля электрического и магнитного типа являются физическими реалиями. Об этом будет сказано далее. Сейчас наша цель – построение таких решений одномерных задач контролируемой геоэлектрики, которые по форме бы являлись суперпозицией полей магнитного и электрического типа при явно обозначенной связи этой формы со свойствами источника (стороннего тока). Напомним, что поле магнитного типа определяется отсутствием вертикальной к границам раздела среды электрической составляющей, а поле электрического типа определяется отсутствием вертикальной магнитной составляющей.

Проблема в том, что обычный способ скаляризации уравнений Максвелла – введение потенциалов – не приводит сразу и очевидным образом к желаемому результату. Наиболее удобный и прямой путь подсказывается самими определениями ТМ- и ТЕ-полей, по которым вертикальная магнитная компонента общего поля принадлежит только полю магнитного типа, а вертикальная электри-

ческая составляющая общего поля принадлежит только полю электрического типа. Этим мы и воспользуемся в дальнейшем.

Примем одномерную кусочно-однородную геоэлектрическую модель, изображенную на рис. 1.1, а. Ось z направлена вниз. Рассмотрим распределение поверхностной плотности (в А/м) стороннего тока, меняющегося синхронно $-\mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) \cdot q(t)$, располагаемого на любой (фактической или фиктивной) границе горизонтально-слоистого разреза. Этой границей могут быть дневная поверхность или другая горизонтальная плоскость выше или ниже дневной поверхности.

Такое описание источника включает в себя традиционные питающие установки, образованные отрезками провода и точечными заземлениями, а также и менее привычные установки с распределенными проводниками и заземлениями. Например, для трех основных источников в наземной электроразведке – горизонтальный электрический диполь (ГЭД или линия – ГЭЛ), петля и круговой электрический диполь (КЭД) (рис. 1.1, б) поверхностная плотность определяется следующим образом:

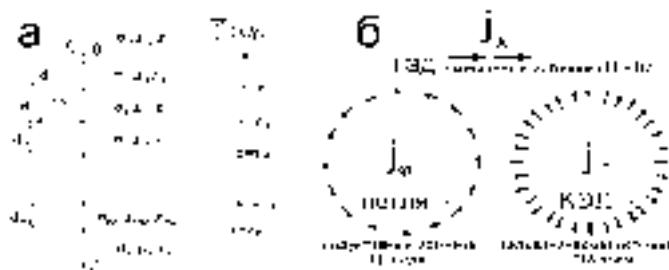
$$1) \text{ ГЭЛ — } j_x^{\text{CT}}(x, y) = I\delta(y)[U(x + dx_0/2) - U(x - dx_0/2)];$$

$$2) \text{ петля — } j_\varphi^{\text{CT}}(r) = I\delta(r - a);$$

$$3) \text{ КЭД — } j_r^{\text{CT}}(r) = \frac{I}{2\pi r}[U(r - r_0 + dr_0/2) - U(r - r_0 - dr_0/2)],$$

где $U(x)$ - функция Хевисайда; $\delta(x)$ - дельта-функция Дирака; dx_0 - длина ГЭЛ; a - радиус токовой петли; r_0 - радиус КЭД. Заметим, что допущение синхронности изменения тока в каждой точке источника может быть физически некорректным при рассмотрении сверхвысоких частот (при необходимости учета токов смещения и конечной скорости распространения).

Далее мы построим общее решение таким образом, чтобы наиболее отчетливо показать связь между конфигурацией стороннего тока и типом возбуждаемого поля. Поясняя наш подход и предваряя результаты, мы можем сказать, что незаземленная петля есть чисто индуктивный источник, возбуждающий в слоистой Земле только ТЕ-поле, КЭД есть чисто гальванический источник, возбуждающий ТМ-поле, наконец, горизонтальный электрический диполь есть смешанный источник, фактически, составленный из трех



- токового отрезка (индуктивный источник) и двух точечных заземлений (гальванические источники) (см. рис. 1.1, б).

Итак, в каждом однородном слое ($i = 0, 1, \dots, N$) мы должны решить систему уравнений Максвелла:

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned}
[H_y]_{z=z_l} &= j_x^{\text{CT}}(x, y) \cdot q(t), \\
[E_x]_{z=z_l} &= 0, \\
[E_y]_{z=z_l} &= 0.
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Здесь и далее $[F]$ обозначает скачок функции F , а $[F]_{z=z_i}$ – скачок при переходе границы $z = z_i$. Заметим, что, принимая условия (1.5) в таком виде, мы пренебрегаем влиянием материального носителя стороннего тока, как части геоэлектрической среды.

Ранее сказано, что способ скаляризации задачи (1.1) - (1.5) определяется нашим желанием разделить общее поле на М и Е-поле. Поскольку компонента E_z принадлежит только Е-полю, а H_z принадлежит только Н-полю, то, выразив горизонтальные компоненты через вертикальные, мы тем самым сделаем первый шаг к разделению общего поля (такой способ скаляризации использован, например, в работе [58], можно заметить также, что это близко к решению, предложенному Бромвичем [2]). Из системы (1.1) - (1.4) получаем следующие выражения горизонтальных компонент через вертикальные:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_i E_z + \varepsilon_i \frac{\partial E_z}{\partial t}, \tag{1.6}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_i \frac{\partial H_z}{\partial t}, \tag{1.7}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} = -\frac{\partial H_z}{\partial z}, \tag{1.8}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} = -\frac{\partial E_z}{\partial z}. \tag{1.9}$$

Поставим теперь задачу для E_z и H_z . Они должны в каждом слое удовлетворять уравнению

$$\Delta F = \mu_i \sigma_i \frac{\partial F}{\partial t} + \mu_i \varepsilon_i \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad F = E_z, H_z, \tag{1.10}$$

на границах ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$) из выражений (1.5) - (1.9)

имеем:

$$\left[\sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \right] = \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] = \begin{cases} \operatorname{div} \vec{j}^{\text{CT}} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}; \quad (1.11)$$

$$\left[\frac{\partial E_z}{\partial z} \right] \Big|_{z=z_i} = 0; \quad (1.12)$$

$$[\mu H_z] \Big|_{z=z_i} = 0; \quad (1.13)$$

$$\left[\frac{\partial H_z}{\partial z} \right] = - \left[\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right] = \begin{cases} \operatorname{rot}_z \vec{j}^{\text{CT}} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}. \quad (1.14)$$

К условиям (1.10) - (1.14) необходимо также добавить условия излучения для функций E_z , H_z .

Теперь можно заметить, что уже получен важный результат. Проблема с произвольным плоским источником разделена на две независимые задачи для скалярных функций, которые совершенно по-разному зависят от заданного распределения стороннего тока.

Решаем эти задачи разделением переменных. Поскольку распределение $\vec{j}^{\text{CT}}(x, y)$ пока произвольно, используем двухмерное преобразование Фурье по координатам x и y , которое определяется следующим образом:

$$f(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f^*(\xi, \eta, z) e^{i\xi x} e^{i\eta y} d\xi d\eta, \quad (1.15)$$

$$f^*(\xi, \eta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y, z) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy. \quad (1.16)$$

В осесимметричном варианте, когда функция f зависит только от $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, пара двойных преобразований Фурье эквивалентна паре преобразований Ганкеля:

$$f(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} f^*(\lambda, z) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \quad (1.17)$$

$$f^*(\lambda, z) = 2\pi \int_0^\infty f(r, z) J_0(\lambda r) r dr, \quad (1.18)$$

где $\lambda = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$. Двойное преобразование Фурье удобно здесь для построения теории, практически же в каждом конкретном случае по причине одномерности среды всегда можно обойтись одномерным преобразованием Ганкеля.

Нетрудно видеть, что, определяя

$$\begin{aligned} E_z^*(z, t, \xi, \eta) &= V(z, t, \lambda) D^*(\xi, \eta), \\ H_z^*(z, t, \xi, \eta) &= X(z, t, \lambda) R^*(\xi, \eta), \end{aligned} \quad (1.19)$$

где

$$D^* = \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \operatorname{div} \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad (1.20)$$

$$R^* = \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \operatorname{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy, \quad (1.21)$$

мы сводим задачу к нахождению двух совершенно независимых друг от друга и от конфигурации источника функций X и V , которые в каждом ($i = 0, 1, \dots, N$) однородном слое удовлетворяют одному и тому же уравнению, но разным условиям на границах ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$):

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - \lambda^2 \cdot F = \mu_i \sigma_i \frac{\partial F}{\partial t} + \mu_i \varepsilon_i \frac{\partial^2 F}{\partial t^2}, \quad i = 0, 1, \dots, N, \quad F = X, V;$$

а) для функции X б) для функции V

$$[\mu X]|_{z=z_i} = 0, \quad \left[\sigma V + \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right] = \begin{cases} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases};$$

$$\begin{aligned} [X'_z] &= \begin{cases} q(t), & i = l \\ 0, & i \neq l \end{cases}, & [V'_z]|_{z=z_i} &= 0; \\ X &\rightarrow 0, & V &\rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (1.22)$$

С математической точки зрения, эти две краевые задачи легко объединить в одну с обобщенными условиями на границе. Как раз этого мы делать не собираемся, поскольку эта работа посвящена далеко идущим последствиям от этих небольших математических различий. Эти краевые задачи мы будем решать ниже. Сейчас обсудим общий вид решения (Фурье-образ) для всех компонент. Применяя преобразование Фурье к равенствам (1.6) - (1.9) и выражая образы горизонтальных компонент через образы вертикальных, получаем в каждом слое следующее:

$$H_x^* = \bar{\eta} \cdot (\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) \cdot D^* + \bar{\xi} X_z' R^*, \quad (1.23)$$

$$H_y^* = -\bar{\xi} \cdot (\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) \cdot D^* + \bar{\eta} X_z' R^*, \quad (1.24)$$

$$H_z^* = X R^*, \quad (1.25)$$

$$E_x^* = \bar{\xi} V_z' D^* - \bar{\eta} \mu_i \dot{X} R^*, \quad (1.26)$$

$$E_y^* = \bar{\eta} V_z' D^* + \bar{\xi} \mu_i \dot{X} R^*, \quad (1.27)$$

$$E_z^* = V D^*, \quad (1.28)$$

где $\bar{\xi} = \frac{i\xi}{\lambda^2}$, $\bar{\eta} = \frac{i\eta}{\lambda^2}$, $i = 0, 1, \dots, N$.

Таким образом, поведение поля со временем описывается двумя независимыми функциями, V и X , разного типа. Иначе говоря, процесс установления поля произвольного источника есть суперпозиция двух различных процессов. Вклад каждого процесса определяется коэффициентами D^* и R^* , т. е., согласно выражениям (1.20) и (1.21), конфигурацией источника (стороннего тока) посредством значений функций $\text{div} \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y)$ и $\text{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y)$. Вспоминая физический смысл дивергенции и ротора, становится понятно, что одна составляющая определяется стоками или, в нашем случае, током, стекающим (втекающим) с заземлений (возбуждается гальваническим путем), а другая составляющая зависит от вихревой компоненты в распределении стороннего тока (возбуждается индуктивным путем). Пользуясь полученным представлением решения для произвольного источника, можно целенаправленно изменять конфигурацию источника, добиваясь подавления гальванической компоненты или индуктивной. Впрочем, подавление гальванической составляющей процесса, причем полное (всюду $\text{div} \mathbf{j}^{\text{CT}}(x, y) = 0$),

давно известно и применяется – это незаземленный контур с током.

1.2. Токовая петля – индуктивный источник

Возьмем такой особый случай, как распределение стороннего тока с азимутальной симметрией. Здесь также имеется много возможностей, но мы примем, что в полярной системе координат имеется только $j_\varphi^{\text{CT}}(r)$, причем $j_\varphi^{\text{CT}}(r) = I \cdot \delta(r - a)$. Это значит, что рассматривается круглая (радиус a) токовая петля. Итак, в цилиндрической системе координат получим

$$\text{div} \mathbf{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial j_\varphi^{\text{CT}}}{\partial \varphi} = 0,$$

$$\text{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r j_\varphi^{\text{CT}})}{\partial r} = I \cdot [\delta(r - a)/r + \delta'(r - a)].$$

Следовательно, $D^* = 0$ и этот источник – чисто индуктивный (конечно, мы это подозревали).

Что касается функции R^* , то, воспользовавшись азимутальной симметрией и перейдя от преобразований Фурье (1.15) - (1.16) к преобразованиям Ганкеля (1.17) - (1.18), а также вспоминая определение дельта-функции Дирака и ее производных, получаем

$$R^* = 2\pi I \int_0^\infty [\delta(r - a)/r + \delta'(r - a)] J_0(\lambda r) r dr = 2\pi I \cdot \lambda a J_1(\lambda a). \quad (1.29)$$

Нетрудно видеть, учитывая вид выражений (1.23) - (1.28), что в цилиндрической системе координат отличны от 0 компоненты H_r , H_z и E_φ . Например, компонента E_φ в i -м слое представится в следующем виде:

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{\pi a} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda a) \lambda \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda, \quad (1.30)$$

где $M_z = I \cdot \pi a^2$ определяется как момент источника. В теории обычно рассматривается петля бесконечно малого радиуса, но с конечным моментом – вертикальный магнитный диполь (ВМД). В этом случае $J_1(\lambda a) \simeq \lambda a/2$ и выражение (1.30) примет вид

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot \lambda^2 \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda, \quad (1.31)$$

широко известный специалистам.

1.3. Круговой электрический диполь – неиндуктивный источник

Построим теперь такой источник, который возбуждал бы поле только гальваническим путем. Мы должны потребовать, чтобы $R^* \equiv 0$ или на всей плоскости $z = 0$ (в полярной системе координат)

$$\text{rot}_z \vec{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(rj_\varphi^{\text{CT}})}{\partial r} - \frac{\partial j_r^{\text{CT}}}{\partial \varphi} \right] = 0. \quad (1.32)$$

Очевидное решение – это осесимметричное распределение стороннего тока, имеющего только радиальную компоненту $j_r^{\text{CT}}(r)$. Зависимость от r формально может быть любой, но пока примем элементарную модель. Пусть плотность стороннего тока (меняющегося синхронно, как $q(t)$), отлична от 0 только вблизи окружности радиуса r_0 (рис. 1.1), т. е.

$$j_r^{\text{CT}}(r) = \frac{I}{2\pi r} \cdot [U(r - r_0 + dr_0/2) - U(r - r_0 - dr_0/2)], \quad (1.33)$$

где $U(x)$ - функция Хевисайда. Такая конфигурация стороннего тока позволяет говорить о радиальном способе возбуждения. Будем называть такой источник круговой электрический диполь (КЭД). Получим конкретное решение для компонент устанавливающегося поля, возбуждаемого таким источником.

В соответствии с предлагаемым нами алгоритмом мы должны сначала рассмотреть

$$\operatorname{div} \vec{j}^{\text{CT}} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r j_r^{\text{CT}})}{\partial r} = \frac{I}{2\pi r} [\delta(r-r_0+dr_0/2) - \delta(r-r_0-dr_0/2)]. \quad (1.34)$$

Наш источник таков, что дивергенция поверхностной плотности тока, повсюду равна 0, кроме точек двух концентрических окружностей (точек заземления), где дивергенция принимает бесконечные значения. Заметим, что между этими окружностями, в области, где протекает радиальный ток, дивергенция также равна 0 (как и ротор). Можно сказать, что источник возбуждения в этом случае – именно заземления (или ток, стекающий с них), в отличие от петли, где магнитное поле тока возбуждает поле, а заземлений нет. В другой форме можно сказать, что такая система токов не имеет собственного магнитного поля (и носитель-проводник – собственной индуктивности).

Итак, далее мы должны определить функцию D^* . При $dr_0/r_0 \rightarrow 0$ можно заменить в выражении (1.34) разность дифференциалом и мы получаем

$$\begin{aligned} D^*(\lambda) &= 2\pi \int_0^\infty \operatorname{div} \vec{j}^{\text{CT}} J_0(\lambda r) r dr = \\ &= 2\pi \int_0^\infty \left[\frac{I dr_0}{2\pi r} \delta'(r-r_0) \right] J_0(\lambda r) r dr = I dr_0 \cdot \lambda J_1(\lambda r_0). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Наконец, в цилиндрической системе координат, мы получим следующие выражения для ненулевых компонент поля КЭД в i -м слое:

$$H_\varphi(r, z, t) = -\frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] \lambda d\lambda, \quad (1.36)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \lambda d\lambda, \quad (1.37)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{I dr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda r_0) V(z, t, \lambda) \lambda^2 d\lambda. \quad (1.38)$$

Таким образом, поле КЭД ортогонально полю петли. Поле петли поперечно-электрическое или ТЕ-поле и, значит, поле КЭД – поперечно-магнитное или ТМ-поле. Отметим пока только одну, наиболее замечательную особенность поля КЭД. Как следует из выражения для компоненты H_φ (1.36), в воздухе ($\sigma_0 = 0$) квазистационарный магнитный отклик горизонтально-слоистой среды отсутствует.

Источник, который мы сейчас рассматриваем, является физической идеализацией. Практически его можно реализовать радиально располагаемыми отрезками проводов конечной длины, заземляемых на концентрических окружностях с радиусами a и b . В таком случае необходимо проинтегрировать, например, выражение (1.37) по r_0 и мы получим для E_r :

$$E_r(r, z, t) = \frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot [J_0(\lambda b) - J_0(\lambda a)] \cdot \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \cdot d\lambda. \quad (1.39)$$

Удобно, конечно, использовать такой источник с точечным центральным заземлением, т. е. $a = 0$. Если при этом мы положим $b = \infty$, то можно рассматривать выражение (1.39) как устанавливающееся электрическое поле точечного заземления.

1.4. Заземленная линия – смешанный источник

Рассмотрим такой классический источник электромагнитного поля в электроразведке, как заземленная горизонтальная электрическая линия или диполь. Возьмем короткую линию с током I , заземленную в точках по оси x при $x = -dx_0/2$ и при $x = dx_0/2$. Таким образом, сторонний ток имеет только компоненту j_x^{CT} , причем

$$j_x^{\text{CT}}(x, y) = I \cdot \delta(y) \cdot [U(x + dx_0/2) - U(x - dx_0/2)].$$

Или для диполя с моментом $I dx_0$:

$$j_x^{\text{CT}}(x, y) = I dx_0 \cdot \delta(y) \cdot \delta(x).$$

Тогда

$$\text{div} \mathbf{j}^{\text{CT}} = I dx_0 \cdot \delta(y) \cdot \delta'(x); \quad (1.40)$$

$$\text{rot}_z \mathbf{j}^{\text{CT}} = -I dx_0 \cdot \delta'(y) \cdot \delta(x). \quad (1.41)$$

Затем определяем

$$D^* = I dx_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y) \delta'(x) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy = I dx_0 \cdot i\xi; \quad (1.42)$$

$$R^* = -I dx_0 \cdot i\eta. \quad (1.43)$$

Наконец, согласно выражениям (1.23) - (1.28) и (1.15) - (1.18), получим выражения для всех компонент нестационарного поля горизонтального электрического диполя:

$$\begin{aligned} H_x &= I dx_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{O}(\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V} - X'_z), \\ H_y &= -I dx_0 \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{O}(\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{O}(X'_z) \right], \\ H_z &= I dx_0 \cdot \frac{\partial}{\partial y} \hat{O}(\lambda^2 X), \\ E_x &= I dx_0 \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{O}(V'_z) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{O}(\mu_i \dot{X}) \right], \\ E_y &= I dx_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{O}(V'_z - \mu_i \dot{X}), \\ E_z &= -I dx_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \hat{O}(\lambda^2 V), \end{aligned} \quad (1.44)$$

где \hat{O} – интегральный оператор

$$\hat{O}(F) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) \frac{F(\lambda)}{\lambda} d\lambda,$$

а функции X, V удовлетворяют краевым задачам (1.22), которые мы и будем решать в следующем разделе. Само по себе такое представление поля ГЭД (в виде суперпозиции полей магнитного и электрического типов) позволяет сделать ряд полезных заключений о характере процесса становления поля ГЭД.

Следует обратить внимание на то, что все компоненты, кроме E_z , содержат вклад поля магнитного типа (индуктивную составляющую), а это значит, что в поздней стадии ГЭД можно считать фактически индуктивным источником, близким по свойствам идеальному индуктивному источнику - петле, поскольку, заметим, предваряя исследования, индуктивный (ТЕ) процесс затухает гораздо медленнее гальванического (ТМ).

Как видно, измеряя чисто индуктивную компоненту H_z , мы должны будем характеризовать нашу методику как индуктивную импульсную электроразведку. Регистрируя же компоненту E_z , чисто гальваническую, мы применим весьма отличный метод, который по аналогии можно определить как **неиндуктивную** импульсную электроразведку. Это при одном и том же источнике.

Следующий вывод можно сделать на основании выражений для горизонтальных магнитных компонент H_x и H_y . Видно, что в воздухе, в квазистационарном приближении эти компоненты, как и вертикальная, определяются только магнитной модой. Таким образом, любые измерения магнитного поля, возбуждаемого линией с током, на дневной поверхности и выше методически тяготеют к индуктивной электроразведке.

Наконец, измерение горизонтальных электрических компонент, т. е. применение традиционной установки $ABMN$, приводит к необходимости при интерпретации рассматривать два типа процессов – гальванический и индуктивный. Поэтому, следует признать, такая установка – не самый простой инструмент эксперимента.

1.5. Способы решения задачи о становлении. Обзор

Теория становления электромагнитных полей в проводящей Земле наиболее определенно начала свое развитие с классических работ А.Н. Тихонова [62, 64] и С.М. Шейнмана [69], в которых определились основные способы решения прямой одномерной задачи становления. В дальнейшем в развитии теории методов нестационарного и квазистационарного электромагнитного поля в геофизике принимало участие очень большое число специалистов. Следует упомянуть работы О.А. Скугаревской [53, 54], Д.Н. Четаева [72, 73], Л.Л. Ваньяна [9], П.П. Фролова [68], В.И. Дмитриева [17], Б.С. Светова [50], Л.А. Табаровского [58], А.А. Кауфмана, Г.М. Морозовой [22], В.К. Bhattacharyya [82], J.R. Wait [66], И.С. Гельфанда [12], В.Г. Астраханцева [3], М.Н. Бердичевского [7, 8], В.В. Сочельникова [56, 57], Ф.М. Каменецкого [21], П.П. Макогонова [21], А.Б. Великина [10], Л.Б. Гасаненко [11], Д.С. Даева [16], В.В. Кормильцева [24], В.А. Белаша [6], И.А. Безрука, А.В. Куликова [5], Ю.С. Королькова [25], В.П. Губатенко [15], М.И. Эпова [74], В.Н. Шумана [70].

Решение по Шейнману приводит к двукратному интегралу Фурье - Ганкеля. Алгоритм, использованный Шейнманом, получил наибольшее распространение и развитие в России и за рубежом (например, [9, 66]), несмотря на трудности в численной реализации, связанные с осциллирующими факторами в преобразованиях Фурье и Ганкеля. Разумеется, это понятно и естественно – подход имеет давнюю традицию в физике и математике и в качестве промежуточного этапа включает в себя расчет привычного частотного режима, являющегося рабочим режимом некоторых электромагнитных методов. Он универсален в отношении геоэлектрических моделей. Так что трудности численной реализации так или иначе были преодолены, но только в квазистационарном приближении. Наиболее значительными численными реализациями этого подхода стали в России программа Л.А. Табаровского и В.П. Соколова [59], где использовалась при интегрировании сплайн-

интерполяция, и программы У.Л. Андерсона за рубежом, в которых он применил свой метод цифровой фильтрации ([78]-([81])).

Однако решение задачи установления в виде двойного интеграла Фурье - Ганкеля имеет еще тот недостаток, что оно с большим трудом поддается асимптотическим разложениям. На его основе весьма сложно провести анализ особенностей установления поля различных источников, особенно в средах с изолирующим основанием.

Метод А.Н. Тихонова позволяет получить решение в виде ряда Фурье, удобное для численных расчетов в поздней стадии процесса становления. Имеет ограничения по моделям сред - изолирующие или идеально проводящие верхнее и нижнее полупространства. Метод некоторое время развивался в работах О.А. Скугаревской, П.П. Фролова и других авторов (например, [54, 17]), однако это не привело к появлению эффективной вычислительной процедуры для многослойных сред. За рубежом это решение почти не известно (можем указать лишь [91]) и мало применялось в России. Необходимо отметить, что решение Тихонова, которое мы здесь будем применять, вовсе не единственное представление решения задачи установления во временной области. Сам же А.Н. Тихонов дал и другое решение методом многократных отражений, удобное в ранней стадии [63]. Общий подход к решению во временной области состоит в переходе к одномерной нестационарной или квазистационарной задаче в области пространственных гармоник. Поэтому такой подход иногда называют методом устанавливающихся пространственных гармоник. Эту одномерную задачу можно решать различными способами. В работе [84] эта задача решается конечно-разностным способом. Авторы работы [75] разделили переменные (t и z) в краевой задаче и свели ее к задаче Штурма - Лиувилля, которую также предложили решать численно. Собственно, подход А.Н. Тихонова состоит в последовательном аналитическом решении задачи Штурма - Лиувилля, получении и анализе уравнения для собственных значений, представлении решения в виде ряда по собственным функциям и аналитическом выражении коэффициентов такого представления на основании начального условия.

Возможен также подход к решению во временной области, основанный на аппроксимации геоэлектрической модели. Для магнитной моды, возбуждаемой токовой петлей, расположенной на дневной поверхности, можно с достаточной точностью описать непрерывную по вертикали горизонтально-слоистую геоэлектрическую среду дискретным набором проводящих плоскостей. Решение в этом случае обладает некоторой благоприятной для численных расчетов спецификой [60, 74].

Возвращаясь к оригинальной работе А.Н. Тихонова [64], следует заметить, что там был дан весьма частный случай двухслойной среды, который не так-то просто может быть обобщен. Однако, как оказалось, этот способ решения – чрезвычайно эффективное средство для получения асимптотических выражений для поздних стадий установления полей различных источников [13, 27, 48]. Он также успешно численно реализован для расчетов процессов установления электрического и магнитного типов при возбуждении различными источниками [29, 30, 31].

1.6. Два способа решения задачи о становлении. N -слойная среда

Краевые задачи (1.22) решаем, продолжая разделять переменные. Функции X и V будем искать как суперпозицию решений вида $Z(z) \cdot \exp(-\alpha t)$, где $\operatorname{Re} \alpha \geq 0$. Функцию Z определим как $Z(z) = \zeta(z)$ над границей со сторонним током ($z \leq z_l$) и $Z(z) = B\zeta(z)$ под границей. Функция ζ в i -м слое может быть выражена через свои же значения на нижней или на верхней границе слоя (изнутри слоя). Обозначая $\zeta_i = \zeta(z_i)$, $\zeta'_i = \zeta'_z(z_i)$, ($i = 1, 2, \dots, N$), имеем в каждом слое ($z_i \leq z \leq z_{i+1}$):

$$\begin{aligned} \zeta(z) &= \zeta_1 \cdot \exp[u_0(z - z_1)], \quad z \leq z_1, \quad (\text{в воздухе}), \\ \zeta(z) &= \zeta_i \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_i)] + \frac{\zeta'_i}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_i)], \end{aligned} \quad (1.45)$$

или, выражая через значения на нижней границе,

$$\begin{aligned}\zeta(z) &= \zeta_{i+1} \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\zeta'_{i+1}}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \\ \zeta(z) &= \zeta_N \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z \geq z_N.\end{aligned}\quad (1.46)$$

Здесь $u_i^2 = \lambda^2 + k_i^2$, $k_i^2 = -\alpha\mu_i\sigma_i + \alpha^2\mu_i\varepsilon_i$, ($i = 0, 1, \dots, N$). При переходе границы между слоями непрерывны функции

$$\begin{aligned}&\text{а) для } X \quad \text{б) для } V \\ f &= \mu\zeta \quad \text{и} \quad h = \zeta'_z, \quad h = (\sigma - \alpha\varepsilon)\zeta \quad \text{и} \quad f = \zeta'_z.\end{aligned}\quad (1.47)$$

Формулы (1.45) - (1.47) отражают знаменитый рекуррентный механизм расчетов поля в слоистой среде.

На этом этапе следует уточнить вид параметра α . Обычно его берут в виде $i\omega$, где ω пробегает непрерывный ряд значений, и функции X и V представляются интегралом Фурье:

$$\left. \begin{matrix} X \\ V \end{matrix} \right\} = \hat{F}(Z) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega) Z(z) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (1.48)$$

Функция $Q(\omega)$ есть трансформанта функции, описывающей форму возбуждающего импульса, т. е. $q(t) = \hat{F}(Q)$. Для мгновенного включения имеем, в частности, $Q(\omega) = 1/(-i \cdot \omega)$. Если $q(t) = \exp(-i\omega_0 t)$ (т. е. $Q(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$), мы получаем гармоническое решение для частоты ω_0 .

Находим функцию Z , имея источник на границе $z = z_l$, ($1 \leq l \leq N$) и определяя коэффициенты A и B с учетом условий при $z = z_l$ после преобразования по формуле (1.48) краевых задач (1.22):

$$Z(z) = -\frac{\hat{f}_l}{\check{f}_l \hat{h}_l - \hat{f}_l \check{h}_l} \cdot \check{\zeta}(z), \quad z \leq z_l \text{ (над источником);} \quad (1.49)$$

$$Z(z) = -\frac{\check{f}_l}{\check{f}_l \hat{h}_l - \hat{f}_l \check{h}_l} \cdot \hat{\zeta}(z), \quad z \geq z_l \text{ (под источником).} \quad (1.50)$$

Здесь акцент « $\check{}$ » означает, что функция определяется над источником, последовательно сверху вниз по формулам (1.45) - (1.47),

причем, значение ζ_1 (на верхней стороне первой границы) - произвольно. Соответственно акцент «^» означает, что функция определяется снизу, с нижней стороны последней границы.

Фактически мы здесь в несколько необычной последовательности в разделении переменных использовали обычный способ решения задачи о становлении, известный как «решение в частотной области». Наиболее основательно он был предложен в работе [69] и получил большое развитие в дальнейшем (например, [9, 66]). Проблемы численной реализации этого алгоритма решены, но только в квазистационарном приближении. При учете токов смещения возможность численной реализации преобразования Фурье резко ухудшается.

В квазистационарном приближении можно предложить и другое решение краевых задач (1.22), которое впервые использовал А.Н.Тихонов в работе [64]. Ниже, в этой главе, предлагается раздел с достаточным анализом этого способа решения, а сейчас построим решение без подробных обоснований. Итак, если токами смещения пренебречь и принять верхнее (воздух) и нижнее полупространства изолирующие, то решение в этих областях для функций $X(z, t)$ и $V(z, t)$ есть

$$F(z, t) = F(z_1, t) \exp[\lambda(z - z_1)] \quad (1.51)$$

в верхнем полупространстве и

$$F(z, t) = F(z_N, t) \exp[-\lambda(z - z_N)] \quad (1.52)$$

в нижнем и квазистационарные задачи для X и V ограничиваются по z ($z_1 \leq z \leq z_N$) путем замены граничных условий при $z = z_1$ и $z = z_N$ замыкающими условиями связи функции и производной. Сначала решаем задачу для режима выключения (при $t = 0$), сводя к задаче с начальным условием. При этом получим вместо краевых задач (1.22) следующие задачи для функций X и V :

$$\begin{aligned}
& \text{а) для функции } X & \text{б) для функции } V \\
X''_{zz} - \lambda^2 \cdot X &= \mu_i \sigma_i \frac{\partial X}{\partial t}, & V''_{zz} - \lambda^2 \cdot V &= \mu_i \sigma_i \frac{\partial V}{\partial t}; \\
X'_z - \lambda \frac{\mu_1}{\mu_0} X &= 0, & V &= 0, \quad z = z_1; \\
[\mu X]|_{z=z_i} &= 0, & [\sigma V]|_{z=z_i} &= 0; \\
[X'_z]|_{z=z_i} &= 0, & [V'_z]|_{z=z_i} &= 0; \\
X'_z + \lambda \frac{\mu_{N-1}}{\mu_N} X &= 0, & V &= 0, \quad z = z_N; \\
X &= \overline{X}(\lambda, z), & V &= \overline{V}(\lambda, z), \quad t = 0,
\end{aligned} \tag{1.53}$$

где $i = 2, \dots, N-1$, а $\overline{X}(\lambda, z)$ и $\overline{V}(\lambda, z)$ – решения для постоянного тока. Заметим, что начальным условием для функции X является распределение (Фурье-образ) магнитного поля постоянного стороннего тока, а для функции V – распределение тока, стекающего в среду с заземлений. По-прежнему предполагается, что источник расположен на границе $z = z_l$, которая является одной из границ разреза $z = z_i$, ($i = 1, 2, \dots, N$).

В этом случае параметр α может принимать дискретный набор вещественных значений $\alpha_j \geq 0$ и решение для функций X и V представляется в виде ряда Фурье:

$$\begin{Bmatrix} X \\ V \end{Bmatrix} = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z) \cdot T_j(t), \tag{1.54}$$

где $T_j = \exp(-\alpha_j \cdot t)$ для мгновенного выключения. Если же ток в источнике меняется, как $q(t)$, то

$$T_j = - \int_{-\infty}^t q(\tau) \cdot \alpha_j \cdot \exp[-\alpha_j \cdot (t - \tau)] \cdot d\tau.$$

Функции ζ_j последовательно определяем сверху вниз, положив $\zeta'_{j1} = 1$, с учетом соотношений (1.45) и удовлетворяя граничным

условиям в задачах (1.53). Условия на нижней границе являются уравнениями для определения α_j . В случае сверхпроводящего основания условие на нижней границе для функции X есть $\zeta_{jN} = 0$.

Коэффициенты C_j определяем при удовлетворении начальных условий для функций X и V и пользуясь ортогональностью функций $\mu\sqrt{\sigma}\zeta_j$ для X и $\sqrt{\mu}\sigma\zeta_j$ для V в области $z_1 \leq z \leq z_N$. Также мы учитываем, что функции $\bar{X}(\lambda, z)$ и $\bar{V}(\lambda, z)$ удовлетворяют уравнению

$$F''_{zz} - \lambda^2 \cdot F = 0$$

и тем же условиям на границах, что и функции X, V . Итак,

$$\begin{aligned} \text{а) для функции } X & \quad \text{б) для функции } V & (1.55) \\ C_j = \frac{f_{jl}}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_i^2 \sigma_i}, & \quad C_j = -\frac{f_{jl}}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_i \sigma_i^2}, \end{aligned}$$

где в каждом слое определяется

$$M_{ji} = \int_{z_i}^{z_{i+1}} [\zeta_j(z)]^2 \cdot dz = \frac{d_i \left(\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 - [\zeta'_{ji}]^2 \right) + \left(\zeta_{ji+1} \zeta'_{ji+1} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji} \right)}{2 u_{ji}^2},$$

непрерывные функции f определены выражениями (1.47), а $d_i = z_{i+1} - z_i$ - мощности слоев ($i = 1, 2, \dots, N-1$).

Заметим, что $u_{ji} = \sqrt{\lambda^2 - \alpha_j \mu_i \sigma_i}$ может принимать мнимые значения, тогда вещественное гиперболическое решение (1.45) переходит в вещественное тригонометрическое решение. Вещественная арифметика этого алгоритма позволяет создать весьма быстрые численные процедуры. Остается добавить, что функции X и V определены в области $z_1 \leq z \leq z_N$. Пользуясь общими условиями на границах в задаче (1.22) и решениями (1.51) - (1.52), в случае необходимости можно определить функции X и V в верхнем и нижнем полупространствах.

Здесь в весьма компактной форме приведен одномерный математический аппарат, с помощью которого можно построить алгоритм для расчета устанавливающегося поля произвольного источника на дневной поверхности (или на любой другой границе),

притом двумя способами, совместное использование которых позволяет организовать универсальные надежные и быстрые вычислительные процедуры.

1.7. Однородные полупространства

Пользуясь общим алгоритмом построения решения для функций X и V по формулам (1.45) - (1.50), приведем здесь решения, которые неоднократно нам понадобятся в дальнейшем, а именно для среды, составленной из верхнего ($\sigma_0, \mu_0, \varepsilon_0$ при $z < 0$) и нижнего ($\sigma_1, \mu_1, \varepsilon_1$ при $z > 0$) полупространств. Источник поместим на границу ($z = 0$). Решения в этом случае будут представлены в виде

$$\left. \begin{matrix} X(z, t) \\ V(z, t) \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Q(\omega) Z(z, \omega) \cdot e^{-i\omega t} \cdot d\omega. \quad (1.56)$$

Для определения функции X получим

$$Z(z, \omega) = \frac{1}{\mu_0 u_1 + \mu_1 u_0} \times \begin{cases} \mu_1 \exp(z u_0), & z \leq 0 \\ \mu_0 \exp(-z u_1), & z \geq 0 \end{cases}, \quad (1.57)$$

и для функции V соответственно

$$Z(z, \omega) = \frac{1}{\tilde{\sigma}_0 u_1 + \tilde{\sigma}_1 u_0} \times \begin{cases} u_1 \exp(z u_0), & z \leq 0 \\ -u_0 \exp(-z u_1), & z \geq 0 \end{cases}, \quad (1.58)$$

где $u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0\tilde{\sigma}_i$, $\tilde{\sigma}_i = \sigma_i - i\omega\varepsilon_i$, $i = 0, 1$. Функция $Q(\omega)$ есть трансформанта функции, описывающей форму возбуждающего импульса ($q(t)$). Для мгновенного включения имеем, в частности, $Q(\omega) = 1/(-i \cdot \omega)$. В случае гармонического режима $q(t) = \exp(-i\omega_0 t)$, $Q(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_0)$ и мы получаем гармоническое решение для частоты ω_0 , причем

$$\left. \begin{matrix} X(z, \omega_0) \\ V(z, \omega_0) \end{matrix} \right\} \equiv Z(z, \omega_0). \quad (1.59)$$

Наконец, используя общую формулу (1.31) для вертикального магнитного диполя, получаем в качестве примера выражение для азимутальной электрической компоненты гармонического ВМД, помещенного на границе двух полупространств :

$$E_{\varphi}(r, z, \omega) = -\frac{M_z i \omega \mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \lambda^2 \frac{\mu_1 \exp(z u_0)}{\mu_0 u_1 + \mu_1 u_0} d\lambda. \quad (1.60)$$

Здесь поле рассматривается в верхнем полупространстве.

Поместим теперь на границу гармоническое точечное заземление, ток (величиной I), к которому будем подводить радиально и изотропно в плоскости границы. Иными словами, источником в этом случае будет установка КЭД с заземлениями в центральной точке и по бесконечному радиусу. Применяя формулу (1.39) ($a = 0$, $b = \infty$), получаем для радиальной компоненты в верхнем полупространстве

$$E_r(r, z, \omega) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \frac{u_0 u_1 \exp(z u_0)}{\tilde{\sigma}_0 u_1 + \tilde{\sigma}_1 u_0} d\lambda. \quad (1.61)$$

Это выражение можно считать выражением для поля гармонического точечного заземления, которое ранее не рассматривалось отдельно, поскольку всегда необходимо было учитывать поле подводящих ток проводников. Только система подводящих проводников в виде КЭД не обладает собственным магнитным полем.

1.8. Двухслойный разрез

Если для гармонического подхода простейшей геоэлектрической моделью (с дневной поверхностью) является однородное полупространство, то для решения способом А.Н. Тихонова простейшей моделью является двухслойный разрез с изолирующим основанием. Представим решения в этом частном случае для магнитной и электрической мод с использованием соответствующих реальных «чистых» источников – петли и КЭД (рис. 1.2).

В случае токовой петли, помещенной на высоту H над пластом с проводимостью σ и проницаемостью μ (см. рис. 1.2, а) решаем задачу (1.53) для функции X в области $-H \leq z \leq h$. Пользуясь приведенным выше алгоритмом решения задачи (1.53), получаем решение после выключения ($t = 0$) тока в петле:

$$X(z, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \zeta_j(z) \exp(-\alpha_j t), \quad (1.62)$$

где

$$\zeta_j(z) = \begin{cases} \frac{\exp(\lambda z)}{\mu \lambda}, & -H \leq z \leq 0 \\ \frac{\mu_0}{\mu} \frac{1}{\lambda} \cos(u_j z) + \frac{1}{u_j} \sin(u_j z), & 0 \leq z \leq h \end{cases},$$

$u_j = \sqrt{\alpha_j \mu \sigma - \lambda^2}$, для α_j имеем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{tg}(u_j h)}{u_j} &= -\frac{2\mu_0 \mu \lambda}{\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2}, \\ C_j &= -\frac{\mu_0 \exp(-\lambda H)}{\alpha_j \lambda M_j \mu^2 \sigma}, \\ M_j &= \frac{h(\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2) + 2\mu_0 \mu \lambda}{2u_j^2 \mu^2 \lambda^2}. \end{aligned}$$

Например, компонента E_φ представится в следующем виде:

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{\pi a} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda, \quad (1.63)$$

или

$$E_\varphi = \frac{2M_z \mu_0^2}{\pi a \sigma} \int_0^\infty \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \frac{u_j^2 \exp[-\alpha_j t + \lambda(z - H)]}{h(\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2) + 2\mu_0 \mu \lambda} \right\} J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda d\lambda, \quad (1.64)$$

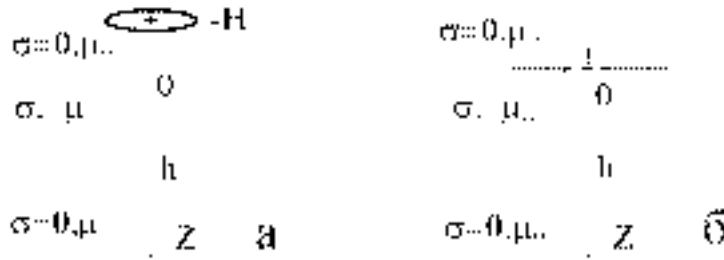


Рис. 1.2. ВМД (а) и КЭД (б) в двухслойном разрезе

где a – радиус петли, $M_z = I\pi a^2$ определяется как момент источника и $z \leq 0$.

Определим теперь устанавливающееся поле, возбуждаемое круговым электрическим диполем с током I , помещенным на дневной поверхности пласта с проводимостью σ (см. рис. 1.2, б), для чего необходимо теперь решить задачу (1.53) для функции V в области $0 \leq z \leq h$. Используя приведенный выше в формулах (1.45)-(1.45) и (1.53) - (1.55) алгоритм решения задачи (1.53), получим решение после выключения ($t = 0$) тока в КЭД:

$$V(z, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \zeta_j(z) \exp(-\alpha_j t), \quad (1.65)$$

где теперь, положив на верхней границе области (изнутри), например, $\zeta'_{j1} = 1$, получим

$$\zeta_j(z) = \frac{\sin(u_j z)}{u_j}, \quad 0 \leq z \leq h,$$

$u_j = \sqrt{\alpha_j \mu_0 \sigma - \lambda^2}$, для α_j имеем уравнение

$$\sin(u_j h) = 0,$$

что дает $u_j = j \frac{\pi}{h}$, $\alpha_j = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \left[\left(j \frac{\pi}{h} \right)^2 + \lambda^2 \right]$. Далее

$$C_j = -\frac{2j\pi}{(j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2)h}.$$

Определяя функцию V , окончательно получаем внутри проводящего пласта и на внутренних поверхностях границ:

$$V(z, t) = -\frac{2\pi}{\sigma} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j}{j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2} \cdot \sin\left(\frac{j\pi}{h} z\right) \cdot \exp\left[-\frac{t(j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2)}{\mu_0 \sigma h^2}\right]. \quad (1.66)$$

Выражения для компонент поля конечной установки КЭД с точечным центральным заземлением и радиусом b есть:

$$H_{\varphi}(r, z, t) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] d\lambda; \quad (1.67)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} d\lambda; \quad (1.68)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{I}{2\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] V(z, t, \lambda) \lambda d\lambda. \quad (1.69)$$

В выражении для H_{φ} членом, связанным с токами смещения, можно вполне пренебречь в проводящем пласте, тем более что функцию V мы определили в квазистационарном приближении. Однако вблизи границ, а также в верхнем и нижнем изолирующих полупространствах этот член может быть сохранен как способ приближенного учета токов смещения. Впрочем, мы еще не определили функцию V вне проводящего слоя. Для определения воспользуемся представлениями для V (1.51) - (1.52) в верхнем и нижнем изолирующих полупространствах и непрерывностью V'_z . Например, в воздухе ($z \leq 0$) получим

$$V(z, t) = -\frac{2\pi}{\sigma} \frac{\exp(\lambda z)}{\lambda h} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j^2}{j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2} \cdot \exp\left[-\frac{t(j^2 \pi^2 + \lambda^2 h^2)}{\mu_0 \sigma h^2}\right]. \quad (1.70)$$

Это выражение для V позволяет определить магнитное поле в воздухе, которое связано только с токами смещения.

1.9. Моды и способы возбуждения. Терминология

В заключение этой главы, пользуясь полученными результатами, обсудим связь между способами возбуждения и типом возбуждаемого поля, что имеет отношение также к употребляемой терминологии. Сначала следует договориться по поводу терминов «индукционный» и «индуктивный» в геоэлектрике. Первый, как мы понимаем и употребляем, относится ко всякой электромагнитной ситуации, меняющейся во времени (в том числе и гармонически). Второй указывает на способ возбуждения (индуктивный) индукционного процесса, который, впрочем, может возбуждаться и другим путем – гальванически, посредством стекающего с заземления переменного тока. Индукционный процесс (становление или гармонический режим) в одномерной геоэлектрической среде может быть электрического типа или магнитного (или суперпозицией). В случае наземной электроразведки, в которой приемно-питающая установка располагается на дневной поверхности или выше, справедливо, что поле магнитного типа возбуждается индуктивно, а поле электрического типа – гальванически. В связи с чем иногда ТЕ-процесс именуется индуктивным процессом, а ТМ-процесс – гальваническим. Таким образом, известнейший метод электроразведки – индуктивная (импульсная) электроразведка (МПП, ЗСБ) определен так из-за широкого применения чисто индуктивного способа возбуждения посредством токовой петли (но это не обязательно), но также и потому, что идеология метода основана на использовании поля магнитного типа. Хотя, конечно, следует понимать, что задачи метода совсем другие, нежели реализация ТЕ-процесса. Просто ТЕ-процесс – базовый для индуктивной импульсной электроразведки.

Можно добавить, выходя за рамки приведенной выше теории, что если рассматривать и установки с погруженными элементами, то поле электрического типа возбуждается и индуктивным путем от вертикального стороннего тока. В случае вертикального электрического диполя (ВЭД) полное поле (Е-поле) возбуждается

гальваническим и индуктивным способами. В случае погруженного горизонтального магнитного диполя (ГМД) полное поле есть суперпозиция полей электрического и магнитного типов и все это возбуждается индуктивно.

Вопрос о соответствии способа возбуждения и типа возбуждаемого поля усложняется, если установка такова, что нельзя пренебречь возбуждением посредством токов смещения. Такой способ возбуждения можно назвать емкостным. Известная такая питающая установка – это незаземленная электрическая линия – смешанный индуктивно-емкостной возбудитель. Предлагаемый ниже (гл. 3) вариант КЭД с внешним незаземленным окончанием является гальвано-емкостным возбудителем чистого ТМ-поля.

Еще одно замечание относится к связи переходных процессов ТЕ- и ТМ-типов со стационарными режимами. Начальным стационарным состоянием для устанавливающегося ТМ-поля является электрическое поле постоянного тока, стекающего с заземлений (т. е., условно говоря, классическая электроразведка на постоянном токе). Начальным стационарным состоянием для ТЕ-поля является постоянное магнитное поле проводов с током. Отсюда следует вывод, что известные методы зондирования становлением (фактически использующие только поле магнитного типа) вовсе не являются прямым развитием методов постоянного тока, но они составляют вновь возникшую боковую ветвь электроразведки. Прямым наследником электроразведки на постоянном токе является метод, использующий переходный процесс электрического типа. О таком методе рассказано в гл. 5.

Глава 2

Индуктивные импульсные зондирования

Индуктивные импульсные зондирования или, индуктивная импульсная электроразведка (ИИЭ), – геоэлектромагнитный метод, использующий становление поля магнитного типа.

Наиболее известные модификации ИИЭ – зондирования в ближней зоне (ЗСБ) и метод переходных процессов (МПП) – имеют уже сложную и даже драматическую историю, пережив годы чрезвычайно широкого использования (до 1990 г.) и ставши теперь весьма редкими в глубинном применении. Мы прежде всего имеем в виду СССР и Россию, но подобное (с меньшим размахом) произошло и во всем мире.

Использование поля магнитного началось в индукционных методах электроразведки. Причем быстро обнаружилось, что удобно возбуждать среду индуктивно, незаземленным контуром и принимать так же – индуктивно. Что означало переход уже на использование только ТЕ-поля. Таким образом, современные методы электроразведки (индукционные, с незаземленными элементами приемно-питающей установки, т. е. индуктивные) отличаются от методов на постоянном токе не только режимом питания (и не столько), но и типом используемого поля. Основное физическое от-

личие при этом состоит в том, что поле электрического типа имеет вертикальную электрическую компоненту, ТЕ-поле такой компоненты не имеет.

Ниже сформулируем положительные (или просто удобные) стороны применения поля магнитного типа.

1. Возбуждение и прием индуктивным способом, что делает методику технологичной.

2. Измерения устойчивы, повторяемы, что связано с регистрацией отклика только от горизонтальных токов.

3. Интерпретация ТЕ-отклика максимально проста, насколько это возможно. Характерно, что достаточно эффективными являются такие простые интерпретационные модели, как S -плоскость и однородное полупространство. Поле магнитного типа «охотно» воспринимает геоэлектрический разрез как латерально-однородный и широко допускает одномерный подход при интерпретации.

4. Токи, возбуждаемые в земле, имеют вторичный характер, следовательно, слабы. Поскольку они к тому же и горизонтальны, то метод (в первом приближении) в электродинамическом смысле чист, свободен от электрохимических эффектов и, следовательно, позволяет простой электродинамический подход при интерпретации.

Эти преимущества привели к тому, что индукционные методики электромагнитных зондирований с использованием только ТЕ-поля получили самое широкое распространение и, когда решались более простые задачи, например прослеживание генерального вертикального распределения проводимости георазреза или выявление хорошо проводящих объектов во вмещающей среде с большим сопротивлением, индуктивная электроразведка показала высокую эффективность.

Естественно, с течением времени цели и объекты индуктивной (импульсной) электроразведки стали усложняться. В 80-х гг. были предприняты (и даже в широких производственных масштабах) попытки решать тонкие структурные задачи, такие как выявление и оконтуривание залежей углеводородов. Подобные методики, достаточно дорогостоящие по отношению к результатам, пали первой

жертвой экономических неурядиц в нашей стране и изменений в мировых электроразведочных тенденциях (в сторону малоглубинных исследований).

Как бы там ни было, мы не склонны ожидать возрождения глубинных структурных исследований в прежних объемах на базе традиционной индуктивной электроразведки. Теперь мы увидели и недостатки и ограничения метода, которые во многом являются лишь продолжением его достоинств в область навязываемых методу «тонких» задач. ТЕ-отклик определяется всей вмещающей толщей (но при этом преимущественно его суммарной продольной проводимостью) при широком латеральном распространении. Интересующие аномальные эффекты тонут в этом высокочастотном генерализованном сигнале. Убрать этот фон трудно, прежде всего потому, что, в силу широкого латерального распространения, становится неопределенной вмещающая среда. Этот фон чрезвычайно изменчив в пространстве и крайне затрудняет (делает невозможным?) использование экономичных методик с закрепленным источником.

На наш взгляд, кроме объективных причин «отката» в глубинном использовании ИИЭ имеют место и серьезные субъективные – слишком долгая привязанность к одномерному подходу и порой к самым примитивным его формам. Попыткам построения площадных методик с закрепленным источником не обеспечивались адекватными средствами интерпретации, были плохо теоретически проработаны. Весьма показательно, что обнаруженные нами примеры (гл. 2) тройного перехода сигнала становления от разнесенной установки «петля-петля» в вполне реальных и простых геоэлектрических условиях не были известны ранее. Кроме того, следует отметить, что, несмотря на десятилетиями копившийся и усвоенный опыт, регистрация индуктивного процесса становления все еще остается трудной проблемой, с которой справляются в полной мере лишь отдельные специалисты. Отсутствуют четкие критерии в разработке и использовании аппаратуры ИИЭ.

На фоне явного кризиса индуктивной импульсной электроразведки странной выглядела недавняя дискуссия о «сверхразреше-

нии» ИИЭ и о «неклассических» эффектах. Приводились весьма разнородные экспериментальные факты без должного анализа используемой аппаратуры и методики интерпретации. На наш взгляд, о феномене «сверхразрешения» в каждом конкретном случае можно начинать говорить только после подтверждения экспериментального материала с использованием другой аппаратуры, после повторной независимой интерпретации, наконец, после анализа возможного влияния трехмерности распределения проводимости. Трудно отделаться от мысли, что такая дискуссия лишь замещает серьезный анализ проблем ИИЭ, уводит от него.

Наша позиция состоит в том, что только трезвый взгляд на возможности и ограничения ИИЭ, четкое определение круга решаемых средствами ИИЭ задач, решение упомянутых субъективных проблем обеспечат впредь достаточную эффективность метода и соответственно определенную нишу в комплексе геофизических методов, в том числе и при решении структурных задач.

В этом специальном курсе, посвященном общему анализу импульсной электроразведки, разумеется, нет возможности для систематического и всестороннего описания индуктивного способа, такого, как, например, в книге В.А. Сидорова [51]. Мы здесь рассматриваем избранные интересные ситуации и надеемся, что кое-что будет для читателя новостью. Говоря об индуктивных импульсных зондированиях, подразумевая во многих случаях и МПП, мы постоянно будем находиться в кругу проблематики структурной электроразведки. На наше изложение также явно влияет соседство последующих глав (гл. 3 и 5), где предлагается как раз альтернатива – неиндуктивная импульсная электроразведка, основанная на использовании ТМ-процесса.

Определяющее значение в утверждении индуктивной импульсной электроразведки имели усилия А.А. Кауфмана, Г.М. Морозовой, В.А. Сидорова, В.В. Тикшаева, Ф.М. Каменецкого, Б.И. Рабиновича, А.К. Захаркина.

2.1. Становление ТЕ-поля

Итак, ниже мы рассмотрим некоторые конкретные решения задачи установления ТЕ-поля. Общее решение в произвольной горизонтально-слоистой среде двумя способами («во временной области», в «частотной области») дано нами в гл. 1.

2.1.1. Процесс становления в полупространстве

Выражения для устанавливающегося поля вертикального магнитного диполя при ступенчатом изменении момента в однородном полупространстве хорошо известны [9, 66]. Однако эти классические решения не учитывают конечные размеры источника и произвольный импульсный режим возбуждения, что существенно для современных (малоглубинных) условий применения ИИЭ. Получим другое представление решения.

Рассмотрим выражение для неустановившегося поля круглой петли с током, расположенной на дневной поверхности однородного полупространства. В квазистационарном приближении при ступенчатом выключении тока в петле имеем

$$E_{\varphi}(r, z, r_0, z_0, t) = \frac{\mu_0 r_0}{2} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot Z(z, t, \lambda) \cdot d\lambda. \quad (2.1)$$

Здесь

$$Z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(z, \omega) \cdot \exp(-i\omega t) \cdot d\omega, \quad (2.2)$$

где

$$X = \frac{2\lambda \exp(-u |z|)}{\lambda + \mu}.$$

Соответственно $u = \lambda^2 + k^2$, а $k^2 = -i\omega\mu\sigma$.

Таким образом, мы записали решение в форме суперпозиции устанавливающихся пространственных гармоник. Здесь учтены конечные размеры установки путем введения множителя $J_1(\lambda r_0)$, где

r_0 - радиус генераторной петли. В этом случае не удастся найти удобное аналитическое представление для интеграла в (2.1), но после замены переменных и приведения к преобразованию Лапласа интеграл (2.2) берется аналитически:

$$Z = \frac{2\lambda^2}{\mu\sigma} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \cdot \exp\left(-\tau - \frac{z^2\mu\sigma}{4t}\right) - \exp(\lambda z) \cdot \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{2\sqrt{\tau}}\right) \right], \quad (2.3)$$

где $\tau = \frac{t\lambda^2}{\mu\sigma}$, а функция erfc представляется в виде

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt.$$

Решение для импульса произвольной формы можно получить, произведя свертку этого импульса с выражением (2.3) и подставляя в представление для поля (2.1).

2.1.2. Переходный процесс в присутствии S -плоскости

Другая простейшая модель геоэлектрической среды, сыгравшая большую методологическую роль в развитии индуктивной импульсной электроразведки, состоит в аппроксимации проводящей толщи проводящей плоскостью. Такая модель (S -плоскость в непроводящем пространстве) возможна и имеет смысл именно в индуктивной электроразведке, т. е. при использовании ТЕ-поля, и теряет смысл с точки зрения ТМ-процесса (квазистационарного). Особая роль этой модели для индуктивной импульсной электроразведки обеспечивается, во-первых, свойствами ТЕ-процесса становления, по которым в поздней стадии процесс определяется лишь суммарной продольной проводимостью и безразличен к вертикальному распределению проводимости и, таким образом, совпадает с процессом становления в присутствии S -плоскости с соответствующим значением продольной проводимости. С этим связана известная « S -эквивалентность», по которой разрезы с различным вертикальным распределением проводимости при одинаковой

ее суммарной величине могут дать одинаковые (практически) отклики. Во-вторых, популярность этой модели обеспечивалась также простотой математического описания процесса становления и соблазнительной легкостью вовлечения этого описания в процесс интерпретации.

Решим сначала задачу о становлении поля вертикального магнитного диполя в присутствии проводящей плоскости как самостоятельную задачу (хотя впервые решение этой задачи приводится еще в книге [55]). Используем цилиндрическую систему координат с осью z , направленной вниз. ВМД с моментом M_z помещен в начало координат, а S -плоскость с продольной проводимостью S помещена на «глубине» h ($z = h$). Система уравнений Максвелла для ненулевых компонент поля после отключения источника выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} &= \mu_0 \dot{H}_r, \quad \frac{1}{r} E_\varphi + \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} = -\mu_0 \dot{H}_z, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_r) + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0,\end{aligned}\tag{2.4}$$

всюду, кроме точек S -плоскости. На S -границе ($z = h$) должны выполняться следующие условия:

$$[E_\varphi] = 0, \quad [H_r] = S \cdot E_\varphi.\tag{2.5}$$

Определение S -плоскости и вывод этих условий даны еще в работе [69]. Для получения этих условий следует рассмотреть первое уравнение Максвелла внутри тонкого (δh) проводящего (σ) слоя при тенденции: $\delta h \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow \infty$ так, что $\delta h \sigma \rightarrow S$, и использовать непрерывность тангенциальных компонент поля на простых границах.

Разделяя переменные и принимая во внимание представления постоянного поля ВМД

$$H_r = -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 e^{-\lambda|z|} d\lambda = -\frac{M_z}{4\pi} \frac{3rz}{(r^2 + z^2)^{5/2}},$$

$$H_z = -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 e^{-\lambda|z|} d\lambda = \frac{M_z}{4\pi} \frac{r^2 - 2z^2}{(r^2 + z^2)^{5/2}},$$

ищем решения в виде

$$\begin{aligned} H_r &= -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 R(z, t, \lambda) d\lambda, \\ H_z &= -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 Z(z, t, \lambda) d\lambda, \\ E_\varphi &= \frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 F(z, t, \lambda) d\lambda. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Задача (2.4) - (2.5) для компонент поля отображается в следующую задачу для функций R, Z, F :

$$\begin{aligned} R'_z + \lambda Z &= 0, \\ F'_z &= -\mu_0 \dot{R}, \quad \lambda F = \mu_0 \dot{Z}, \\ \lambda R + Z'_z &= 0, \end{aligned} \quad (2.7)$$

всюду, исключая границу S , а на границе ($z = h$)

$$[F] = 0, \quad [R] = -S \cdot F.$$

Поставим задачу для функции Z :

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= 0, \quad z \neq h; \\ [Z] = 0, \quad [Z'_z] &= -\mu_0 S \dot{Z}, \quad z = h; \\ Z(h, 0, \lambda) &= \exp(-\lambda h) \quad - \text{начальное условие.} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Решение ищем в виде

$$Z(z, t, \lambda) = C(\lambda) \cdot \zeta(z) \cdot e^{-\alpha t},$$

что дает следующую задачу для $\zeta(z)$:

$$\begin{aligned} \zeta''_{zz} - \lambda^2 \zeta &= 0, \quad z \neq h; \\ [\zeta] = 0, \quad [\zeta'_z] &= \mu_0 S \alpha \zeta, \quad z = h. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Решая задачу (2.9), удовлетворяя также начальному условию в задаче (2.8), легко получаем, что $\alpha = \frac{2\lambda}{\mu_0 S}$ и в области $0 \leq z \leq h$

$$Z = \exp \left[-\lambda(2h - z) - \frac{2\lambda t}{\mu_0 S} \right], \quad R = -Z, \quad F = -\frac{2}{S} \cdot Z.$$

Наконец, подставляя эти выражения в интегралы (2.6) и интегрируя, получаем широко известные выражения для устанавливающегося поля S -плоскости:

$$\begin{aligned} H_r &= \frac{M_z}{4\pi} \frac{3rm}{(r^2 + m^2)^{5/2}}, & H_z &= \frac{M_z}{4\pi} \frac{r^2 - 2m^2}{(r^2 + m^2)^{5/2}}, \\ E_\phi &= \frac{M_z}{4\pi S} \frac{6rm}{(r^2 + m^2)^{5/2}}, & & (2.10) \\ \dot{B}_r &= \frac{6M_z \mu_0 r}{4\pi S} \frac{r^2 - 4m^2}{(r^2 + m^2)^{7/2}}, & B_z &= -\frac{6M_z \mu_0 m}{4\pi S} \frac{3r^2 - 2m^2}{(r^2 + m^2)^{7/2}}, \end{aligned}$$

где $m = \frac{2t}{\mu_0 S} + 2h - z$ в принятой нами системе координат ($z \leq h$).

2.1.3. Релаксация поля в пачке S -плоскостей

Решение для двух плоскостей ранее приводилось (например, [49]), а становление в присутствии N проводящих плоскостей рассматривалось в работе [60]. Мы здесь приведем совершенно прозрачное развитие решения для одной плоскости, полученное в предыдущем подразделе.

Итак, имеется N плоскостей с параметрами $S_i, h_i, i = 1, 2, \dots, N$. Краевая задача (2.8) для функции Z имеет теперь вид

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= 0, & z &\neq h_i, \quad i = 1, 2, \dots, N; \\ [Z] &= 0, \quad [Z'_z] = -\mu_0 S_i \dot{Z}, & z &= h_i; \\ Z(h_i, 0, \lambda) &= \exp(-\lambda h_i) & & - \text{начальное условие.} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Решение ищем в виде

$$Z(z, t, \lambda) = C(\lambda) \cdot \zeta(z) \cdot e^{-\alpha t},$$

что дает следующую задачу для $\zeta(z)$:

$$\begin{aligned} \zeta''_{zz} - \lambda^2 \zeta &= 0, & z \neq h_i; \\ [\zeta] &= 0, \quad [\zeta'_z] = \mu_0 S \alpha \zeta, & z = h_i. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Далее все очень просто. Обозначим ζ_{i-} значение на i -й границе «сверху», а ζ_{i+} – «снизу». В i -м слое воздуха, между i -й и $i+1$ -й плоскостью решение можно представить через значения функции на внутренних поверхностях границ:

$$\zeta(z) = \zeta_{i+1-} \text{ch}[\lambda(z_{i+1} - z)] - \frac{\zeta'_{i+1-}}{\lambda} \text{sh}[\lambda(z_{i+1} - z)] \quad (2.13)$$

или

$$\zeta(z) = \zeta_{i+} \text{ch}[\lambda(z_i - z)] - \frac{\zeta'_{i+}}{\lambda} \text{sh}[\lambda(z_i - z)]. \quad (2.14)$$

В нижнем полупространстве решение есть $\zeta(z) = \zeta_{N+} \exp(-\lambda z)$, в верхнем – $\zeta(z) = \zeta_{1-} \exp(\lambda z)$. Таким образом, положив, например, $\zeta_{N+} = 1$, далее можно последовательно определить $\zeta(z)$ всюду, пользуясь пересчетом вверх по формуле (2.13) и условиями связи между ζ_{i-} и ζ_{i+} при переходе S -границы (2.12). В верхнем полупространстве, определив ζ_{1-} и ζ'_{1-} , мы получим уравнение ($\lambda \zeta_{1-} = \zeta'_{1-}$) для α , решение которого есть проблема определения корней α_j , $j = 1, 2, \dots, N$ (все – вещественные) многочлена степени N . Следовательно, общее решение мы должны представить в виде

$$Z(z) = \sum_{j=1}^N C_j \zeta_j(z) \exp(-\alpha_j z). \quad (2.15)$$

Коэффициенты C_j определяются при удовлетворении начального условия путем решения системы линейных уравнений:

$$\exp(-\lambda h_i) = \sum_{j=1}^N C_j \zeta_j(h_i), \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (2.16)$$

Численная реализация этого алгоритма может быть различной. В силу характера ТЕ-поля (только горизонтальные токи), возможно большими наборами S -пластин аппроксимировать любую горизонтально-слоистую среду в рамках индуктивной электроразведки (например, [74]).

2.1.4. Становление поля токовой петли в двухслойной среде с изолирующим основанием

Рассмотрим частный случай, когда средой является однородный пласт с мощностью h и с удельным сопротивлением ρ , подстилаемый изолирующим полупространством. Этот случай представляет интерес потому, что здесь решение можно привести в виде однократного интеграла, что позволяет получить весьма быструю программу, которая использовалась автором для различных трансформаций наблюдаемой кривой становления в кривые кажущихся величин. Итак, из общего решения получаем для случая источника – токовой петли и приемника на дневной поверхности ($z = 0$):

$$\zeta_j(z) = \cos(u_j z) - \frac{\lambda}{u_j} \sin(u_j z), \quad (2.17)$$

где $u_j = \sqrt{m u_0 \alpha_j / \rho - \lambda^2}$, для α_j имеем уравнение

$$\frac{\operatorname{tg}(u_j h)}{u_j} = \frac{2\lambda}{u_j^2 - \lambda^2}, \quad M_j = \frac{\mu_0 S \alpha_j + 2\lambda}{2\rho u_j^2}, \quad S = \frac{h}{\rho}$$

и, наконец, для E_φ получим

$$E_\varphi(r, z, t) = -2I\rho \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{u_j^2 \exp(-\alpha_j t)}{\mu_0 S \alpha_j + 2\lambda} \right\} d\lambda. \quad (2.18)$$

Теперь сделаем замену переменной в интеграле (2.18):

$$\begin{aligned} \lambda &= u \cdot \operatorname{tg} \left(\frac{uh}{2} \right) \quad \text{при} \quad 2\pi j \leq uh \leq \pi(2j+1); \\ \lambda &= -u \cdot \operatorname{ctg} \left(\frac{uh}{2} \right) \quad \text{при} \quad \pi(2j+1) \leq uh \leq 2\pi(j+1); \\ j &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

и получим для компонент поля удобные для расчета выражения в виде однократных интегралов, причем, в отличие от интеграла

(2.18), с прямым вычислением подынтегральной функции:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= -I\rho a \int_0^\infty J_1(\lambda r) Q(t, \lambda) d\lambda, \\ H_r &= Ia \int_0^\infty J_1(\lambda r) Q(t, \lambda) \frac{\lambda}{u^2 + \lambda^2} d\lambda, \\ H_z &= -Ia \int_0^\infty J_0(\lambda r) Q(t, \lambda) \frac{\lambda}{u^2 + \lambda^2} d\lambda, \end{aligned} \quad (2.19)$$

где

$$Q(t, \lambda) = J_1(\lambda a) \lambda u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right] \exp(-2\lambda H).$$

Здесь источник и приемник подняты на высоту H над пластом.

2.1.5. Поздняя стадия ТЕ-процесса в многослойной среде

Рассмотрим позднюю стадию процесса установления в многослойной среде, пользуясь моделью и представлением решения, предложенными в предыдущей главе. Источник и приемник поместим на дневной поверхности ($z_l = z_1 = 0$, $z = 0$) многослойной среды. Тогда, например, для E_φ имеем

$$E_\varphi(r, z, t) = -I \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{\exp(-\alpha_j(\lambda) t)}{M_j(\lambda)} \right\} d\lambda, \quad (2.20)$$

где подчеркнуто, что собственные числа α_j являются функциями переменной интегрирования λ .

При $t \rightarrow \infty$ интеграл будет определяться, в основном, при таких значениях λ , при которых стремятся к 0 α_j – все, несколько или хотя бы одно. В противном случае спад поля в среде с изолирующим основанием в поздней стадии имел бы экспоненциальный

характер. Рассмотрим собственные значения при $\lambda \rightarrow 0$ и представим

$$\alpha_j = a_{j0} + a_{j1}\lambda + a_{j2}\lambda^2 + \dots,$$

тогда для a_{j0} получим уравнение (естественно, тригонометрическое) в рекуррентной записи:

$$\begin{aligned}\zeta_{j1} &= 1, \quad \zeta'_{j1} = 0, \\ \zeta_{ji+1} &= \zeta_{ji} \cos(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i) - \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \sin(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i), \\ \zeta'_{ji+1} &= \zeta_{ji} u_{ji} \sin(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i) + \zeta'_{ji} \cos(\sqrt{\mu_0 \sigma_i a_{j0}} d_i), \\ \zeta'_{jN} &= 0.\end{aligned}$$

Нетрудно видеть одно решение – $a_{00} = 0$. Таким образом, при $\lambda \rightarrow 0$ только $\alpha_0 \rightarrow 0$ и достаточно в формуле (2.20) в подынтегральном выражении сохранить только первый член ряда при $t \rightarrow \infty$.

Определим теперь α_0 при $\lambda \rightarrow 0$, считая α_0 величиной малой порядка λ . В таком случае получим следующее уравнение для α_0 :

$$\begin{aligned}\zeta_{01} &= 1, \quad \zeta'_{01} = -\lambda, \\ \zeta_{0i+1} &\approx \zeta_{0i}, \\ \zeta'_{0i+1} &\approx \zeta_{0i} \mu_0 \alpha_0 \sigma_i d_i + \zeta'_{ji}, \\ \zeta'_{0N} - \lambda \zeta_{0N} &= 0.\end{aligned}$$

Откуда и найдем, что

$$\alpha_0 \approx \frac{2\lambda}{\mu_0 \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i d_i}$$

при $\lambda \rightarrow 0$.

Далее, $M_0 \approx \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i d_i$ и вместо формулы (2.20) получим

$$E_\varphi(r, z, t) = -\frac{I}{S} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \exp\left(\frac{-2\lambda t}{\mu_0 S}\right) d\lambda, \quad (2.21)$$

где $S = \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i d_i$ – суммарная продольная проводимость разреза. Полагая $J_1(\lambda a) \approx \lambda a/2$ (чем заменяем петлю диполем, что соответствует рассматриваемой сейчас поздней стадии), получаем простой табличный интеграл [14] и окончательно:

$$E_\varphi(r, t) = \frac{3M_z r}{\pi S} \cdot \frac{t}{\mu_0 S} \cdot \frac{1}{\left[r^2 + \left(\frac{2t}{\mu_0 S} \right)^2 \right]^{5/2}}. \quad (2.22)$$

Правая часть очень известна в теории индуктивной электро-разведки (например, [52]). Итак, в поздней стадии поле многослойного разреза с изолирующим основанием ведет себя, как поле проводящей плоскости с продольной проводимостью, равной суммарной продольной проводимости разреза. Это известнейший и характернейший факт из теории индуктивной импульсной электроразведки. Пожалуй, впервые был получен для многослойной среды в работе [68].

Получено самое позднее асимптотическое представление. Сохраняя следующие члены в разложении решения (2.20) по степеням малости переменной λ , можно получить и более ранние асимптотики, как это делалось для простых сред в работах [63, 27].

2.1.6. Становление ВМД в среде со сверхпроводящим основанием

В геоэлектрической практике плохопроводящее основание, которое можно представить изолятором, – вполне обычное явление и рассматриваемое решение задачи имеет прямые практические приложения. В другом крайнем случае, когда проводимость основания на два-три порядка превосходит среднюю проводимость исследуемой верхней части разреза, имеет смысл другая идеализация модели – идеально проводящее основание. В этом случае опять можно применить способ решения А.Н. Тихонова. В краевой квазистационарной задаче условие на нижней границе для изолятора ($X' + \lambda X = 0$) заменяется на $X = 0$. Нетрудно показать, что теперь

при $\lambda = 0$ уравнение для собственных значений не будет иметь нулевого решения. Это означает, что спад поля в самой поздней стадии будет происходить экспоненциально. Впервые эта ситуация этим же методом исследовалась в работе [53]. Нами реализована возможность расчета поля установления в многослойной среде с идеально-проводящим основанием в системе ПОДБОР. В гл. 2 исследуется некоторый парадокс, возникающий при интерпретации данных, полученных в средах с сильнопроводящим основанием.

Рассмотрим решение для двухслойной (ρ, h) среды в этом случае. Вместо выражения (2.18) получим

$$E_\varphi(r, z, t) = -2I\rho \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{u_j^2 \exp(-\alpha_j t)}{\mu_0 S \alpha_j + \lambda} \right\} d\lambda, \quad (2.23)$$

где несколько изменился только знаменатель в подынтегральном выражении. Уравнение для α_j также имеет бесконечное число решений для каждого значения λ :

$$\operatorname{tg} \left(h \sqrt{\mu_0 \alpha_j / \rho - \lambda^2} \right) = - \frac{\sqrt{\mu_0 \alpha_j / \rho - \lambda^2}}{\lambda},$$

но среди них нет такого, чтобы $\alpha_j \rightarrow 0$ при $\lambda \rightarrow 0$, а это значит, что в пласте с идеально проводящим основанием поле спадает экспоненциально в поздней стадии.

2.2. Линеаризация прямых задач индуктивной электроразведки

В предыдущей главе анализировалась основная прямая задача индуктивных зондирований становлением. С точки зрения интерпретационного процесса, эта очень важная и определяющая, подлежащая постоянной оптимизации, но не единственная и не достаточная деталь аппарата инверсии. Применение прямой задачи

в условиях процесса интерпретации должно дополняться возможностью анализа чувствительности сигнала к изменениям параметров разреза, возможностью анализа процесса распространения тока внутри среды. Кроме того, желательно иметь процедуры учета различных дополнительных к процессу электродинамического квазистационарного установления эффектов – вызванной поляризации, магнитной вязкости, влияния диэлектрической проницаемости, если это необходимо. И наконец, следует признать, что интерпретация данных, относящихся к горизонтально-неоднородным средам, с применением кажущихся параметров одномерных моделей (пусть даже многослойных) является исчерпавшим себя паллиативом. Современный интерпретационный процесс требует привлечения трехмерных математических моделей. Острота ситуации состоит в том, что тенденцией электромагнитных исследований является организация сбора и обработки все больших объемов данных и, значит, все элементы аппарата инверсии, включая и элементы трехмерного характера, должны быть оперативны.

2.2.1. Базовая модель и метод вторичных источников

Одномерная кусочно-однородная среда – до сих пор основная интерпретационная модель в геоэлектромагнитных исследованиях, в особенности в методах установления с контролируемым источником. Магнитную проницаемость обычно можно всюду принять равной проницаемости вакуума. Хотя частотный подход позволяет формально записать решение с учетом диэлектрической проницаемости каждого слоя, численная реализация такого представления в режиме установления не освоена. Решение же во временной области (по А.Н. Тихонову) предполагает квазистационарность уже на стадии постановки краевой задачи. Эта модель среды, описываемая лишь одномерной, кусочно-постоянной функцией $\sigma_0(z)$, является современным компромиссом между более сложно устроенной реальной средой и нашими программно-алгоритмическими и техническими возможностями для оперативных расчетов.

Так или иначе, эта модель является базовой в интерпретационном процессе для зондирований становлением (ЗС). Нередко обнаруживается, что базовая модель недостаточна, но любое усложнение этой модели наталкивается на трудности численной реализации. Мы, однако, призываем не спешить применять сугубо численные методы, в особенности разностные. Ниже показано, как можно просто разрешить некоторые осложнения, оставаясь «вблизи» базовой модели и пользуясь почти теми же матсредствами, что и для самой базовой модели.

Базовая модель подразумевает квазистационарный, чисто электродинамический процесс и, в целом, можно говорить о базовой задаче, решение которой имеет известные интегральные представления для любого переменного и распределенного источника (например, [31], где приведены решения прямой задачи ЗС частотным способом и по А.Н. Тихонову). Если рассмотреть теперь возмущающий фактор, как дополнительный сторонний ток в базовой задаче, конкретно, в первом уравнении Максвелла, то можно получить алгоритм для расчетов аномального поля при возмущениях самого разного рода.

2.2.2. Интегральное уравнение и борновское приближение

Используем простой, но достаточно важный пример осесимметричной задачи. Источник – токовая петля с током I , радиуса r_0 и на уровне z_0 отключается. В таком случае электрическое поле в цилиндрической системе координат имеет только компоненту E_φ и базовое решение можно записать в виде

$$E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) = I \cdot \mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t). \quad (2.24)$$

Допустим, что в некоторой кольцевой области с сечением $S(r, z)$ действует некий возмущающий по отношению к базовой модели фактор, зависящий от электрического поля линейно. В этой области первое уравнение Максвелла после выключения источника

будет выглядеть следующим образом:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \sigma_0(z) \cdot \mathbf{E} + \hat{L}[\mathbf{E}], \quad (2.25)$$

где \hat{L} – линейный оператор (в том числе дифференциальный и интегральный). Поле соответственно можно представить как сумму базового решения и аномальной части:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^0 + \mathbf{h}, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}^0 + \mathbf{e}.$$

Рассматривая член $\hat{L}[\mathbf{E}]$ в уравнении (2.25) как сторонний ток (невзаимодействующие между собой токовые петли с переменным током) в базовой среде (σ_0), получаем для полного поля

$$\begin{aligned} E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) &= E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) + \\ &+ \iint_S \int_{-\infty}^t \hat{L}[E_\varphi(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau)] \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Пока получено интегральное уравнение, но нетрудно согласиться с тем, что при малых возмущениях можно заменить в подынтегральной функции полное поле нормальным («базовым»). В таком случае получим приближенное решение в виде

$$\begin{aligned} E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) &= E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) + \\ &+ I \cdot \iint_S \int_{-\infty}^t \hat{L}[\mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau)] \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Можно было бы показать, что выражение (2.27) есть линейная часть разложения решения интегрального уравнения (2.26) в ряд Неймана. Еще можно заметить, что наше приближение соответствует известному борновскому приближению в теории рассеяния. Именно в этом смысле употребляется здесь термин «линеаризация».

Формулы (2.26) и (2.27) весьма плодотворны. Принимая дополнительный сторонний ток в виде $\hat{L}[\mathbf{E}] = \Delta\sigma(r, z) \cdot \mathbf{E}$ или $\hat{L}[\mathbf{E}] =$

$= -\varepsilon \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t$ или $\hat{L}[\mathbf{E}] = \int K_{\text{ВП}} \cdot \mathbf{E} dt$, можно построить алгоритмы для учета возмущений проводимости, для учета квазистационарного вклада токов смещения или учесть влияние вызванной поляризации во временной области. Ниже демонстрируются некоторые применения формул (2.26) и (2.27). Более подробно этот подход изложен в [34].

2.2.3. Интегральное представление производных по параметрам базовой модели

Как уже было сказано, горизонтально-слоистая модель разреза, определенная выше как базовая модель и соответствующая прямая задача являются основными инструментами интерпретационного процесса в методе ЗС. При решении обратной задачи в той или иной форме анализируется чувствительность отклика к изменениям параметров модели (мощности и проводимости слоев). Другими словами, весьма желательно иметь в своем распоряжении производные от сигнала по параметрам. В силу сложности выражения для отклика, чувствительность обычно определяется пробными просчетами основной прямой процедуры, что снижает оперативность решения обратной задачи. Предлагаем интегральное определение производных, позволяющее вычислять нужные производные как дополнительный результат в процедуре прямой задачи с небольшими дополнительными затратами машинного времени.

Рассмотрим устанавливающееся поле (компоненту E_φ) токовой петли (r_0, z_0) . Представим функцию \mathcal{E} в выражение (2.24) в виде суперпозиции устанавливающихся пространственных гармоник:

$$\mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot r_0 \cdot Z(z, z_0, t, \lambda) d\lambda, \quad (2.28)$$

где функция Z определяется в результате решения соответствующей одномерной краевой задачи. Рассмотрим теперь возмущение $\Delta\sigma$ в неограниченной по простиранию области $0 \leq r \leq \infty, z_1 \leq$

$z \leq z_2$. Воспользовавшись известным представлением

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

получим из уравнения (2.26):

$$\begin{aligned} \Delta E_{\varphi} = \Delta \sigma \cdot I \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot \frac{r_0}{\lambda} \times \\ \times \left\{ \int_{z_1}^{z_2} \int_{-\infty}^t Z(\bar{z}, z_0, \tau, \lambda) \frac{\partial Z(z, \bar{z}, t - \tau, \lambda)}{\partial \tau} d\bar{z} d\tau \right\} d\lambda. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Интегралы в фигурных скобках могут быть взяты с учетом конкретного способа разделения переменных в краевой задаче для функции Z . Формула (2.29) позволяет определять производную по проводимости (сопротивлению) слоя (малое возмущение $\Delta \sigma$ по всему слою), а также и по мощности слоя (конечное возмущение $\Delta \sigma$ в малой области Δz на границе слоя).

Подобные алгоритмы реализованы в программном комплексе ПОДБОР для интерпретации данных ЗСБ-МПП (гл. 4).

2.2.4. Быстрое приближенное моделирование задач установления различной размерности

Как уже говорилось, всякое отклонение от базовой модели (горизонтально-слоистой, квазистационарной, т. е. всюду $\varepsilon = 0$) весьма осложняет прямую задачу и в еще большей мере обратную. Однако латерально-неоднородная по проводимости среда – это такая существенная реальность, которую нельзя долго игнорировать, не рискуя потерять перспективу метода ЗС. Разумеется, имеется возможность численных расчетов 3-мерной прямой задачи разностными методами или методом интегральных уравнений. Однако, по нашему мнению, эти, безусловно интересные численные эксперименты, имеют слабое отношение к живому оперативному интерпретационному процессу. Линеаризованный подход, предлагаемый

формулой (2.27), конечно, достаточно оперативен, однако необходимо понять, насколько малы должны быть возмущения проводимости.

Линеаризованная одномерная задача. Построим процедуру быстрого приближенного расчета устанавливающегося поля в одномерной слоистой среде, т. е. для модели, которую мы определили как базовую. Разумеется, актуальность такой процедуры решения прямой задачи невелика теперь потому, что вполне освоены точные алгоритмы для слоистой модели. Однако, учитывая скорость расчета и вид прямой задачи в линеаризованной постановке, нетрудно увидеть перспективу использования ее при решении обратной задачи. Кроме того, это продемонстрирует возможности линеаризованной постановки.

Итак, принимая в выражении (2.25) дополнительный сторонний ток в виде $\hat{L}[\mathbf{E}] = \Delta\sigma(r, z) \cdot \mathbf{E}$, получим общее линеаризованное выражение для устанавливающегося поля кольцевого (двухмерно-го) возмущения проводимости на фоне базовой одномерной модели:

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) = E_\varphi^0(r, z, r_0, z_0, t) + \quad (2.30)$$

$$+ I \cdot \iiint_S \int_{-\infty}^t \mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau) \cdot \Delta\sigma(\bar{r}, \bar{z}) \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}.$$

Это некоторое приближение, где взаимодействие среды учитывается лишь в основном, в той мере, в которой нормальная референтная среда определяет электродинамический процесс в данной геоэлектрической ситуации. Взаимодействие же возмущений проводимости между собой не учитываются. Если необходимо учесть аномальный вклад еще одной кольцевой неоднородности, то просто добавляется еще один член в правой части, аналогичный представленному формулой (2.30). Впрочем, это все условно и область S в формуле (2.30) может объединять и несколько фактически разделенных кольцевых возмущений.

Примем в качестве фоновой, нормальной среды однородное полупространство (проводимость – σ), а слоистую структуру будем

рассматривать как кусочно-однородное возмущение проводимости $\Delta\sigma_j$ в j -й области $z_{j1} \geq z \geq z_{j2}$, $0 \leq r \leq \infty$ ($j = 1, 2, \dots, K$), запишем выражение для полного поля в виде

$$E_\varphi(r, z, r_0, z_0, t) = I\mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t) + I \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(r, z, r_0, z_0, t), \quad (2.31)$$

где

$$G_j(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty \int_{z_j}^{z_{j+1}} \int_{-\infty}^t \mathcal{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau) \frac{\partial \mathcal{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau)}{\partial \tau} d\bar{r} d\bar{z} d\tau. \quad (2.32)$$

Для полупространства \mathcal{E} можно определить как

$$\mathcal{E}(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \cdot r_0 \cdot Z(z, t, \lambda) \cdot d\lambda, \quad (2.33)$$

где

$$Z = \frac{\lambda^2}{\sigma} \exp(\lambda z) \left[\frac{\exp(-u^2)}{\sqrt{\pi\tau}} - \operatorname{erfc}(u) \right], \quad (2.34)$$

$\tau = \frac{t\lambda^2}{\mu_0\sigma}$, $u = \sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{2\sqrt{\tau}}$, а функция erfc определена как

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

Коэффициенты G_j соответственно найдем в виде

$$G_j(r, z, r_0, z_0, t) = \int_0^\infty J_1(\lambda r) \cdot J_1(\lambda r_0) \frac{r_0}{\lambda} Z_1(z, z_0, t, \lambda) d\lambda, \quad (2.35)$$

где

$$Z_1 = \left(\frac{\lambda}{\sigma} \right)^2 \exp(2\lambda z) \left\{ \operatorname{erfc}(u_1) - \frac{\exp(-u_1^2)}{2\sqrt{\pi\tau}} \right\} \Bigg|_{z_j}^{z_{j+1}}, \quad (2.36)$$

$$a_1 = \sqrt{\tau} + \frac{\lambda z}{\sqrt{\tau}}.$$

На рис. 2.1 представлено сравнение расчетов по этому приближенному алгоритму и по точному (система ПОДБОР). Как видно, линеаризованное решение верно описывает характерные особенности процесса установления во многослойных средах различного типа, достаточно контрастных.

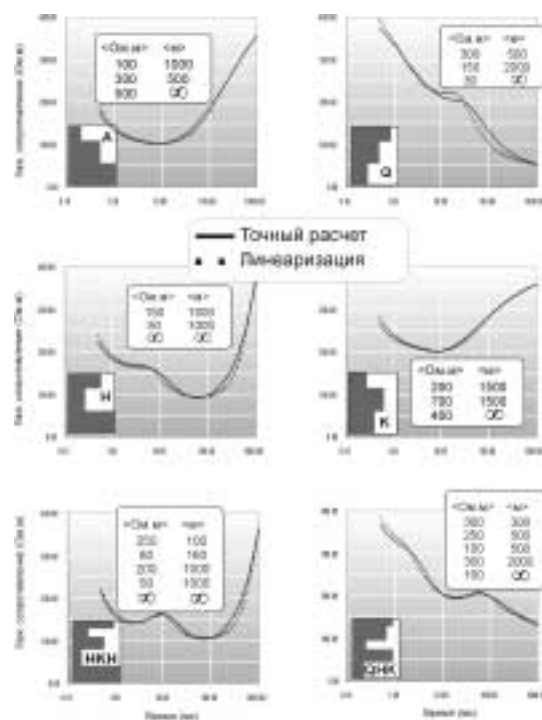


Рис. 2.1. Сравнение кривых становления по точному и линеаризованному алгоритмам

Линеаризованная квазитрехмерная задача. Заметим, что линейное приближение, использованное в выражении (2.27), означает, что в этом приближении влияние кольцевого возмущения проводимости есть простая сумма вкладов отдельных его частей. Таким образом, можно рассмотреть вклад локальной неоднородности. Опишем базовую модель как $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{N-1}, \sigma_N = 0$ с границами $z_1 = 0 > z_2 > \dots > z_N$, магнитооднородную. На дневной поверхности в петле радиуса a выключается ток I . Нормальный процесс установления опишем по А.Н. Тихонову, воспользовавшись результатами гл. 1:

$$E_\varphi(r, z, t) = I \cdot \mathcal{E} = -I \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda a \left\{ \sum_{j=0}^\infty \frac{\zeta_j(z)}{M_j} \exp(-\alpha_j t) \right\} d\lambda, \quad (2.37)$$

где функции ζ_j (и ζ'_j) последовательно определяются сверху вниз через свои же непрерывные значения на границах в каждом i -м слое ($z_i \geq z \geq z_{i+1}$):

$$\zeta_j(z) = \zeta_{ji} \cdot \text{ch}[u_{ji}(z - z_i)] + \frac{\zeta'_{ji}}{u_{ji}} \cdot \text{sh}[u_{ji}(z - z_i)],$$

причем $\zeta_{j1} = \zeta_j(0) = 1$, $\zeta'_{j1} = \zeta'_j(0) = -\lambda$, для α_j имеем уравнение на нижней границе при $z = z_N$ $\zeta'_z - \lambda \zeta = 0$,

$$M_j = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{\sigma_i}{2u_{ji}^2} \left[(z_{i+1} - z_i) \cdot (\zeta_{ji}^2 u_{ji}^2 - [\zeta'_{ji}]^2) + \zeta_{ji+1} \zeta'_{ji+1} - \zeta_{ji} \zeta'_{ji} \right],$$

и $u_{ji} = \sqrt{\lambda^2 - \alpha_j \mu_0 \sigma_i}$.

Рассмотрим теперь в i -м слое, по всей его мощности, однородное возмущение проводимости $\Delta\sigma$, в плане являющееся частью кольца, т. е. в области $z_i \geq z \geq z_{i+1}$, $r_1 \leq r \leq r_2$, $\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2$. Производя интегрирования в выражении (2.27) с учетом формулы (2.37), получаем для аномального сигнала в соосной приемной

петле радиуса b :

$$\Delta \varepsilon \partial c = \Delta \sigma (\varphi_2 - \varphi_1) I \int_0^\infty \int_0^\infty R J_1(\lambda a) J_1(\bar{\lambda} b) \lambda a \bar{\lambda} b \left\{ \sum_{j=0}^\infty \sum_{\bar{j}=0}^\infty \frac{Z_{j\bar{j}} T_{j\bar{j}}}{M_j M_{\bar{j}}} \right\} d\lambda d\bar{\lambda}, \quad (2.38)$$

где

$$R = \frac{\bar{\lambda} r J_0(\bar{\lambda} r) J_1(\lambda r) - \lambda r J_0(\lambda r) J_1(\bar{\lambda} r)}{\lambda^2 - \bar{\lambda}^2} \Big|_{r_1}^{r_2},$$

$$Z_{j\bar{j}} = \frac{1}{\bar{u}_{ji}^2 - u_{ji}^2} [(\bar{\zeta}_{ji+1}' \zeta_{ji+1}' + \bar{\zeta}_{ji}' \zeta_{ji}') - (\bar{\zeta}_{ji+1}' \zeta_{ji+1} + \bar{\zeta}_{ji}' \zeta_{ji})],$$

$$T_{j\bar{j}} = \frac{-\alpha_j}{\bar{\alpha}_{\bar{j}} - \alpha_j} [\exp(-\bar{\alpha}_{\bar{j}} t) - \exp(-\alpha_j t)].$$

Этот алгоритм реализован в программе Fast3D комплекса ПОДБОР (гл. 4). Четырехкратное суммирование, предлагаемое формулой (2.38), может быть быстрым из-за симметрии по переменным $(\lambda, \bar{\lambda})$ и по индексам (j, \bar{j}) . Нет больших ограничений в связи с формой неоднородности (сектор кольца) – более сложные формы можно создавать наборами таких секторов (это предусмотрено). Кроме того, в программе Fast3D имеется другой алгоритм (М.И.Эпов и Е.Ю. Антонов) для многоугольных в плане неоднородностей. Этот алгоритм основан на совершенно другой аппроксимации (малые вертикальные возмущения границы). Таким образом, и это очень важно, возможен оперативный контроль – просчет одной модели (сектор как многоугольник) обеими процедурами. В таком сравнении и приводятся на рис. 2.2 кривые кажущегося сопротивления (изображение рабочего окна программы Fast3D). Проводящая неоднородность помещена во втором слое трехслойной среды. Время расчета по приведенному алгоритму ~ 1 мин. на персональном компьютере (133 МГц).

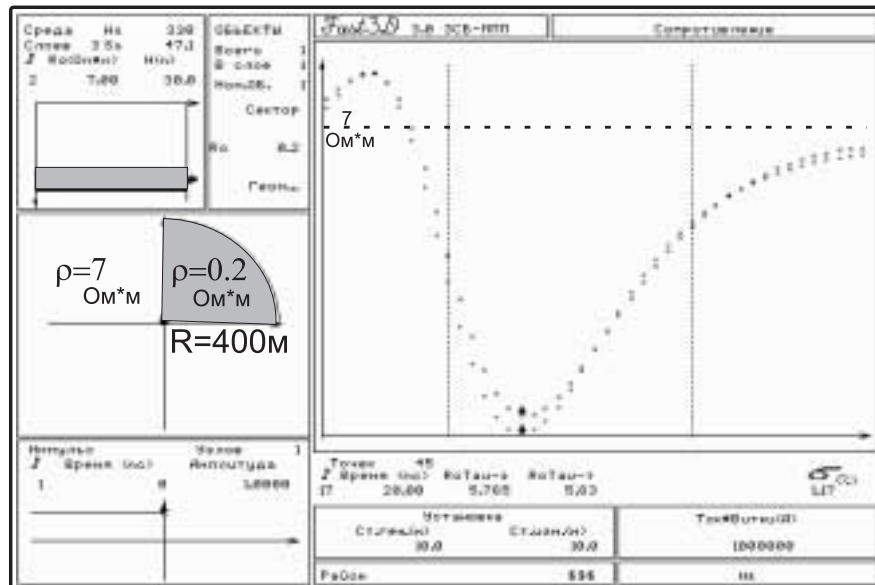


Рис. 2.2. Кривые кажущихся сопротивлений для горизонтально-неоднородной модели

2.2.5. Отклик как поле мгновенного распределения токов в среде

Рассматривая отклик N -слойной среды в каждый момент как суммарное поле мгновенного (квазистационарное приближение!) распределения токов в среде, можно получить полезное представление сигнала установления на дневной поверхности как сумму вкладов от отдельных частей среды. Разумеется, в этом случае можно воспользоваться законом Био-Савара, но здесь снова применим метод вторичного источника.

Рассмотрим член $\sigma_0(z) \cdot \mathbf{E}$ в первом уравнении Максвелла в базовой задаче в качестве стороннего тока. Таким образом, среды нет, а есть только распределенный и меняющийся источник при отсутствии переходного процесса. Отклик (E_φ^0) при выключении

тока в петле в этом случае можно описать, как

$$E_\varphi(r, z, t) = I \cdot \mathcal{E} = \frac{I\mu_0}{2} \cdot \delta(t) \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) a \exp(-\lambda|z|) d\lambda. \quad (2.39)$$

Формально применяя выражение (2.26), интегрируя и пользуясь определением и свойствами символической функции Дирака, используя решение базовой задачи в виде выражения (2.37), получаем для времен $t > 0$:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \sum_{i=1}^{N-1} E_\varphi^{(i)}, \\ E_\varphi^{(i)} &= -\frac{I}{2} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) a \left[\sum_{j=0}^\infty \frac{P_{ji}}{M_j} \exp(-\alpha_j t) \right] d\lambda, \quad (2.40) \\ P_{ji} &= (\lambda \zeta_{ji+1} - \zeta'_{ji+1}) \exp(\lambda z_{i+1}) - (\lambda \zeta_{ji} - \zeta'_{ji}) \exp(\lambda z_i), \end{aligned}$$

где M_j, ζ_j и α_j определены выше.

Нетрудно видеть, учитывая свойства функций ζ_j , что $\sum_i P_{ji} = 2\lambda$ и решение, представленное выражениями (2.40), фактически совпадает с обычным решением (2.37).

Такое представление решения прямой задачи может быть полезно при построении процедуры инверсии, а также при анализе эффективности применения различных форм возбуждающего импульса тока (программа СЛОЙ комплекса ПОДБОР).

2.2.6. Приближенный учет токов смещения в задаче установления

Предложим также приближенный способ учета влияния токов смещения, воспользовавшись методом вторичных источников и объявив волновой член $-\varepsilon \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t$ сторонним током и заменив в нем полное поле квазистационарным. Ограничиваясь, таким образом, линейным приближением в соответствии с формулой

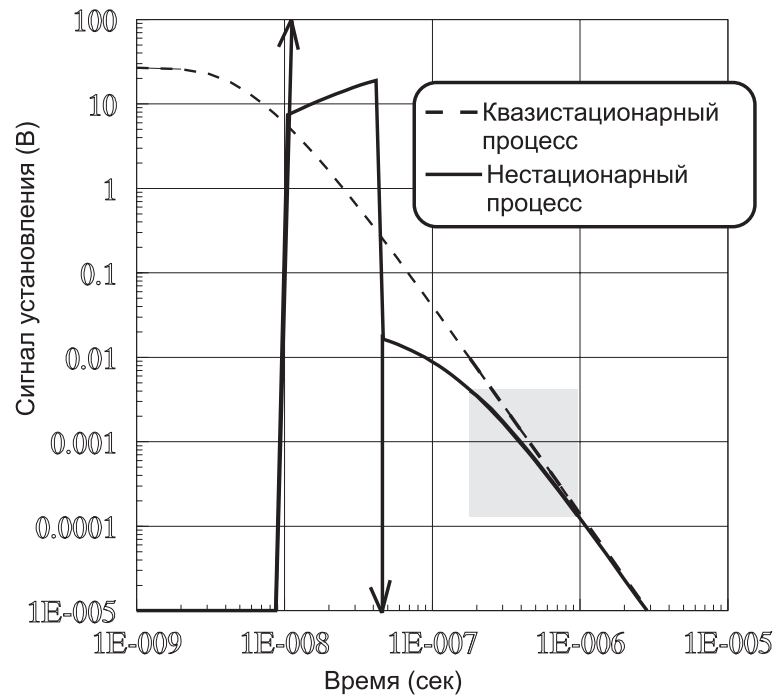


Рис. 2.3. Приближенный учет токов смещения в процессе установления

(2.27), получаем квазистационарную добавку от волнового члена. На рис. 2.3 представлены кривые ЭДС в соосной приемной петле ($r = 2.82$ м), отражающие квазистационарную и нестационарную модели процесса установления в простой двухслойной среде ($\rho_1 = 200$ Ом·м, $\varepsilon_1 = 20$, $h_1 = 50$ м, $\rho_2 = \infty$) от вертикального магнитного диполя ($M_z = 1\text{ А}\cdot\text{м}^2$). Причем нестационарная кривая составлена из кривой, рассчитанной по полным (с учетом токов смещения) формулам для полупространства, полученным выше, и из кривой, рассчитанной в соответствии с предложенным здесь способом. В затемненной области обе кривые практически совпадают. Не следует, однако, думать, что получен полный процесс в

двухслойной среде – здесь не учитываются более тонкие волновые эффекты (отраженные от нижней границы волны).

В заключение этого раздела, заметим, что значение приближенных линеаризованных алгоритмов прямой задачи состоит еще и в том, что создаются условия для применения весьма развитого аппарата линейной инверсии. Следует отметить также, что здесь мы не реализовали возможность линеаризованного расчета индуктивной вызванной поляризации. Между тем, в силу слабого проявления ВП в индуктивных импульсных зондированиях, эта возможность выглядит весьма перспективной и, возможно, может стать полезным дополнением к известным методам расчета ВП в индуктивной электроразведке [24, 19].

2.3. Об интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки

В данном разделе, сознательно минуя изложение общих мест по теории интерпретации, используя математический аппарат, представленный в гл. 1, а также дополнения к нему для ТЕ-поля в этой главе, мы предлагаем ряд представляющих интерес вопросов интерпретации данных МПП (ЗСБ). Видя причину неудач многочисленных попыток построения процедур инверсии данных разнесенных (многоразносных, площадных, пространственных и пр.) зондирований в крайней некорректности применения в какой-либо форме одномерного подхода, мы предлагаем новое решение, основанное на приближенном (линеаризованном) трехмерном подходе.

2.3.1. Боковые влияния

Чисто индуктивный способ возбуждения получил широчайшее распространение. Причины этого понятны. В некоторых случаях эффективная альтернатива этому способу возбуждения вряд ли возможна, например выявление проводящих локальных объектов в высокоомной вмещающей среде. Можно определить ТМ-процесс

способ как аддитивный. Это проявляется в том, что, например, петля инициирует переходной процесс, определяемый в поздней стадии суммарной продольной проводимостью, но также и в том, что независимо от геометрии контура и формы импульса поле определяется в поздней стадии лишь суммарными характеристиками источника (площадь контура, площадь импульса). Другое существенное свойство – широкое латеральное распространение процесса. В наземной электроразведке, когда говорят о зондированиях, подразумевают зондирования вниз, но это иллюзия, допустимая только в отношении горизонтально-однородных сред. Если же имеются нарушения горизонтальной однородности, то приходится констатировать, что зондирование происходит скорее вширь, чем вниз.

Приведем пример, достаточно актуальный для метода ЗСБ. На рис. 2.4 описан геоэлектрический разрез общей мощностью до изолирующего основания 270 м. В третьем слое имеется включение повышенного сопротивления в виде круга диаметром 4 000 м. Соосная установка находится на вертикальной оси этой неоднородности. Кривая становления для этого разреза (полученная математическим моделированием) подвергнута одномерной инверсии и как результат получен геоэлектрический разрез, принципиально отличающийся от исходной модели. Боковое влияние удаленных проводящих областей в третьем слое трансформировалось в ложный глубинный проводящий горизонт. Искажен и прилегающий к неоднородному нижний слой (см. рис. 2.4, б). На рис. 2.4, в приведены также совпадающие кривые кажущегося сопротивления для обеих моделей. Среднеквадратичное отклонение кривых ЭДС составляет 0.9 %.

Приведенный пример относится к структурной электроразведке, доля которой в последние годы сильно уменьшилась в общем объеме электромагнитных исследований. Но проблема, иллюстрированная этим примером, несколько не легче в малоглубинной индуктивной электроразведке, где роль одномерной модели вообще резко ограничивается. Этот фактор (влияние латеральной неоднородности среды) может минимизироваться специальными мера-

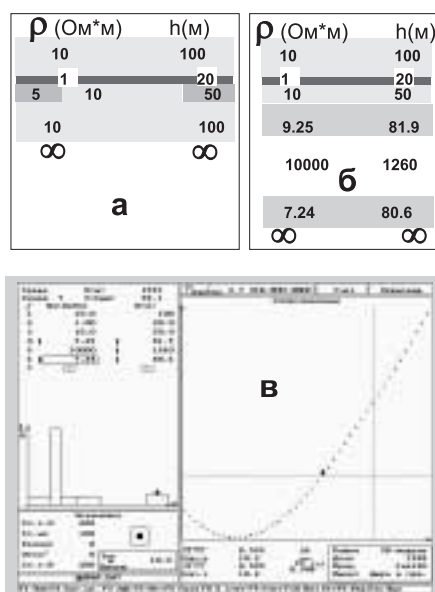


Рис. 2.4. Искажающее влияние удаленных неоднородностей при одномерной инверсии. а - исходная модель (дефицит проводимости в третьем слое в круглой области под пунктом зондирования); б - модель – результат одномерной инверсии; в - практически совпадающие кривые кажущихся сопротивлений, рассчитанные для исходной модели и результата инверсии

ми (например, оптимизацией режима возбуждения), но не следует питать больших надежд – мы имеем дело с диффузионным процессом со слабыми и неустойчивыми кинематическими закономерностями. Учет в какой-либо форме, самой приближенной, трехмерного распределения токов в среде – это твердая физическая основа корректной и эффективной интерпретации.

2.3.2. Влияние сильно проводящего слоя или основания

На рис. 2.5 представлен пример расчетов (произведенных в

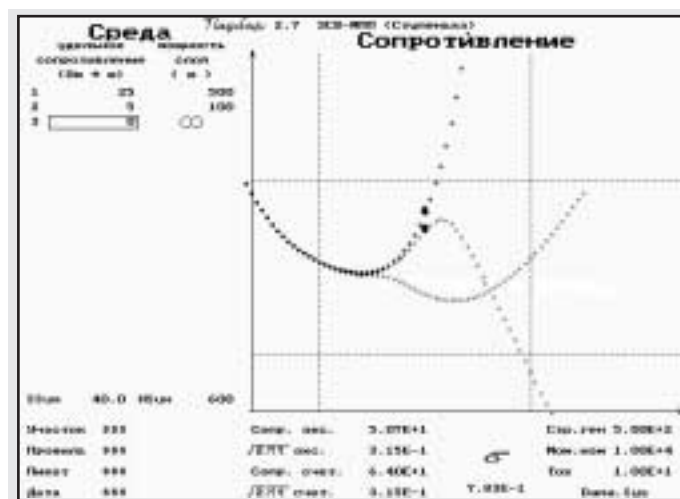


Рис. 2.5. Кривые кажущихся сопротивлений для сред с изолирующим, проводящим и сверхпроводящим основанием

ПОДБОРе) для соосной приемно-питающей установки ЗСБ кривых становления (в виде принятых в ЗСБ кривых ρ_T) в диапазоне времен от 3 до 500 мс. Этот пример интересен сравнением процессов при сверхпроводящем ($\rho_N = 0$), сильнопроводящем ($\rho_N = 0.001$ Ом·м) и изолирующем ($\rho_N = \infty$) основании. Спад поля под влиянием идеальнопроводящего основания происходит экспоненциально, что отражается *резким ростом* значений кажущегося сопротивления. При конечном малом сопротивлении также имеется подобная тенденция. Если она не преодолена (т. е. недостаточен диапазон регистрации), то вид кривой может привести к совершенно неверным предварительным заключениям о нижней части разреза.

2.3.3. О трансформациях данных разнесенных зондирований

Очевидным направлением развития электромагнитного метода ЗС в эффективный производственный полевой геофизический метод всегда представлялось осуществление площадной системы сбора информации при закреплённом источнике. При этом принципиальный недостаток соосных зондирований – широкое латеральное распространение токов установления – обращается в достоинство, позволяя на обширной площади фиксировать отклик.

Усилия в этом направлении велики. Однако приходится констатировать, что эффективного конкурентоспособного глубинного электромагнитного метода со сбором и переработкой больших объёмов площадной информации не создано.

Можно спорить о том, возможно ли это в принципе. Причины могут обсуждаться с различных позиций. Мы видим серьёзную причину в отсутствии оперативного трёхмерного подхода к интерпретации площадных данных. Самым распространённым приёмом, считавшимся либо самодостаточным, либо вполне полезным, было применение заимствованных (с учётом разноса) из практики соосных зондирований трансформаций в кажущиеся параметры одномерной модели. Все усилия направлялись на соответствующие модификации этих трансформаций. Автор и сам принимал участие в такого рода попытках. Обычно после ряда случаев успешной демонстрации работоспособности таких трансформаций «разнесённых» кривых зондирований накапливался также отрицательный опыт в виде неинтерпретируемых искажений кривых кажущихся параметров.

Приведем представляющий интерес пример, являющийся некоторым объяснением прошлых неудач и, может быть, предостережением для тех, кто не оставляет попыток построить надёжную и универсальную трансформацию данных разнесённых зондирований. На рис. 2.6 (изображение графического пользовательского интерфейса системы ПОДБОР) представлена кривая для весьма простой одномерной трехслойной среды. Наблюдаемый в окрест-

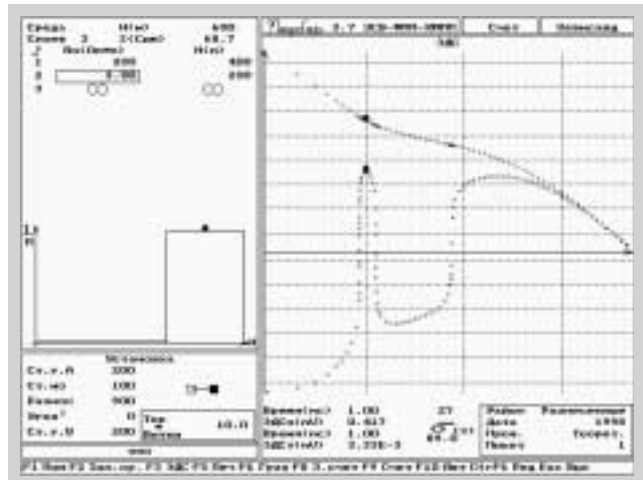


Рис. 2.6. Сравнение соосных и разнесенных зондирований при ступенчатом возбуждении

ности времени 1 мс резкий импульсный всплеск (шириной всего около 0.4 мс) очень необычен и, кажется, примеры такого рода ранее не обсуждались (впервые этот результат приведен в работе [30]).

Принято считать, что кривая разнесенных зондирований для такой установки («петля-петля») должна иметь один переход через ноль. При обычном шаге по времени можно просто не обнаружить такое поведение кривой. Действительно, аномалия обнаружилась случайно в процессе тестирования и анализа трехмерных расчетов, когда использовалась частая дискретизация на ранних временах. На аномальный отдельный выброс в результатах расчетов, а именно, как выяснилось, в расчете нормального поля, проводимого по нашей процедуре (из системы ПОДБОР), обратил внимание А.К. Захаркин. Вначале ситуация оценивалась, как дефект работы программы. Анализируя «ошибку», мы использовали для тестирования программу АЛЕКС и получили тот же результат. Постепен-

но сформировался приведенный пример как реальный теоретический факт. В дальнейшем А.К. Захаркин получил весьма близкую кривую физическим моделированием, аппроксимировав среду набором металлических пластин. Мы привели изначальный пример для трехслойной среды, но среду можно еще более упростить – до двухслойной ($\rho_2 = 3 \text{ Ом}\cdot\text{м}$).

Обращаясь к самому примеру, следует сказать, что столь выраженная картина существует в узком диапазоне параметров модели, геометрии установки и режима возбуждения (здесь – выключение), но тенденция проявляется задолго до достижения этого диапазона, при весьма реальных значениях параметров разреза. Поскольку такое поведение (тройной переход через 0) невозможно для простых базовых моделей, применяемых для трансформаций (полупространство, S -плоскость), то трансформанты (если их удастся получить) будут искажены неинтерпретируемым образом.

Разумеется, для каждого конкретного класса моделей можно привлечь более сложную специальную базовую модель (возможно, в рассматриваемом случае «сработала» бы трансформация на основе двухслойной модели, как предлагается в [23]). Но речь идет о трудностях с трансформацией «разнесенного» отклика всего лишь одномерной слоистой среды, а ведь на деле нам нужно обрабатывать отклик от латерально-неоднородной среды, потому-то и делаются многоразносные зондирования.

Во всяком случае, этот пример должен приниматься во внимание разработчиками новых трансформаций. Ничего конструктивного это чрезвычайно изменчивое аномальное поведение кривой становления, на наш взгляд, не несет, будучи привязанным к некоторой все-таки частной геоэлектрической ситуации (хороший проводник перекрыт плохим при определенной геометрической ситуации, включающей и геометрию среды и геометрию установки).

Что касается объяснения необычного вида кривой становления, то такое сложное поведение отклика возможно объяснить возникновением при мгновенном выключении тока на ранних временах двух выраженных токовых колец. Одно образуется, как обычно, в первом слое вблизи дневной поверхности, а второе в проводящем

Diagnostics

Source	X	Y	Residual
1	-689.33	0	
2	-595.41	0.17784	
3	-506.31	0.24001	
4	-503.69	0.49999	
5	-488.33	0.64279	
6	-453.79	0.70604	
7	-418.89	0.86603	
8	-383.97	0.93989	
9	-349.37	0.99461	
10	-314.18	1.00000	
11	-279.33	0.99461	
12	-244.33	0.93989	

Regression

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

Y = -0.0001X² + 0.00045X + 0.00045

Statistics

R² = 0.99999999
R = 0.99999999

Summary

Source: 00
X: 0.0001
Y: 0.00045
R²: 0.99999999
R: 0.99999999

Equation

ждение производится плавным (синусоидальным) изменением тока в петле. В этом случае в плохопроводящем слое из-за плавного изменения тока индуцируется мало вторичных токов и «конфликта» двух колец не происходит. Наблюдается более или менее «традиционная» кривая становления с одним переходом через ноль.

Разумеется, необходимость разработки трехмерного подхода к сбору и обработке данных индуктивных импульсных зондирований осознавалась всегда, а в рудном варианте зачастую была очевидной. Исследовались различные теоретические возможности построения оперативных прямых трехмерных процедур (например, [40]), развивались новые интерпретационные подходы (например, [18, 67, 26]), предлагались решения «трехмерной» проблемы в методическом плане (например, [42]). Отсутствие на практике опера-

тивной трехмерной интерпретации по-прежнему является весьма драматичным фактом индуктивной импульсной электроразведки.

2.3.4. Одномерный и трехмерный подходы к интерпретации площадных данных импульсной электроразведки

Применение к площадным данным ЗС трансформаций в кажущиеся параметры на основе одномерных базовых моделей (S -плоскость, полупространство, двухслойка и пр.) есть частный случай применения одномерного подхода к трехмерной задаче (площадные работы ставятся для решения именно трехмерной задачи). Но это некорректный подход и можно попытаться пояснить это конкретнее.

Допустим, в горизонтально-слоистой одномерной среде есть проводящее включение. Согласно первому уравнению Максвелла, влияние этого включения можно интерпретировать как поле установления горизонтальных (наш источник – петля) электрических диполей с переменным моментом, контролируемым в первом приближении нормальным (E_φ) полем. На дневной поверхности аномальный сигнал (обычно измеряется dB_z/dt) проявляет себя сложным образом и вовсе не однозначно привязан к местоположению неоднородности. Это плохо, но таков физический процесс, такова наша установка («петля-петля»). Вы, однако, имеете шанс разобраться в этом, если при интерпретации используете «правильную» трехмерную модель процесса. Но если этот сложный суммарный сигнал из весьма неоднородных составляющих пропускается, как видим, через совершенно неадекватную одномерную интерпретацию, то полученная картина кажущихся параметров может не иметь смысла или она легко наполняется ложным смыслом.

Предостерегая от упрощенного подхода, мы отнюдь не ратуем за формально строгое решение обратной трехмерной задачи на реальном полевом материале. Это сделало бы зондирования становлением весьма длительным, дорогостоящим и слишком интеллектуальным занятием. Речь идет об оперативной, разумно и

максимально упрощенной, но, по сути, все-таки трехмерной интерпретации площадных данных.

Наше описание влияния неоднородности подсказывает вполне разумную процедуру обработки площадных данных при закреплённом источнике - вычесть рассчитанное поле нормальной (одномерной), вмещающей среды и интерпретировать остаток как устанавливающееся в нормальной среде поле переменных и распределённых электрических диполей, имея целью найти распределение этих источников. И такой подход применяется (нечто подобное делается в частотном режиме в работе [71]). Интерпретация остаточного поля – задача, строго говоря, не проще исходной, но она допускает уже грубые приближения. У этого приема есть, однако, слабое место. Если аномалии малы, то остаток (и результат интерпретации) чрезвычайно зависит от того, что вычитается. Что следует вычитать – определить довольно сложно.

Обсудим другой подход. Предположим, имеется оперативная процедура решения прямой трехмерной задачи (понятно, приближенная), допускающая к тому же и быстрое обращение. Обращая совокупность площадных данных, вы получите результат, который в зависимости от качества данных и качества вашей процедуры можно будет оценить в диапазоне от трансформации в кажущуюся трехмерную среду до полной инверсии. В западной литературе методы, основанные на использовании таких процедур, обозначаются общим термином «imaging» (например, [83]). Они, как правило, позволяют определить соотношения проводимостей различных частей исследуемого объекта, при этом абсолютные значения проводимости могут быть и не определены точно.

Таким образом, мы подошли к тому, что конкретно предлагается обсудить здесь.

2.3.5. Томографический подход

В гл. 2 описан способ построения линеаризованных решений задач становления различной размерности. Сама структура этих решений подразумевает и алгоритм инверсии как линейную инвер-

сию. Дополнив это ядро подхода способами описания трехмерной среды, способами оценки результата, можно получить подход, который вполне характеризуется, как томографический подход.

Томографический подход уже вполне основательно заявлен в электромагнитных методах. В методах постоянного тока успешно и достаточно давно применяется томографический подход, получивший название «Electrical Resistivity Tomography (ERT)», или томографии удельного сопротивления. По своему смыслу это метод оценки распределения данного электрического параметра в некотором объеме на основе дискретных измерений электрического тока и напряжения, сделанных внутри этого объема или на его поверхности. Область применения ERT в геофизике довольно широка: гидрогеология, экология, разведочная геофизика. Например, работа [85] посвящена результатам мониторинга процессов восстановления нарушенной окружающей среды с использованием ERT. В ней также приводится обзор методических приемов, применяемых при проведении ERT, в том числе получения и подготовки данных, их обработки и интерпретации.

Для методов, использующих переменные поля, томографический подход развивается в двух основных направлениях. Для высокочастотной области характерно использование принципов лучевой оптики при описании процесса распространения электромагнитных волн. Поэтому большинство математических выкладок, связанных с описанием этого диффузионного процесса, представляется подобным анализу волновых решений. Характерным в этой области является использование процедур моделирования в сочетании с итерационными схемами, как, например, в работе [77]. Основным содержанием указанной работы является анализ разрешающих свойств межскважинной электромагнитной томографии. Схема анализа предполагает цилиндрическую симметрию относительно источника, что также довольно характерно. Понятно, что в приближении лучевой оптики может применяться методика прослеживания лучей для исследования интенсивно затухающих электромагнитных волн. Следует отметить, что в этой области часто используются приемы, характерные для кинематической сейсмо-

томографии. На радоновской инверсии, например, основан метод межскважинного просвечивания, предложенный в работе [87].

К другому направлению относится начатая исследователями Ливерморской лаборатории и лаборатории Беркли совместно с Индустриальным консорциумом работа по низкочастотной электромагнитной скважинной съемке, в которой развиваются необходимые программы инверсии для интерпретации данных измерений. По мнению этих исследователей, с помощью низкочастотной скважинной томографии можно получить информацию о подповерхностных структурах с высоким разрешением. В статье [92] приводится предполагаемая методика измерений в различных геолого-тектонических провинциях США. Описаны блок-схемы измерений и планируемая методика обработки и интерпретации данных полевых наблюдений. Эффективные процедуры томографической инверсии в низкочастотной области могут быть построены в рамках несколько иного подхода, который по аналогии с сейсмическими методами можно назвать электромагнитной дифракционной томографией. Здесь характерно сведение исходной задачи к так называемой «задаче со вторичным источником», основанной на борновском разложении по малому параметру [93]. Вариант инверсии электромагнитных данных ЗС, предлагаемый здесь ниже, наиболее близок именно к последнему подходу; таким образом, его можно определить как низкочастотную дифракционную томографию.

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 яв-

ляется также приближенное, но достаточно подробное и универсальное описание среды (или возмущения некоторого параметра среды) как совокупности стандартных, однородных внутри элементов.

Таким образом, развиваемый подход, опубликованный нами в работах [38, 39], 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. Совокупность экспериментальных наблюдений, полученных при различных условиях (время регистрации, положение источника, точка наблюдения), $-E(t_i)$ необходимо соотнести с соответствующими линеаризованными представлениями, в результате чего получается линейная система для определения некоторой совокупности кусочно-постоянных возмущений проводимости. Итак,

$$\begin{aligned}
 E(t_1) &= E_0(t_1) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_1), \\
 E(t_2) &= E_0(t_2) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_2), \\
 &\dots\dots\dots \\
 E(t_i) &= E_0(t_i) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_i), \\
 &\dots\dots\dots
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

$$E(t_N) = E_0(t_N) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta\sigma_j \cdot G_j(t_N),$$

где K – количество областей, на которое мы разбили среду; E_0 – поле вмещающей среды; $\Delta\sigma_j$ – возмущение проводимости j -й области по отношению ко вмещающей среде; N – количество измерений; $G_j(t_i)$ – коэффициенты линеаризованного представления (определенного в гл. 2) прямой задачи.

Нетрудно предположить, приняв во внимание хотя бы ошибки в экспериментальных данных, что следует использовать большее число данных, нежели число неизвестных. Понятно, что в условиях, когда система переопределена, решение можно искать как минимизирующее. При этом, если ранг системы меньше числа неизвестных, определяющим критерием будет наименьшая норма, т. е. мы будем рассматривать вариант, при котором возмущения проводимостей минимальные.

Для обращения системы использован стандартный алгоритм, позволяющий находить общее решение переопределенной системы уравнений, основанный на методе наименьших квадратов и разложении по сингулярным числам [65].

Одномерная томографическая инверсия Развитие и утверждение совершенно новой системы интерпретации требует значительного времени, измеряемого годами и даже десятилетиями. Существует факт, что, несмотря на появление таких систем автоматизированного подбора многослойного разреза, как ЭРА и ПОДБОР, вполне доступных, среди электроразведчиков есть упорные приверженцы ручной интерпретации на основе кажущихся кривых. Сами разработчики также нуждаются в постепенном накоплении нового опыта и этапности развития нового подхода. Хотя совершенно ясно, что сверхзадача томографического подхода – оперативная трехмерная интерпретация, неизбежный этап наших исследований, который можно уверенно представить сейчас – это опробование томографического способа на одномерных задачах.

Итак, линеаризованное решение одномерной слоистой задачи в окрестности однородного полупространства построено в гл. 2. Пер-

вый пример состоит в томографической трансформации отдельной кривой зондирования (синтетической, для соосной установки). В нашем распоряжении некоторое количество данных (значений ЭДС, соответствующих отсчетам времени, $i = 1, 2, \dots, N$), которые составляют левую часть линейной системы (2.41). Зондируемое полупространство рассеиваем плоскостями на некоторое количество ($j = 1, 2, \dots, K$) слоев – областей с неизвестными возмущениями проводимости. Производим расчет нормального поля $E_0(t_i)$ и коэффициентов $G_{ji} \equiv G_j(t_i)$ при определенных каким-то образом значениях удельного сопротивления референтного полупространства и решаем линейную систему уравнений (2.41), определяя возмущение проводимости каждого томографического элемента среды (слоя).

На рис. 2.8 представлены трехслойная исходная модель (ввер-

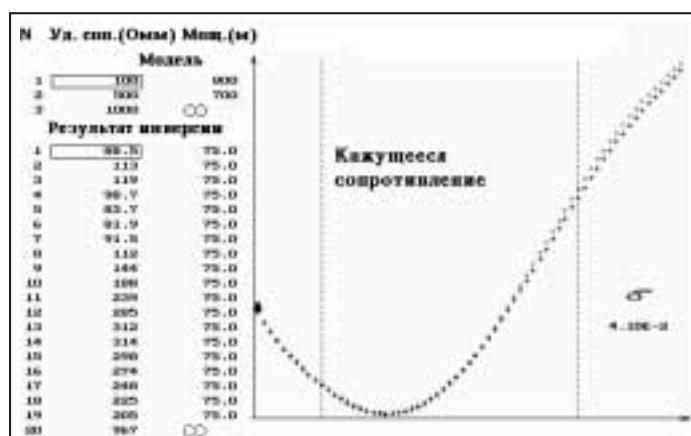


Рис. 2.8. Пример одномерной томографической инверсии кривой становления

ху) и модель – результат одномерной томографической инверсии (ниже). Здесь же представлено сравнение (в виде ρ_T) исходной кривой становления и кривой становления, рассчитанной для полученной в результате инверсии многослойной модели. Кривые с

точностью 4 % совпадают. Таким образом, «модель» и «инверсия» оказываются эквивалентными с указанной точностью. Следует отметить, что полученное в результате инверсии распределение проводимости, конечно, повторяет особенности исходной модели, но имеет «размазанный» вид. Эффективным приемом оказалось принятие в качестве сопротивления референтной среды для каждого момента измерений значения кажущегося сопротивления.

На рис. 2.9 приведен пример томографической обработки поле-

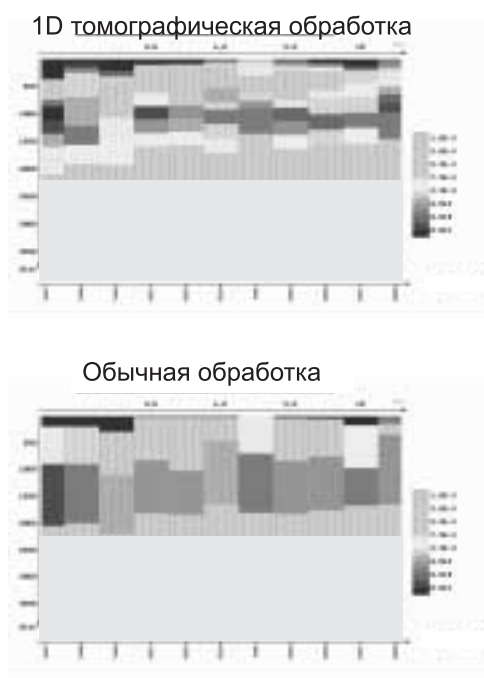


Рис. 2.9. Томографическая и обычная обработка профильных данных ЗСБ

вых профильных данных ЗСБ. Традиционная интерпретация была проведена опытным интерпретатором с использованием системы ПОДБОР (А.К. Захаркин). Разрез, построенный с помощью

томографического подхода, отличается в деталях, но необходимо отметить, что он имеет такое же право на существование, т. е. кривые становления для томографических слоистых моделей на каждом пикете так же близки к полевой кривой, как и для слоистых моделей, подобранных интерпретатором в системе ПОДБОР. Существенный урок этого примера состоит в том, что томографическая интерпретация произведена «неопытным» интерпретатором, совершенно автоматически, без привлечения априорной информации хотя бы о типе разреза и очень оперативно.

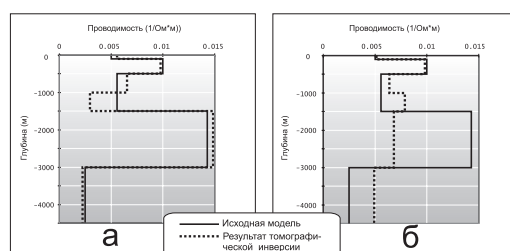


Рис. 2.10. Томографическая инверсия многоразносных данных (а) и соосных (б)

Еще одним представляющим интерес результатом нашей работы стала инверсия совокупности данных многоразносных зондирований. Если рассчитать коэффициенты G_j и нормальное поле E_0 для нескольких разнесенных приемно-питающих установок, то инверсия будет заключаться просто в обращении сводной системы уравнений. Кажется, что увеличение количества входных данных должно улучшить качество томографии, или, иначе говоря, с увеличением числа независимых данных класс эквивалентных моделей должен сужаться и контрастные по сопротивлению слои, если они действительно имеются в разрезе, должны выделяться более четко. Для демонстрации на рис. 2.10 использованы синтетические данные установок с разносами от 0 до 1 500 м. Здесь сравниваются результаты инверсии данных, соответствующих со-

осной установке (б) и многоразностной установке (а). Как видно из сравнения, результат инверсии многоразностных данных много ближе к «истинной», исходной модели. То, что удалось с такой легкостью использовать данные многоразностных зондирований в одном аппарате и в одном акте инверсии, само по себе является впечатляющим результатом. Собственно, мы продемонстрировали механизм совместного использования площадных данных – от закрепленного источника, или от движущейся соосной установки, или, наконец, от различных комбинаций. Легко, однако, видеть, что можно пойти и дальше, используя данные (и соответствующие линеаризованные представления) разных электромагнитных методов, определяющих проводимость. Все сводится к пополнению общей системы линейных уравнений и совместной линейной инверсии.

О трехмерной томографической инверсии. Как сказано ранее, от томографического подхода ожидают решения проблемы двухмерной и трехмерной инверсии. Следует отметить, что трехмерная томографическая интерпретация не требует разработки каких-то дополнительных, по отношению к тому, что использовано в одномерном случае, математических средств. Линеаризованное решение для поля локального включения («трехмерного» томографического элемента) в референтную среду построено нами в разд. 2.4.4 (гл. 2). Основные проблемы видятся в выработке определенных стратегий в манипуляциях с трехмерными объектами в зависимости от количества и характера данных, априорной информации и конечной цели интерпретационного процесса.

2.4. Некоторые заключения

В заключение необходимо еще раз отметить главные (взаимосвязанные) особенности индуктивного процесса становления – широкий латеральный охват среды и высокодинамичный регистрируемый сигнал, при том, что это определяется только продольной проводимостью разреза. Первая особенность требует почти всегда

трехмерного (по проводимости) подхода к интерпретации, а вторая – предъявляет серьезные требования к измерительной аппаратуре. Практически это трудновыполнимые требования. В связи с этим следует сказать о том, что, не отрицая возможности проявления тонких «неклассических» эффектов даже при ТЕ-зондированиях, каждый конкретный случай фиксации таких эффектов должен сопровождаться анализом использованной аппаратуры и мерами по выяснению возможных влияний трехмерного распределения проводимости. Эти возможные влияния мало изучены. На наш взгляд, главный параметр – удельное сопротивление – не совсем еще исчерпан. Нам было странно обнаружить тройной переход через 0 в сигнале от традиционной установки «петля-петля» в простой одномерной среде, но мы также убедились, что это и в самом деле не широко известно. Учитывая все эти обстоятельства, вполне уместно подумать и о других, более удобных инструментах для геоэлектрических экспериментов, нежели петля и ТЕ-процесс.

Глава 3

Поле электрического типа в электроразведке

В этой главе рассматриваются свойства поля электрического типа (Е-поле, Е-мода, ТМ-поле) применительно к импульсной электроразведке. Разумеется, мы здесь не сможем предъявить ту полноту и детальность, которые реализованы по отношению к свойствам поля магнитного типа, изучением и утилизацией которых занималось неизмеримо большее число исследователей. Электроразведка на переменных полях (индукционная) фактически использует только поле магнитного типа. Это связано с широким распространением чисто индуктивного (петлевого) способа возбуждения, при котором возникает только поле магнитного типа. Кроме того, при смешанном (индуктивном и гальваническом) возбуждении, например заземленной линией, хотя и возбуждаются поля и магнитного и электрического типов, но в наиболее важных пространственно-временных диапазонах отклика доля Е-поля оказывается много меньше вклада Н-поля. Хорошо известно, что компоненты устанавливающегося поля заземленной линии в поздней стадии зависят от суммарной продольной проводимости разреза и спад происходит по степенному закону – все, в основном, так же, как и для поля петли. Вполне может сложиться мнение (опаса-

емя, оно и сложилось), что это происходит просто из-за схожего поведения Е- и Н-полей. Однако причина другая: Е-поле рано исчезает и остается только Н-поле. Поведение Е-поля совершенно иное. Е-поле спадает экспоненциально (в среде с изолирующим основанием) и всегда зависит от вертикального размера среды.

На рис. 3.1 представлены для режима становления относительные вклады Н-поля и Е-поля в суммарное поле для установки типа *ABMN* (осевой и экваториальной), в которой источником служит горизонтальный электрический диполь (ГЭД) или линия (ГЭЛ). В начальной стадии вклады примерно одинаковы и имеют разные знаки, в последней стадии поле горизонтального электрического диполя определяется становлением поля магнитного типа.



Рис. 3.1. Доли Н-поля и Е-поля в общем поле E_x от ГЭД для осевой (а) и экваториальной установок (б)

Для того чтобы в поздней стадии становления иметь значительный вклад поля электрического типа, необходимо специально позаботиться о конфигурации возбуждающего стороннего тока. В гл. 1 уже упоминалась и далее будет обсуждаться такая наземная конфигурация, как круговой электрический диполь (КЭД). Однако давно известен погруженный возбудитель чистого ТМ-поля – вертикальный электрический диполь (ВЭД или линия – ВЭЛ). Известны попытки воспользоваться замечательными свойствами такого источника, при размещении вертикальной питающей линии в скважине и при измерении радиального электрического поля на поверхности земли. Далее будет показано, что без четкого пони-

мания весьма различных свойств Е- и Н-полей применение такого источника может приводить к недоразумениям.

Линия, помещенная в скважину, считается вертикальной. Интуитивно кажется, что отклонения от вертикали на $2 - 3^\circ$ проявятся такими же малыми искажениями в измеряемом отклике, в особенности на больших расстояниях и поздних временах. Рассмотрим модель, в которой в пласте ($\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h = 1\,000 \text{ м}$) размещена питающая линия, заземленная одним концом у дневной поверхности, а нижним – на кровле изолирующего фундамента. Пусть отклонение нижнего конца от вертикали составляет 50 м (2.8°), ток – 10 А и проводятся азимутальные измерения радиальной приемной линией в 200 м при удалении от скважи-

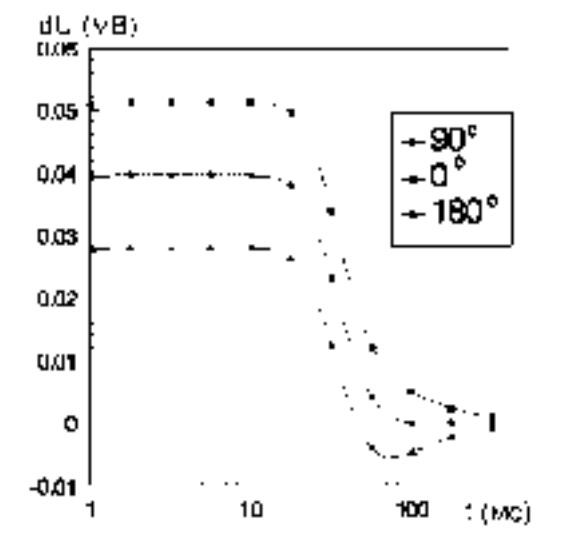


Рис. 3.2. Устанавливающееся поле линии, заземленной в скважине, имеющей наклон

ны на $2\,000 \text{ м}$. На рис. 3.2 представлены результаты расчетов становления, выполненных для наклонной линии. Наклонная линия

(ее момент) рассматривается как векторная сумма строго вертикальной линии (1 000 м) и ГЭД (50 м). Кривые становления при различных азимутальных углах могут иметь вид от нормальной кривой (90° – перпендикулярно ГЭД) до двух крайних случаев, когда поля ВЭЛ и ГЭД складываются и вычитаются. Несмотря на малость горизонтальной компоненты стороннего тока, возбуждаемое ею поле магнитного типа делается сравнимым в точке приема с Е-полем вертикальной линии. Как видим, наклон привел к качественным изменениям сигнала, появлению перехода через 0. Если исходить из незначительности влияния наклона, то тогда следует признать среду в окрестности скважины существенно неоднородной или обсуждать, может быть, процессы ВП.

3.1. Источники ТМ-поля

На наш взгляд ТЕ-ТМ-анализ необходим и при отсутствии возможности возбуждения чистого ТМ-поля. Нами уже было замечено, что горизонтальная электрическая линия – сложный источник, состоящий из трех простых источников разного рода: протяженного индуктивного (провод с током) и двух гальванических (заземления по концам провода). Электродинамическая картина довольно сложная. Но ведь этот источник (ГЭЛ) используется для изучения процессов ВП. При этом возникает вовсе причудливая смесь сложного электродинамического поля и разнородных процессов ВП (первичного и вторичного, гальванического и индукционного). А если это происходит в условиях латеральной неоднородности?

Однако ТМ-поле реально не только в качестве компоненты поля любого сложного заземляемого источника, но оно (так же, как и ТЕ-поле для петли) является полным полем вполне реального и давно известного источника (имеется в виду ВЭД).

В настоящее время система представлений о возможностях и особенностях электроразведочного метода формируется, главным образом, на основе свойств индуктивного (ТЕ) поля. С этой при-

вычной точки зрения свойства устанавливающегося поля электрического типа (например, поля ВЭД) выглядят весьма необычно и даже шокирующе. Мы настаиваем, что индуктивная электроразведка составляет только одну половину электроразведочного метода. Значит, должно предъявить вторую – неиндуктивную индукционную электроразведку, основанную на использовании ТМ-процесса. Можно ли в качестве таковой предложить методику с ВЭД в роли источника? В принципе да, но практически трудно смириться с недостатками реального ВЭД. Для размещения вертикального электрического диполя (или линии) необходима скважина, что резко ограничивает возможности применения такого источника. Однако эти возможности остаются, и они могут быть привлекательными, например, при оконтуривании залежи, когда обычно имеется некоторое количество скважин. В таком случае приходится говорить о других проблемах, прежде всего о наклоне скважины. Авторитет электроразведки недостаточен для того, чтобы потребовать строгой вертикальности скважин при бурении. Следует также отметить более технические трудности: сложность размещения и заземления линии в скважине; практически малая величина тока (~ 10 А); ограниченная доступность для электроразведчиков необсаженных скважин, обсадка же создает новый ряд проблем.

Таким образом, индукционная ТМ-электроразведка оставалась бы в гипотетическом состоянии, если бы основывалась только на применении ВЭД. К счастью, возможен и другой способ возбуждения ТМ-поля посредством кругового электрического диполя, предложенного нами в 1982 г. [41]. Первоначально идея КЭД возникла как раз в усилие построить наземный аналог вертикального электрического диполя. В дальнейшем теория нового источника была развита в работах [28, 33, 37, 89], а также в серии работ, посвященных обоснованию нового метода электроразведки, основанного на применении КЭД (гл. 5).

3.2. Поле кругового электрического диполя в однородной земле

В этом разделе рассмотрим свойства поля, возбуждаемого круговым электрическим диполем (т. е. свойства ТМ-поля), в самых простых геоэлектрических условиях – в однородном полупространстве. Здесь приводятся некоторые результаты исследования ТМ-поля в области высоких частот при гармоническом возбуждении и на сверхвысоких временах при импульсном возбуждении.

3.2.1. Гармонический режим

Здесь использована наша работа [89], которая была подготовлена и опубликована при активной поддержке профессора Дж. Р. Уэйта (Аризонский университет). При его участии был разработан подход, очень удобный при описании нестационарного поля КЭД как источника с распределенным по плоскости током.

Итак, модель, которую мы сейчас используем, весьма проста. Как показано на рис. 3.3, радиальный ток с поверхностной плотностью $j_r(r)$ в А/м сосредоточен на границе между двумя одно-

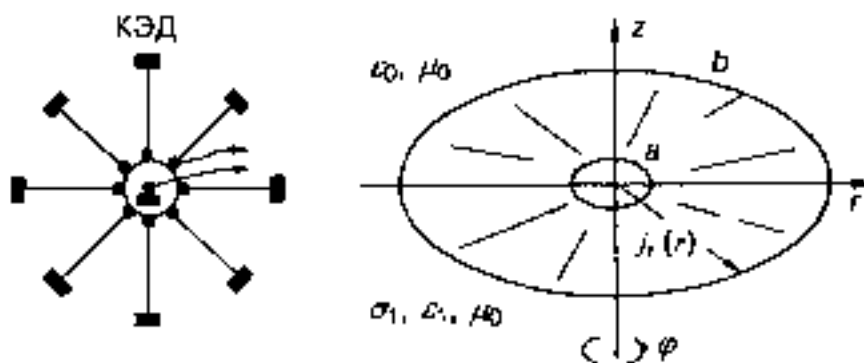


Рис. 3.3. Среда, источник и система координат

родными полупространствами. Верхняя область ($z > 0$), которую мы предлагаем как воздух, имеет диэлектрическую проницаемость ε_0 и магнитную проницаемость μ_0 . Нижняя проводящая область (земля) обладает диэлектрической проницаемостью ε_1 , проводимостью σ_1 и магнитной проницаемостью также μ_0 . Наша цель - получить выражения для полей всюду в зависимости от распределения тока $j_r(r)$. Временной фактор возьмем в виде $\exp(\mathbf{i}\omega t)$, где ω - угловая частота.

Из-за азимутальной симметрии достаточно определить вектор-потенциал, который имеет только z -компоненту. Тогда ненулевые компоненты поля таковы:

$$E_r = \frac{1}{\hat{\sigma}_j} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial r \partial z}; \quad (3.1)$$

$$E_z = \frac{1}{\hat{\sigma}_j} \cdot \left(-k_j^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A; \quad (3.2)$$

$$H_\varphi = -\frac{\partial A}{\partial r}, \quad (3.3)$$

где $k_j^2 = \mathbf{i}\omega\hat{\sigma}_j\mu_0$, $\hat{\sigma}_j = \sigma_j + \mathbf{i}\omega\varepsilon_j$ и $\sigma_0 = 0$ (воздух).

Первое граничное условие очень простое и состоит в том, что компонента E_r непрерывна при переходе границы $z = 0$, т. е.

$$E_r(z = +0) - E_r(z = -0) = 0. \quad (3.4)$$

Второе граничное условие есть следствие уравнений Максвелла и требует, чтобы

$$H_\varphi(z = +0) - H_\varphi(z = -0) = -j_r(r). \quad (3.5)$$

Применим эти граничные условия, используя следующие интегральные представления для вектора-потенциала:

$$A = \int_0^\infty f_0(\lambda) \cdot \exp(-u_0 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z > 0; \quad (3.6)$$

$$A = \int_0^\infty f_1(\lambda) \cdot \exp(+u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z < 0, \quad (3.7)$$

где $u_j = (\lambda^2 + k_j^2)^{1/2}$, ($j = 0, 1$). $J_0(\lambda r)$ есть функция Бесселя нулевого порядка, что соответствует тому, что A удовлетворяет уравнению Геймгольца $(\nabla^2 - k_j^2)A = 0$.

Теперь следует определить $f_0(\lambda)$ и $f_1(\lambda)$. Используя выражения (3.1) и (3.3) получаем, что

$$\frac{f_0(\lambda)}{f_1(\lambda)} = -\frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{u_1}{u_0}. \quad (3.8)$$

Кроме того, используя условия (3.3) и (3.5), потребуем, чтобы

$$\int_0^\infty [f_0(\lambda) - f_1(\lambda)] \cdot \lambda \cdot J_1(\lambda r) \cdot d\lambda = -j_r(r). \quad (3.9)$$

Обращение этого выражения дает

$$f_0(\lambda) - f_1(\lambda) = S(\lambda), \quad (3.10)$$

где

$$S(\lambda) = \int_0^\infty j_r(r) \cdot r \cdot J_1(\lambda r) \cdot dr. \quad (3.11)$$

Из выражений (3.8) и (3.10) получаем

$$f_0(\lambda) = \frac{-\hat{\sigma}_0 u_1 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 u_0 + \hat{\sigma}_0 u_1}; \quad (3.12)$$

$$f_1(\lambda) = \frac{\hat{\sigma}_1 u_0 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 u_0 + \hat{\sigma}_0 u_1}. \quad (3.13)$$

Подставив эти выражения в выражения (3.6) и (3.7), мы имеем формально решение для вектора-потенциала, пригодное для любого распределения радиальной плотности тока $j_r(r)$. Все компоненты поля можно получить посредством операций, указанных в выражениях (3.1) - (3.3).

Сейчас определим радиальную плотность как

$$\begin{aligned} j_r(r) &= I_0/(2\pi r) && \text{для } a \leq r \leq b, \\ j_r(r) &= 0 && \text{для } r < a \text{ и } r > b, \end{aligned} \quad (3.14)$$

где I_0 - полный ток. В этом случае

$$S(\lambda) = \frac{I_0}{2\pi} \cdot \int_a^b J_1(\lambda r) dr = \frac{I_0}{2\pi\lambda} \cdot [J_0(\lambda a) - J_0(\lambda b)]. \quad (3.15)$$

Это выражение для $S(\lambda)$ соответствует паре кольцевых заземленных электродов с радиусами a и b . Для сохранения симметрии они должны подключаться большим числом изолированных проводов, радиально расположенных, подводящих общий ток I_0 . Если $a \rightarrow 0$, мы имеем точечный электрод в центре и $J_0(\lambda a) = 1$. Если далее примем $\lambda b \ll 1$, то $J_0(\lambda b) \approx 1 - \lambda^2 b^2/4$ и тогда

$$S(\lambda) \approx \frac{I_0 \lambda b^2}{8\pi}. \quad (3.16)$$

Это приближение справедливо при $b \ll r$ (т. е. радиальная координата точки наблюдения много больше, чем радиус внешнего кольцевого электрода). Для упрощения последующего рассмотрения, мы принимаем это в дальнейшем.

Для многих геофизических приложений может быть сделано и другое упрощение. Если $|k_0 r| \ll 1$ (т. е. r много меньше, чем длина волны в воздухе), $u_0 \simeq \lambda$ так, что поле в воздухе удовлетворяет уравнению Лапласа. Но заметим, что токи смещения при этом не игнорируются. Мы будем говорить, что нижнее полупространство принимается хорошо проводящим в смысле, что $|\hat{\sigma}_1| \equiv |\sigma_1 + i\omega\epsilon_1| \gg \epsilon_0\omega$. С учетом этих условий выражения (3.12) и (3.13) упрощаются:

$$f_0(\lambda) \simeq -\frac{\hat{\sigma}_0 u_1 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 \lambda} \quad (3.17)$$

и

$$f(\lambda) \simeq S(\lambda). \quad (3.18)$$

Теперь вместо формул (3.6) и (3.7) получаем для $z > 0$

$$A \simeq -\frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \int_0^\infty S(\lambda) \cdot \frac{u_1}{\lambda} \cdot \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda \quad (3.19)$$

и для $z < 0$

$$A \simeq \int_0^{\infty} S(\lambda) \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad (3.20)$$

Если мы примем в дальнейшем $a = 0$, и $b \ll r$, выражения можно еще упростить:

$$A \simeq -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \int_0^{\infty} u_1 \cdot \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z > 0; \quad (3.21)$$

$$A \simeq \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \int_0^{\infty} \lambda \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda, \quad z < 0. \quad (3.22)$$

Когда $z = 0$, интеграл в формуле (3.21) может быть взят следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} u_1 \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda &= \int_0^{\infty} (\lambda^2 + k_1^2) \cdot u_1^{-1} \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \left[k_1^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] \int_0^{\infty} u_1^{-1} \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \left[k_1^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] I_0 \left(\frac{k_1 r}{2} \right) K_0 \left(\frac{k_1 r}{2} \right), \end{aligned} \quad (3.23)$$

где I_0 и K_0 - модифицированные функции Бесселя и Макдональда порядка 0. Пока дифференцирование не было вынесено, можно было заметить тот факт, что интеграл аппроксимируется функцией k_1/r , когда $|k_1 r| \gg 1$. Если $z > 0$, аналогичное приближение таково:

$$\int_0^{\infty} u_1 \cdot \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda \simeq k_1 \cdot \int_0^{\infty} \exp(-\lambda z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \frac{k_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (3.24)$$

В этом случае

$$A \simeq -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{k_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (3.25)$$

Поскольку в воздухе $H_\varphi = -\partial A/\partial r$, можно сделать весьма важное заключение, что на дневной поверхности и выше магнитное поле существует только благодаря току смещения.

Относительно случая $z < 0$ (т. е. в земле), то мы получаем довольно просто из выражения (3.22), что

$$\begin{aligned} A &= \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \frac{\lambda}{u_1} \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(-k_1 R)}{R} \right] = -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{z}{R^3} \cdot (1 + k_1 R) \cdot \exp(-k_1 R), \end{aligned} \quad (3.26)$$

где $R = \sqrt{r^2 + z^2}$.

Сравним это последнее выражение для A с выражением для потенциала вертикального электрического диполя (ВЭД) с моментом Idz , помещенного на глубине $z = -h$. При условиях $h \ll r$, $|k_0 r| \ll 1$ и $|\hat{\sigma}_1| \gg \varepsilon_0 \omega$ (т. е., как и для КЭД) мы имеем для ВЭД (например, в работе [66])

$$A = \frac{Idzh}{2\pi} \cdot \frac{z}{R^3} \cdot (1 + k_1 R) \cdot \exp(-k_1 R), \quad (3.27)$$

где $z > h$. Сравнивая выражения (3.27) и (3.27), мы видим, что поля КЭД и ВЭД совпадают при выполнении условия

$$Idzh = I_0 b^2 / 4. \quad (3.28)$$

Это замечательный результат. Можно сказать, что КЭД является наземным аналогом вертикальной электрической линии в области низких частот.

3.2.2. Решение во временной области

Формально решение во временной области есть трансформация Фурье решения в частотной области. Опыт показывает, что численная реализации трансформации Фурье решения в частотной области с учетом токов смещения крайне затрудняется при

$t \rightarrow 0$ (в отличие от квазистационарного случая). Наша цель здесь – получить формулы, пригодные для численного анализа, избавившись от интеграла Фурье некоторыми преобразованиями. Рассмотрим электрическое поле $e_r(t)$ на дневной поверхности и магнитное поле $h_\varphi(t)$ в воздухе для $z \geq 0$.

Используем выражение (3.27) для вектора-потенциала в частотной области, полученное нами, как мы помним, при некоторых допущениях. Итак, из выражений (3.1) и (3.27) мы получим для $z \leq 0$

$$E_r(\omega) = \frac{I_0 b^2}{8\pi \hat{\sigma}_1} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot e^{-k_1 R} \right\}, \quad (3.29)$$

где, напомним, $\hat{\sigma}_1 = \sigma_1 + i\omega \varepsilon_1$.

Для ступенчатого возбуждения, если ток в источнике меняется, как

$$I(t) = \begin{cases} I_0, & \text{при } t < 0, \\ I_0/2, & \text{при } t = 0, \\ 0, & \text{при } t > 0, \end{cases} \quad (3.30)$$

или $I(t) = I_0 \cdot [1 - U(t)]$, где $U(t)$ – функция Хевисайда, решение во временной области может быть представлено в следующем виде:

$$e_r(t) = \bar{e}_r - \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k_1 R} \cdot \frac{\exp(i\omega t)}{i\omega \hat{\sigma}_1} \cdot d\omega \right\}, \quad (3.31)$$

где \bar{e}_r – решение для постоянного тока (которое можно получить, рассмотрев выражение (3.29) при $\omega = 0$).

Введем функцию F_j , определяемую как

$$\begin{aligned} F_j(t, z, \lambda) &= \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u_j z)}{u_j} \cdot e^{i\omega t} \cdot d\omega = \\ &= c_j \cdot \exp(-\gamma_j t) \cdot I_0(\alpha_j \sqrt{t^2 - T_j^2}) \cdot U(t - T_j), \end{aligned} \quad (3.32)$$

где $u_j = \sqrt{\lambda^2 + k_j^2}$, $k_j^2 = i\omega \sigma_j \mu_0 - \omega^2 \varepsilon_j \mu_0$, $c_j = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_j}$ – скорость света в среде; I_0 – модифицированная функция Бесселя; $\alpha_j =$

$[\gamma_j^2 - c^2 \lambda^2]^{1/2}$, $\gamma_j = \sigma_j / (2\varepsilon_j)$ и $T_j = z/c_j$ - время прихода волны ($j = 0, 1$). Интеграл в формуле (3.32) после подстановки $i\omega = s - \gamma_j$ к табличному преобразованию Лапласа [1].

Используя определение функции F_j и теорему о свертке для интегрального преобразования Фурье, получаем:

$$e_r(t) = \bar{e}_r - \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\frac{\partial F_1(\tau, R, 0)}{\partial R} \right] \cdot G_1(t - \tau) \cdot d\tau \right\}, \quad (3.33)$$

где

$$G_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\omega t) \cdot d\omega}{\hat{\sigma}_1 i\omega} = \frac{1}{\sigma_1} \cdot [1 - \exp(-2\gamma_1 t)] \cdot U(t). \quad (3.34)$$

Выражение для $e_r(t)$, после некоторых преобразований, представляется в следующей форме:

$$e_r(t) = \bar{e}_r + \frac{I_0 b^2}{8\pi \sigma_1 c_1} \times \quad (3.35) \\ \times \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \int_{-\infty}^{\infty} I_0(\gamma_1 \sqrt{\tau^2 - T_1^2}) \cdot U(\tau - T_1) \cdot \varphi(\tau) \cdot U(t - \tau) \cdot d\tau,$$

где

$$\varphi(\tau) = -\exp(-\gamma_1 \tau) \cdot \{1 + \gamma_1 \tau + \exp[-2\gamma_1(t - \tau)] \cdot (\gamma_1 \tau - 1)\} / \tau^2.$$

Здесь $T_j = R/c_j \equiv \sqrt{r^2 + z^2}/c_j$ и мы должны помнить правила для дифференцирования и интегрирования функции Хевисайда и дельта-функции Дирака.

Окончательное выражение для радиальной электрической компоненты поля на поверхности земли ($z = 0$) может быть представлено в следующем виде, пригодном для численного анализа:

$$e_r(t) = \bar{e}_r +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{I_0 b^2}{8\pi\sigma_1} \frac{T_1^2}{r^4} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left(I^{(2)} T_1 - I^{(1)} \right) U(\tau - T_1) \varphi(\tau) U(t - \tau) d\tau + \right. \\
& + \varphi(T_1) \left(1 + \frac{\gamma_1^2 T_1^2}{2} \right) U(t - T_1) - \\
& \left. - \varphi'_\tau(T_1) T_1 U(t - T_1) + \varphi(T_1) T_1 \delta(t - T_1) \right],
\end{aligned} \tag{3.36}$$

где $I^{(n)} = \frac{\partial^n}{\partial T_1^n} I_0 \left(\gamma \cdot \sqrt{\tau^2 - T_1^2} \right)$, $T_j = r/c_j$, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Результаты расчетов по формуле (3.36) показаны на рис. 3.4. Переходный процесс начинается в момент времени $t = T_1$ после выключения тока в источнике при $t = 0$, где T_1 – время прихода волны по земле ($T_1 = r\sqrt{\mu_0\epsilon_1}$). Отклик затухает, постепенно приближаясь к квазистационарному решению. На времени $t < T_1$ мы имеем константу (постоянный ток). В момент времени $t = T_1$ напряженность электрического поля имеет бесконечное значение. Заметим, что эти мгновенные бесконечные значения исчезнут, если мы учтем более реальные условия – плавное (неступенчатое) изменение тока в источнике или конечные размеры источника (сейчас мы приняли $b \ll r$, т. е. фактически источник не имеет размера).

Решение во временной области для магнитного поля в воздухе, при $z \geq 0$, получим, используя выражения (3.3) и (3.21), после преобразования Фурье:

$$h_\varphi(t) = -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda r) \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \frac{\mathbf{j}\omega\epsilon_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{\lambda^2 + k_1^2}{u_1} \cdot \frac{e^{\mathbf{i}\omega t}}{\mathbf{i}\omega} d\omega \right] d\lambda. \tag{3.37}$$

Пользуясь функцией F_j и теоремой о свертке, можно представить выражение для $h_\varphi(t)$ в следующей форме:

$$h_\varphi(t) = -\frac{I_0 b^2 \epsilon_0}{8\pi} \frac{\partial^2}{\partial r \partial t} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda r) \left[-\mu_0 F_1(t, 0, \lambda) + \right.$$

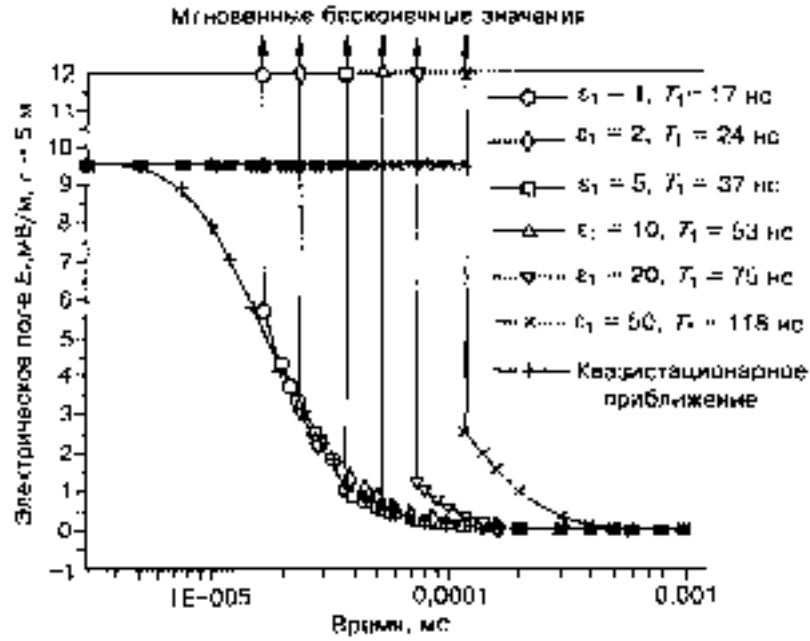


Рис. 3.4. Устанавливающийся электрический отклик среды, возбуждаемой КЭД

$$+ \lambda^2 \int_{-\infty}^{\infty} F_1(\tau, 0, \lambda) G_1(t - \tau) d\tau \Big] d\lambda, \quad (3.38)$$

где функция G_1 определена выражением (3.34). Отметим, что магнитный отклик среды на дневной поверхности и в воздухе пропорционален значению диэлектрической проницаемости воздуха.

3.2.3. Незаземленная установка КЭД

Основная трудность при практическом использовании питающей установки КЭД состоит в необходимости равномерного по кругу заземления внешних электродов. Возможный способ обой-

ти это требование состоит в применении незаземленной модели (заземляется только центральный электрод). Это представляющее интерес предложение сделал Дж. Р. Уэйт в частной переписке с нами.

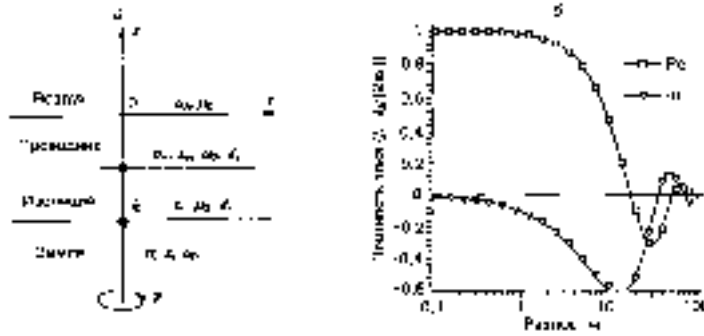


Рис. 3.5. Модель незаземленной установки КЭД и распределение плотности тока

Ясно, что в этом случае мы не можем определять распределение радиальной плотности $j_r(r)$ заранее, как известный сторонний ток. Это распределение теперь формируется электромагнитным взаимодействием между средой и установкой, которая должна рассматриваться как часть геоэлектрической среды. Предлагаем решить эту проблему следующим образом. Как показано на рис. 3.5, а, используем слоистую модель. Первый слой (это хороший проводник) есть модель нашей питающей установки (КЭД с $b = \infty$), второй слой – изолирующая прослойка между хорошо проводящим «телом» КЭД и землей, третий слой – земля. Источник возбуждения – вертикальная электрическая линия, заземленная в первом слое и в нижнем полупространстве (на кровле). Это вполне классическая модель. Нетрудно получить выражение для вектор-потенциала, воспользовавшись, например, работой [66]. Это достаточно громоздкое выражение (только z -компонента) упрощается, если мы примем, что $d_a \rightarrow 0$ (толщина проводящего слоя – уста-

новки КЭД) и $d_i \rightarrow 0$ (толщина изоляции). В этом случае получаем в воздухе ($z > 0$):

$$A = -\frac{I_0}{2\pi} \cdot \hat{\sigma}_0 \sigma_1 T \cdot \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda r) \cdot \lambda \cdot e^{-u_0 z} \cdot d\lambda}{(u_0 S + \hat{\sigma}_0) (u_0^2 \sigma_1 T + u_1)}, \quad (3.39)$$

где $S = d_a \cdot (\sigma_a + i\omega\epsilon_a) \equiv d_a/\hat{\sigma}_a$ есть продольная проводимость (в См) установки КЭД (выполненной в данном случае в виде S -плоскости с заземлением в центральной точке), $T = d_i/(i\omega\epsilon_i) \equiv d_i/\hat{\sigma}_i$ - поперечное сопротивление (в Ом \cdot м²) слоя изоляции, u_0 и u_1 определены так же, как и раньше.

Мы можем сделать также и другое приближение, использованное нами выше. Это $|k_0 r| \ll 1$ и $u_0 \simeq \lambda$. Кроме того, мы можем принять, что $S \simeq \sigma_a \cdot d_a$. При этих условиях выражение (3.39) упрощается до

$$A_0 = -\frac{I_0}{2\pi} \cdot \frac{i\omega\epsilon_0}{S} \cdot \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda r) \cdot e^{-\lambda z} \cdot d\lambda}{\left(\lambda^2 + \frac{u}{T(\sigma_1 + i\omega\epsilon_1)}\right)}. \quad (3.40)$$

Итак, теперь вектор-потенциал зависит от параметров питающей установки S и T как элемента геоэлектрической среды. Прежде для заземленной маленькой установки мы пренебрегали этим. Мы использовали граничное условие (3.5), где радиальная плотность определялась, как $I_0/(2\pi r)$ и мы игнорировали вторичную («наведенную») плотность тока в установке.

Сравним распределение плотности тока в незаземленной установке с распределением в заземленной. Используя то, что E_r непрерывна при переходе границы $z = 0$, получаем, что

$$j_r(r) = S \cdot E_r = \frac{S}{i\omega\epsilon_0} \cdot \frac{\partial^2 A_0}{\partial r \partial z}, \quad z = 0. \quad (3.41)$$

На рис. 3.5, б показано распределение плотности как отношение

$$j_r(r) / \left(\frac{I_0}{2\pi r} \right).$$

Кривая распределения может быть разделена на три области. В первой области реальная часть радиальной плотности зависит от r , как $1/r$, а мнимая мала. В третьей области величина $|j_r|$ мала (т. е. безразлично, заземлена установка или нет).

Зависимость производной магнитной индукции dB_φ/dt в воздухе от диэлектрической проницаемости земли показана на рис. 3.6. Это результат расчетов по формулам (3.3) и (3.39).

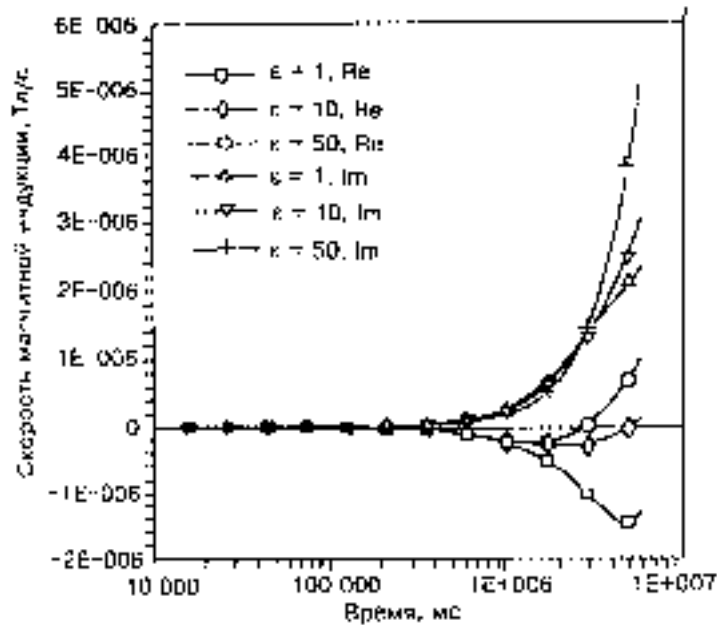


Рис. 3.6. Магнитная индукция незаземленного КЭД в воздухе

В заключение следует отметить, что мы обсуждали установку КЭД с идеальной азимутальной симметрией. Практически такая (конечно, небольшая) установка может быть исполнена из металлической сетки. Установка больших размеров реально может исполняться набором радиальных линий, следовательно, она лишь приближенно осесимметрична и такая установка, в особенности в

незаземленном варианте, должна и в теоретическом плане анализироваться, как набор отдельных линий.

Для малоглубинных зондирований незаземляемая установка КЭД является интересной альтернативой петле. Следует вспомнить, что вторичное поле петли всюду (в воздухе и в Земле) в основном определяется токами проводимости, сама петля обладает большой самоиндукцией, наконец, петля – неосесимметричный источник в области больших частот. При радиальном же возбуждении среда не дает магнитного квазистационарного отклика на дневной поверхности и в воздухе, КЭД не обладает собственной индуктивностью и остается симметричным на всех частотах.

3.3. ТМ-поле во многослойной среде

В предыдущем разделе приведен подробный анализ свойств поля КЭД и, значит, ТМ-поля в однородном полупространстве. Этот анализ был вполне автономным (отчасти из желания сохранить текст оригинальной работы, сделанной в значительной мере при участии Дж. Р. Уэйта, которому мы много обязаны). Сейчас возвратимся к математическому аппарату, построенному нами в гл. 1.

Итак, в цилиндрической системе координат мы имеем следующие выражения для ненулевых компонент поля КЭД, располагаемого на дневной поверхности, в i -м слое N -слойной среды ($i = 0, 1, 2, \dots, N$):

$$H_{\varphi}(r, z, t) = -\frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] \lambda d\lambda; \quad (3.42)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \lambda d\lambda; \quad (3.43)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) J_1(\lambda r_0) V(z, t, \lambda) \lambda^2 d\lambda. \quad (3.44)$$

Для функции V нами получены в гл. 1 выражения для произвольной N -слойной среды в виде интеграла Фурье, а также и в виде ряда Фурье (в случае сред с изолирующим основанием). Алгоритм реализован с использованием обеих решений (интеграл и ряд) в виде программы для КЭД в пакете MAGsoft (гл. 4).

Обращает на себя внимание то, что единственная (горизонтальная) магнитная компонента жестко определяется значением удельной проводимости в точке измерения (z). Если проводимость положить равной нулю, а к тому же и пренебречь токами смещения, то магнитного поля нет. Это, разумеется, касается верхнего полупространства (воздух) и, следовательно, самой дневной поверхности.

3.4. Становление поля электрического типа в среде с изолирующим основанием и поздняя стадия становления

Рассмотрим теперь поле КЭД в двухслойной (σ – удельная проводимость, d – мощность) среде с изолирующим основанием. Используя приведенные выше формулы, получаем на поверхности земли

$$E_r(t) = \frac{I_0 r_0}{4\pi\sigma d} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 \left\{ \sum_{j=1}^\infty \frac{u_j^2}{\lambda^2 - u_j^2} \exp \left[-(\lambda^2 - u_j^2) \frac{t}{\sigma\mu_0} \right] \right\} d\lambda, \quad (3.45)$$

где в этом случае имеем уравнение для u_l в форме $\text{sh}(u_j d)/u_j = 0$, т. е. $u_j = i\pi j/d$, ($j = 1, 2, \dots$).

Для получения асимптотических выражений, справедливых в поздней стадии установления, существует рецепт, данный в работе [64]. Вполне ясно, что в поздней стадии становления (при $t \rightarrow \infty$) вполне достаточно взять $j = 1$ и интеграл (3.45) определяется при

малых значениях λ . Итак, в поздней стадии получим

$$E_r(t) \simeq \frac{I_0}{4\pi\sigma d^2} \left(\frac{b}{d}\right)^2 \frac{r}{d} \left(\frac{\sigma\mu_0 d^2}{2t}\right)^2 \exp\left(-\frac{\sigma\mu_0 r^2}{4t}\right) \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\sigma\mu_0 d^2}\right). \quad (3.46)$$

Следовательно, как и в случае устанавливающегося поля вертикального электрического диполя, мы имеем экспоненциальный спад в поздней стадии, спад, который не определяется только продольной проводимостью, но также и вертикальным размером среды. Это общее свойство КЭД и ВЭД отражает свойство нестационарного поля электрического типа.

3.5. ТМ-поле и S -плоскость

В индуктивной импульсной электроразведке важную роль играет идеализированная модель геоэлектрической среды – S -плоскость в воздухе. Посмотрим, может ли эта модель поддерживать процесс электрического типа (ТМ-процесс). Обратимся к формуле (3.46) для поздней стадии процесса от КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием и попытаемся, уменьшая толщину слоя и увеличивая его удельную проводимость, перейти к S -плоскости. Мы видим что в поздней стадии процесс определяется экспоненциальным фактором

$$\exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\mu_0 S d}\right),$$

где $S = \sigma \cdot d$, а d – толщина проводящего слоя. Если $d \rightarrow 0$, то процесса нет. Таким образом, можно сказать, что модель « S -плоскость в воздухе» не существует для переходного ТМ-процесса.

Однако S -плоскость во вмещающей проводящей среде – весьма типичная модель и следует рассмотреть эту специальную геоэлектрическую ситуацию, в которой поле КЭД (как и поле ВЭД) проявит себя характерным образом. Итак, среда состоит из однородного слоя (ρ, h) , в котором содержатся проводящие плоскости S_1 и S_2 на глубинах h_1 и h_2 . В основании – изолятор. Всюду $\mu \equiv \mu_0$.

Источник – КЭД с моментом Idr_0 и радиусом r_0 – помещаем пока на глубину z_0 внутри слоя (рис. 3.7). В момент $t = 0$ источник выключается. Определяя поле в пределах проводящей толщи, будем придерживаться квазистационарного приближения.

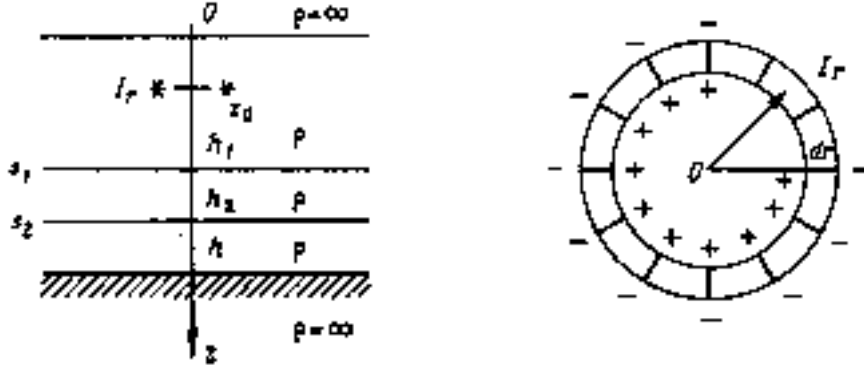


Рис. 3.7. Модель среды и КЭД

Введем вектор-потенциал обычным для электрического источника образом:

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}. \quad (3.47)$$

В силу симметрии задачи, достаточно иметь отличной от нуля только компоненту A_z , тогда в цилиндрической системе координат имеются

$$E_r = \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial r \partial z}, \quad H_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad E_z = -\mu_0 \dot{A}_z + \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}. \quad (3.48)$$

Компонента A_z должна удовлетворять достаточным условиям:

$$\Delta A_z = \frac{\mu_0}{\rho} \dot{A}_z, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \quad 0 \leq r \leq \infty;$$

$\rho A'_z$ непрерывно всюду, что означает $A_z(0) = A_z(h) = 0$; на S -границах имеем условия

$$[A'_z]|_{z=h_i} = 0, \quad [A_z]|_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial A_z}{\partial z}, \quad i = 1, 2; \quad (3.49)$$

далее $A_z \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$; $A_z \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$; наконец, начальное условие – решение стационарной задачи.

Разделяя переменные в уравнении для A_z и учитывая условия для потенциала, будем искать решение в виде

$$A_z = \frac{Idr_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.50)$$

Функция Z должна удовлетворять краевой задаче:

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2); \\ Z(0) &= Z(h) = 0; \\ [Z'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [Z]_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}, \quad i = 1, 2; \\ Z &\rightarrow 0 \quad \text{при} \quad t \rightarrow \infty; \\ Z &= \bar{Z} \quad \text{при} \quad t = 0, \end{aligned} \quad (3.51)$$

где \bar{Z} - стационарное решение, удовлетворяющее краевой задаче:

$$\begin{aligned} \bar{Z}''_{zz} - \lambda^2 \bar{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2); \\ \bar{Z}(0) &= \bar{Z}(h) = 0; \\ [\bar{Z}'_z]_{z=z_0} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=z_0} = 2 \cdot J_1(\lambda r_0); \\ [\bar{Z}'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [\bar{Z}]_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z}, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.52)$$

Мы не будем решать эту задачу, но воспользуемся ее условиями.

Решение задачи (3.51) ищем в виде

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp \left[- (k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right]. \quad (3.53)$$

Функции X_j должны удовлетворять следующим условиям (индекс j опускаем):

$$\begin{aligned} X''_{zz} + k^2 X &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2); \\ X(0) &= X(h) = 0; \\ [X'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [X]_{z=h_i} = -\rho S_i X'_z, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Заметим, что решение задачи (3.54) не зависит от λ .

В каждой из областей, разделенных S -границами, получаем решение в виде

$$X_i(z) = A_i \cos(kz) + B_i \sin(kz), \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.55)$$

Применяя граничные условия (3.54), находим коэффициенты A_i, B_i :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0, \\ B_1 &= 0, \quad (\text{полагаем в силу однородности}) \\ A_2 &= P_1 c_1^2, \\ B_2 &= 1 + P_1 c_1 s_1, \\ A_3 &= A_2 \cdot (1 - P_2 s_2 c_2) + B_2 \cdot P_2 c_2^2, \\ B_3 &= -A_2 \cdot P_2 s_2^2 + B_2 \cdot (1 + P_2 \cdot s_2 c_2), \end{aligned} \quad (3.56)$$

где $s_i = \sin(kh_i)$, $c_i = \cos(kh_i)$, $P_i = -S_i \rho k$, ($i = 1, 2$), и получаем уравнение для k :

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \quad (3.57)$$

В формуле (3.53) остается определить коэффициенты C_j , которые должны обеспечить выполнение начального условия:

$$\bar{Z}(z) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z). \quad (3.58)$$

Функции X_j образуют ортогональную систему в области $0 \leq z \leq h$, так что

$$C_j = \frac{\int_0^h \bar{Z}(z) X_j(z) dz}{\int_0^h X_j^2(z) dz}. \quad (3.59)$$

Беря верхний и нижний интегралы по частям и учитывая условия задач для функций \bar{Z} (3.52) и X_j (3.54), получаем

$$C_j = \frac{J_1(\lambda r_0)}{\lambda^2 + k_j^2} D_j X_j'(z_0), \quad (3.60)$$

где D_j и $X'_j(z_0)$ не зависят от λ и

$$D_j = \frac{4k_j^2}{h[X'_{jz}(h)]^2 + \sum_{i=1}^2 \left\{ h_i k_j^2 [X_j(h_i)]^2 + S_i \rho [X'_{jz}(h_i)]^2 \right\}}.$$

Теперь можно представить решение для потенциала (3.50) в виде, удобном для расчетов:

$$A_z(r, z, t) = \frac{Idz}{4\pi} \sum_{j=1}^{\infty} D_j X_j(z) X_j(z_0) G_j(r, t), \quad (3.61)$$

где z_0 - положение источника, r, z - координаты точки наблюдения, а

$$G_j = \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) R(\lambda)}{\lambda^2 + k_j^2} \exp \left[-(\lambda^2 + k_j^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right] d\lambda, \quad (3.62)$$

где $R(\lambda) = Id r_0 J_1(\lambda r_0)$ - для дипольного источника, $R(\lambda) = I[J_1(\lambda b) - 1/\lambda]$ - для источника, заземленного в центральной точке и по радиусу $r = b$ (установка КЭД радиуса b).

При $t \rightarrow \infty$ интеграл (3.62) определяется при $\lambda \rightarrow 0$ и можно предложить для поздней стадии выражение для радиального градиента электрического поля на дневной поверхности:

$$E_r \approx \frac{Ib^2 r}{16\pi h \alpha^2} \exp \left[-k_1^2 \alpha - \frac{r^2 + 4b^2}{4\alpha} \right], \quad (3.63)$$

где $\alpha = t\rho/\mu$. Поскольку в уравнение для k_1 входят все параметры среды, из формулы (3.63) следует, что, как бы ни были малы различия двух геоэлектрических разрезов (принадлежащих к рассматриваемому нами классу - см. рис. 3.7), наступит стадия процесса становления, когда поля будут различаться сколь угодно много. Нам нужно только убедиться в том, что такая уникальная разрешающая способность проявляется в измеряемом диапазоне сигнала-отклика.

На рис. 3.8 приведены расчеты, выполненные для разреза, определяемого набором параметров: $\rho = 20$ Ом·м, $h = 2000$ м, $S_1 = 20$

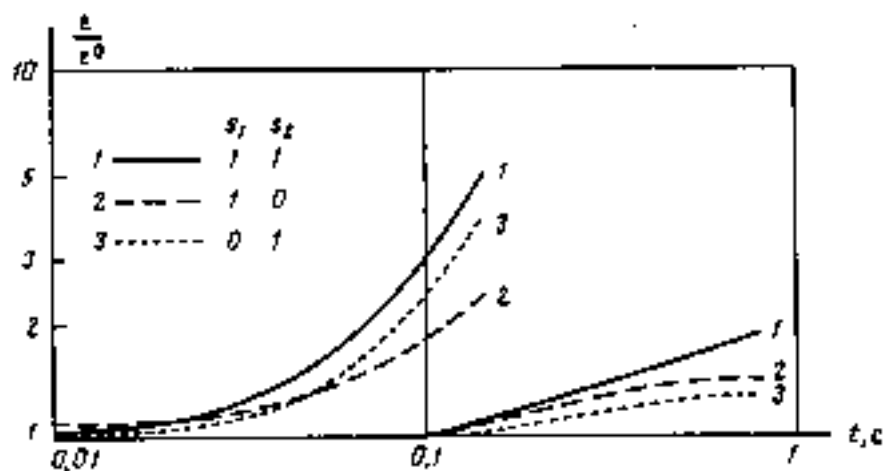


Рис. 3.8. Результаты расчетов для КЭД и установки МПП

См, $h_1 = 1500$ м, $S_2 = 20$ См, $h_2 = 2000$ м. Использовалась установка: $b = 500$ м, $I = 50$ А, радиальная приемная линия 200 - 700 м. Полагались также поочередно $S_1 = 0$ и $S_2 = 0$. Кривые нормировались на нормальное поле ($S_1 = S_2 = 0$). Здесь же для сравнения приведены аналогичные кривые, рассчитанные для обычной соосной установки ЗСБ-МПП: генераторная петля 800×800 м, измерительная 400×400 м, ток 50 А. Все кривые ограничены во времени сигналом в 1 мкВ. Основные особенности поля КЭД очевидны – быстрый спад и резкая реакция на изменения в разрезе как следствия экспоненциального характера затухания.

3.6. Становление поля КЭД в присутствии высокоомного экрана

Поле магнитного типа не взаимодействует с тонким горизонтальным высокоомным включением, но для поля электрического типа такой объект является экраном. Понятно, что это обстоя-

тельство является весьма благоприятным, если исследуется само высокоомное включение. Однако зачастую речь может идти именно об экранировании исследуемой нижележащей толщи. Для поля КЭД, магнитное поле которого (квазистационарное) всегда сосредоточено только в горизонтах, охваченных токами, индуктивное проникновение под экран невозможно. Однако можно ожидать, что специфическая конфигурация электрического поля (силовые линии в вертикальных плоскостях) заставляет токи проникать через экран, если поперечное сопротивление экрана не совсем велико.

Оценим эту ситуацию, решив задачу о становлении поля КЭД в присутствии экрана. Используем ту же модель и систему координат (см. рис. 3.7), заменив верхнюю проводящую плоскость экраном с поперечным сопротивлением T . Теперь стационарное решение, являющееся начальным условием для нашей задачи, определяется следующими условиями:

$$\begin{aligned} \overline{Z}_{zz}'' - \lambda^2 \overline{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2); \\ \overline{Z}(0) &= \overline{Z}(h) = 0; \\ [\overline{Z}'_z]_{z=z_0} &= 0, \quad [\overline{Z}]_{z=z_0} = 2 \cdot J_1(\lambda r_0); \\ [\overline{Z}'_z]_{z=h_1} &= -\frac{T}{\rho} \lambda^2 \overline{Z}_0(h_1), \quad [\overline{Z}]_{z=h_1} = 0; \\ [\overline{Z}'_z]_{z=h_2} &= 0, \quad [\overline{Z}]_{z=h_2} = -\rho S \frac{\partial \overline{Z}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.64)$$

а нестационарное:

$$\begin{aligned} Z_{zz}'' - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2); \\ Z(0) &= Z(h) = 0; \\ [Z'_z]_{z=h_1} &= -\frac{T}{\rho}, \quad [Z]_{z=h_1} = 0; \\ [Z'_z]_{z=h_2} &= 0, \quad [Z]_{z=h_2} = -\rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}; \\ Z &\rightarrow 0 \quad \text{при } t \rightarrow \infty; \\ Z &= \overline{Z} \quad \text{при } t = 0. \end{aligned} \quad (3.65)$$

Решая эту задачу аналогично предыдущей, находим, что

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp \left[- (k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right]. \quad (3.66)$$

В каждой из областей, разделенных границами, получаем решение в виде

$$X_{ji}(z) = A_{ji} \cos(k_j z) + B_{ji} \sin(k_j z), \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.67)$$

Опускаем индекс j :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0, \\ B_1 &= 0, \\ A_2 &= -\frac{T\lambda^2}{\rho k} s_1^2, \\ B_2 &= 1 + \frac{T\lambda^2}{\rho k} s_1 c_1, \\ A_3 &= A_2(1 - \rho S k s_2 c - 2) + B_2 \cdot \rho S k c_2^2, \\ B_3 &= A_2 \rho S k s_2^2 + B_2(1 + \rho S k s_2 c_2), \end{aligned} \quad (3.68)$$

где $s_i = \sin(kh_i)$, $c_i = \cos(kh_i)$, а для k имеем уравнение

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \quad (3.69)$$

Далее,

$$C = \frac{4(\lambda^2 + k^2) J_1(\lambda r_0) X'(z_0)}{h(X'_1)^2 + h_1 \Delta_1 + \frac{T\lambda^2}{k^2 \rho} X_1^2 + h_2 \Delta_2 + \frac{\rho S}{k^2} (X'_2)^2}, \quad (3.70)$$

где $\Delta_1 = [X'^2]_{h_1}$, $\Delta_2 = [X^2]_{h_2}$, $X_i = X(h_i)$, $i = 1, 2$. Наконец, вектор-потенциал

$$A_z = \frac{I dr_0}{4\pi} \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.71)$$

Заметим, что уравнение (3.69) зависит от переменной интегрирования λ , и, в отличие от задачи с S-плоскостями, теперь следует решить уравнение для k_j (3.69) для каждого узла интегрирования (3.71). В поздней стадии процесса становления решение определяется первым членом ряда (3.66), причем интеграл (3.71) определяется при $\lambda \rightarrow 0$. Из условий краевой задачи (3.64) следует, что в этом случае влияние Т-плоскости падает. Таким образом, на разных стадиях процесса влияние плохо проводящего горизонта может быть значительным или ослабевать и этим можно пользоваться в зависимости от того, является ли Т-объект интересующей нас аномалией или мешающим фактором. Продемонстрируем это, используя расчеты по приведенному алгоритму.

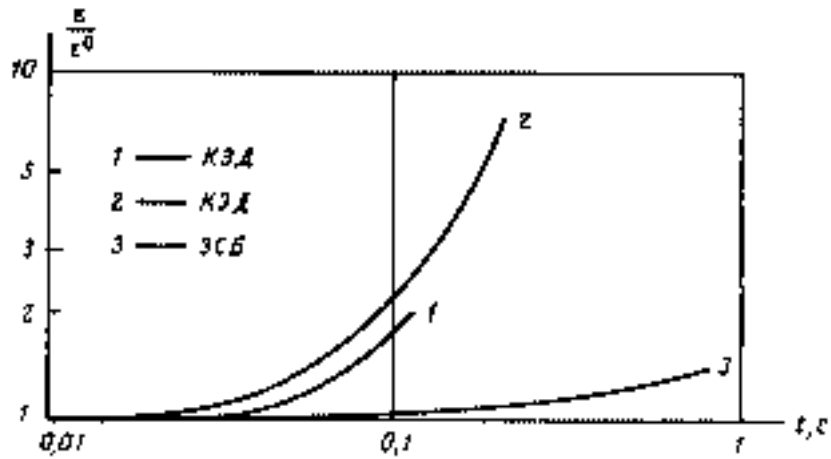


Рис. 3.9. Результаты расчетов для КЭД и установки МПП

На рис. 3.9 представлены нормированные кривые для разреза, где проводящий горизонт ($S = 20$ См) перекрыт экраном с поперечным сопротивлением $T = 40\,000$ Ом·м² (например, $h = 20$ м, $\rho = 2000$ Ом·м). Вмещающая среда та же, что и в предыдущем подразделе – $h = 2\,000$ м, $\rho = 20$ Ом·м, та же и приемно-питающая

установка. В диапазоне сигнала до 1 мкВ отношение к нормальному полю ($S = 0$) достигает величины 2 (кривая 1), тогда как такая же величина для петлевой установки – 1.4 (кривая 3). Остается также возможность увеличивать аномальный сигнал из подэкранной толщи увеличением размеров установки. Кривая 2 показывает, что при удвоении размеров установки аномальный сигнал в измеряемом диапазоне возрастает в шесть раз и составляет 600 % от нормального.

В заключение заметим, что приведенные примеры, касающиеся довольно типичных ситуаций (скажем, для Восточной Сибири) характеризуют КЭД как весьма необычный инструмент, способный давать резкие аномальные эффекты, что требует осторожного обращения с ним. Очевидными проблемами, решение которых определит меру применимости этого источника, являются требования к геометрии установки при практической реализации и влияние латеральных изменений в разрезе.

3.7. Заключение. Свойства ТМ-поля. Электродинамика и ВП

В заключение перечислим основные свойства устанавливающегося ТМ-поля в горизонтально-слоистой среде.

ТМ-поле ортогонально ТЕ-полю. Если поле токовой петли имеет компоненты H_r , H_z , E_φ , то поле КЭД (или ВЭД) имеет H_φ , E_r , E_z . Токи текут и замыкаются в вертикальных плоскостях и образуют тороидальную систему. Наличие вертикальной компоненты электрического поля – важнейший физический аспект применения ТМ-поля в геоэлектромагнитных исследованиях.

В квазистационарном приближении магнитное поле (H_φ) отлично от нуля только в проводящих слоях, охваченных токами проводимости. Следовательно, в условиях структурной электро-разведки устанавливающееся ТМ-поле на дневной поверхности одномерной среды не имеет нормального магнитного поля, что создает заманчивые методические возможности для исследования

латеральных неоднородностей любого характера.

Тороидальная система токов, образуемая процессом становления ТМ-поля, всегда, на всех стадиях процесса, требует вертикального размера среды, и процесс не определяется только суммарной продольной проводимостью, как это имеет место для ТЕ-процесса.

Динамические характеристики ТМ-процесса становления также иные, нежели ТЕ-процесса. Спад более быстрый, а в средах с изолирующим основанием – экспоненциальный. Причем показатель экспоненты зависит, в принципе, от всех параметров геоэлектрического разреза, что обеспечивает уникальную разрешающую способность ТМ-процесса. Известная S -эквивалентность недействительна по отношению к ТМ-процессу.

Если возможности оптимизации формы возбуждающего импульса для ТЕ-поля ограничены ранней и промежуточной стадией процесса установления (в поздней важна только общая энергетическая характеристика импульса), то для ТМ-процесса форма возбуждающего импульса весьма существенна на всех стадиях процесса установления.

Процесс магнитного типа возбуждается индуктивно горизонтальным сторонним током (замкнутым или заземленным), а процесс электрического типа возбуждается гальванически, посредством заземлений, а также индуктивно от вертикального стороннего тока. Токовая петля – индуктивный возбудитель только поперечно-электрического процесса. Круговой электрический диполь – возбудитель чистого ТМ-процесса. Традиционная линия AB – сложный источник, составленный из трех «чистых»: два разнесенных источника ТМ-поля (заземления) и ТЕ-источник (отрезок тока между заземлениями).

Поле электрического типа, имея вертикальную компоненту электрического поля иначе взаимодействует с геологической средой, нежели поле магнитного типа. Прежде всего, мы сталкиваемся с влиянием анизотропии по проводимости. Вообще, если ТЕ-поле (от петли, например) «охотно» воспринимает геологический разрез как горизонтально-слоистый геоэлектрический, то гальванический, неиндуктивный источник в значительной мере игнорирует

горизонтально-слоистую структуру и подчеркивает неоднородности, естественно, как искомые, так и все другие. Обычный прием интерпретации электромагнитных зондирований состоит в получении некоторых кажущихся параметров приближенной, более простой модели. При этом реальная среда моделируется кусочно-однородной моделью. Однако «однородные» слои на самом деле более или менее случайным образом анизотропны. ТЕ- и ТМ-процессы совершенно по разному «формируют» кажущиеся параметры. Именно использование обеих этих процессов (а не только индуктивного) позволило бы более успешно изучать электромагнитные свойства реальных сред.

Наконец следует отметить важное следствие гальванического способа возбуждения (прямой ток источника) и наличия вертикальной компоненты электрического поля при использовании процесса электрического типа – усиленное возбуждение электрохимических процессов.

Завершая гл. 3, мы также завершаем анализ теории и некоторых проблем электроразведки с искусственными источниками с точки зрения разделения используемых электромагнитных полей на поля электрического и магнитного типов. Этот анализ, в силу необходимости, принял широкий характер и, следовательно, должен был быть ограничен по глубине. Основное ограничение состоит в том, что это чисто электродинамический анализ при упрощенном подходе к описанию среды. Такой анализ, конечно, совершенно необходим в принципе. Настаивая на этом, мы должны признать, что на практике он почти достаточен для методов, основанных на использовании ТЕ-поля, но может быть весьма недостаточным при использовании ТМ-поля. Прежде всего это касается учета процессов вызванной поляризации. Собственно говоря, перечисленные выше пункты практически могут переоцениваться на фоне последнего пункта. Хотя мы не исследовали вопрос теоретически, но отдельные полевые эксперименты проводились и показали, что реальный электрический отклик от среды, возбуждаемой установкой КЭД, не согласуется с теоретическим расчетом чисто электродинамического характера – он более затянут, имеет место

смена знака (см. подробнее в гл. 5). Однако мы снова утверждаем, что наш электродинамический анализ весьма полезен и даже эффективен. Именно такой анализ позволяет сейчас, например, заключить, что для изучения процессов ВП линия AB – источник сложный и неудобный, а установка КЭД – весьма привлекательный (азимутальная однородность поля, скоротечность электродинамического процесса). Понятно, что имеется в виду принципиальная сторона вопроса, а не проблемы раскладки проводов.

Совсем уже заключая гл. 3, посвященную свойствам ТМ-поля, признаем, что свойства эти изучены далеко не полным образом. Как уже было замечено выше, изучением ТЕ-поля занималось (и занимается) огромная армия исследователей во всем мире. А приведенный здесь последовательный анализ ТМ-поля – уникален пока. Объяснение этой «дискриминации» очень простое: нестационарное поле электрического типа не имело практического применения до последнего времени. Прежде всего по причине отсутствия приемлемого переменного источника чистого ТМ-поля. Теперь такой источник предложен. Для индукционного поля электрического типа в контексте электроразведки должны быть особо и заново изучены и сформулированы многие основные проблемы, например такие, как эквивалентность и квазистационарное приближение. Разумеется, анализ, приведенный в гл. 3, недостаточен.

Глава 4

Программное обеспечение зондирований становлением

В гл. 1 - 3 излагались результаты, в основном, теоретических исследований. Здесь мы рассмотрим вытекающие прикладные результаты в виде программ для геоэлектрики с контролируруемыми импульсными источниками, т. е. для зондирований становлением. Собственно, в гл. 1 - 3 многие теоретические выводы и результаты иллюстрировались расчетами с использованием этого матобеспечения (пакет MAGsoft, комплекс ПОДБОР)

Особенностями рассматриваемого нами матобеспечения являются:

- 1) последовательное применение ТЕ-ТМ-дуального подхода, принятого в этой книге, к решению прямых задач геоэлектрики с искусственными источниками;
- 2) синтез «решений в частотной области» и «решений во временной области»;
- 3) интегральный способ расчета производных сигнала по параметрам разреза по тому же алгоритму и параллельно расчету самого сигнала.

Следует пояснить, как, собственно, реализовывался упомянутый синтез двух решений, полученных двумя способами. Напомним, что выражение для сигнала становления можно представить в следующем виде:

$$e(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) \left\{ \int_0^{\infty} F(\lambda, \omega) d\lambda \right\} d\omega, \quad (4.1)$$

или, изменив порядок интегрирования,

$$e(t) = \int_0^{\infty} T(\lambda, t) d\lambda, \quad (4.2)$$

где

$$T(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) F(\lambda, \omega) d\omega. \quad (4.3)$$

Мы представляли решение задачи становления в рамках подхода, известного, как «решение в частотной области». При некоторых ограничениях, а именно при изолирующих или идеальнопроводящих верхних и нижних полупространствах в квазистационарном приближении можно представить

$$T(\lambda, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \exp[-\alpha_j(\lambda)t] X_j(\lambda), \quad (4.4)$$

и это будет уже решение «по Тихонову» или «решение во временной области». Иначе говоря, мы обсуждаем решения в виде интеграла и ряда Фурье. Это, конечно, все условно, и речь идет просто о разных вариантах разделения переменных. Однако при численной реализации (4.3) и (4.4) мы сталкиваемся с весьма различными проблемами. При интегрировании представления (4.3) трудности подстерегают на больших временах, кроме того, интегрирование затрудняется, если источник и приемник располагаются на одном

уровне (например, на дневной поверхности). Обычно интегрируют не функцию F , а разность:

$$\Delta T(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) [F(\lambda, \omega) - F_0(\lambda, \omega)] d\omega, \quad (4.5)$$

где F_0 – функция, соответствующая однородному полупространству. Во временной области полное поле восстанавливается с использованием известных формул. Такой прием не всегда хорош, например, если прилегающий к установке слой тонок или обладает высоким сопротивлением. Напротив, представление в виде ряда (4.4) легче рассчитывается в поздней стадии, нет проблем при помещении источника и приемника на один уровень.

Оба эти представления нами используются следующим образом. При изолирующем основании разреза используется решение «по Тихонову». Если основание проводящее и есть необходимость применять решение в виде интеграла Фурье, то интегрируется разность (4.5), но в качестве функции F_0 используется почти та же «слоистая» функция F , только с непроводящим основанием. Во временной области полное поле восстанавливается с помощью решения в виде ряда Фурье. Понятно, что интегрирование (4.5) радикально упрощается из-за резкого сужения необходимого частотного диапазона.

Для быстрого расчета также анализируется глубинность для заданного диапазона времен, для которого нужно рассчитать процесс становления, и «обрезается» снизу «лишняя» среда. При этом опять-таки возникает возможность использования решения в виде ряда.

4.1. Пакет программ MAGsoft для индуктивных и неиндуктивных ЗС

Речь идет о пакете программ MAGsoft расчета прямых 1D-задач электромагнитных зондирований становлением поля. Возможен расчет полей для следующих контролируемых источников:

- горизонтальный электрический диполь (ГЭД);
- вертикальный электрический диполь (ВЭД);
- вертикальный магнитный диполь (ВМД);
- круговой электрический диполь (КЭД).

Таким образом, включены все типы источников для ЗС: чисто индуктивный (только ТЕ-поле) – ВМД; чисто гальванический (только ТМ-поле) – КЭД; гальвано-индуктивный источник ТМ-поля – ВЭД; смешанный гальвано-индуктивный источник смешанного же поля – ГЭД.

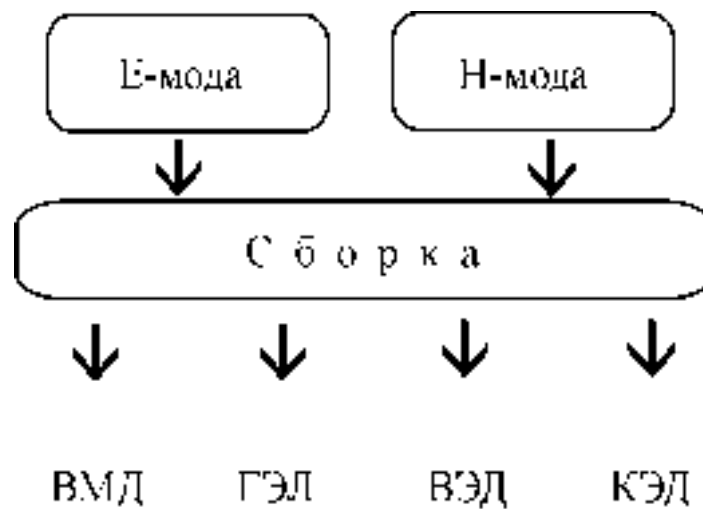


Рис. 4.1. Схема организации пакета MAGsoft

Для каждого из этих источников предусмотрено следующее: расчет всех компонент, включая производные магнитной индукции; помещение точки наблюдения в любом месте (глубине) разреза; помещение самого источника в любом месте (глубине) разреза; возбуждение импульсом тока произвольной формы.

Единообразной алгоритмической основой пакета программ является, во-первых, синтез двух решений для устанавливающихся полей, известных как решение в частотной области (с последующей трансформацией Фурье) и решение непосредственно во временной области, предложенное в свое время А.Н. Тихоновым и развитое нами, а во-вторых, использование процедур расчета электрической и магнитной мод, реализованные каждая, как сказано выше, двумя способами. Горизонтально-слоистый разрез может включать до 20 слоев (условное ограничение). Время расчета зависит от числа слоев и заданного набора времен и практически определяется первыми секундами (персональный компьютер).

На рис. 4.1 поясняется устройство пакета MAGsoft. Ниже приведен ряд примеров расчетов, произведенных посредством программ пакета MAGsoft.

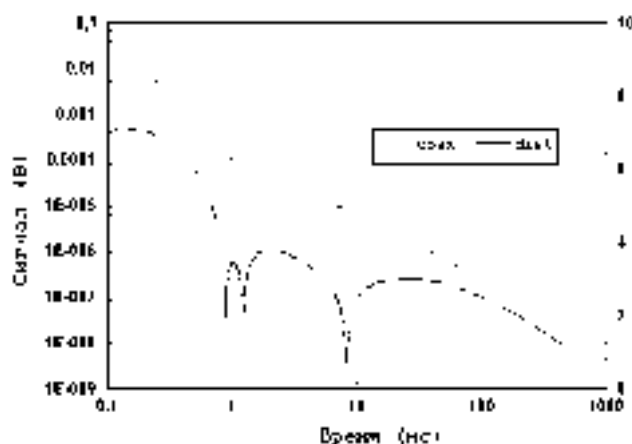


Рис. 4.2. Сравнение сигналов становления для соосной и разнесенной установок

На рис. 4.2 сравниваются кривые становления для соосных и разнесенных (разнос - 900 м) установок «петля-петля» (диполи, общий момент $10^9 \text{ А} \cdot \text{м}^4$), располагаемых на дневной поверхности

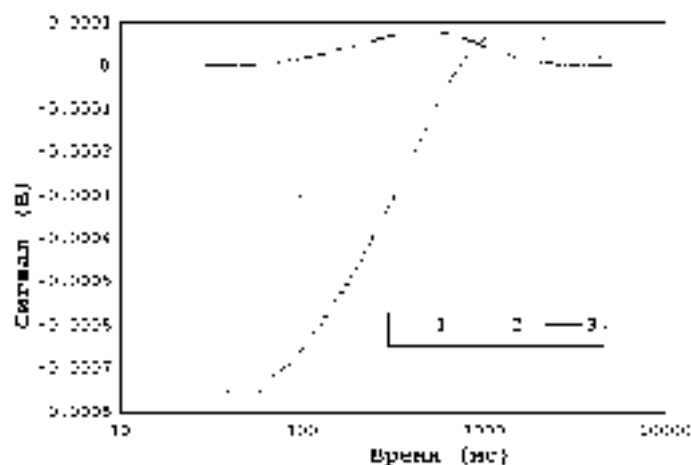


Рис. 4.3. Становление от линии АВ

двухслойной среды ($\rho_1 = 200 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_2 = 3 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h_1 = 400 \text{ м}$). Кривые в билогарифмическом масштабе демонстрируют сложное поведение сигнала с разнесенной установки — три перехода через 0. Несмотря на то, что попытки применения таких установок многочисленны в электроразведке ЗС, возможность столь сложного поведения сигнала мало известна.

На рис. 4.3 приведены кривые для процесса становления, возбуждаемого горизонтальным электрическим диполем (величина момента $100\,000 \text{ А}\cdot\text{м}$), располагаемым на дне моря ($h_1 = 200 \text{ м}$, $\rho_1 = 0.1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$). Поле фиксируется на экваторе ГЭД с разномом $1\,000 \text{ м}$ на дневной поверхности. Кривая 1 соответствует становлению электрического поля (E_x), измеряемого 100-метровой приемной линией в случае основания с $\rho_2 = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, а кривая 2 для $\rho_2 = 100 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Они различаются лишь в ранней стадии, когда превалирует электрическая мода. Затем, в процессе становления, электрическая мода быстро затухает, а магнитная мода определяется продольной проводимостью разреза, которая сосредоточена, в основном, в слое морской воды, и влияние сопротивления осно-

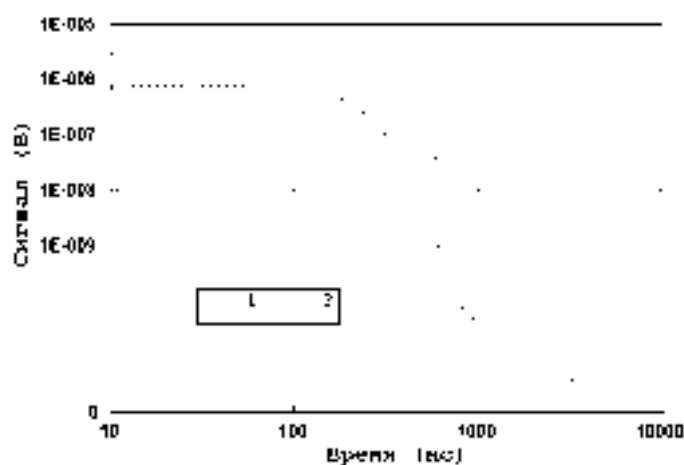


Рис. 4.4. Становление от КЭД

вания незаметно. Здесь же приведена кривая 3 становления сигнала с приемного индуктивного датчика с эффективной площадью $10\,000\text{ м}^2$ (т. е., компонента dB_z/dt).

Из предыдущего примера видно, что смешанный источник, каковым является горизонтальный электрический диполь, ведет себя в процессе становления так же, как индуктивный (ТЕ), быстро теряя гальваническую (ТМ) составляющую. И так же, как индуктивный источник, в процессе становления теряет разрешающую способность на фоне влияния слоя морской воды.

На рис. 4.4 показаны процессы становления чисто электрического типа, возбуждаемые круговым электрическим диполем ($R = 500\text{ м}$, ток 100 А , радиальная приемная линия 100 м на расстоянии 1000 м от КЭД) с *дневной поверхности* в этой же среде. Кривая 1 соответствует удельному сопротивлению $\rho_2 = 10\text{ Ом}\cdot\text{м}$, а кривая 2 — $\rho_2 = 100\text{ Ом}\cdot\text{м}$. Кривые (билогарифмический масштаб) показывают, что разрешающая способность только нарастает в процессе становления.

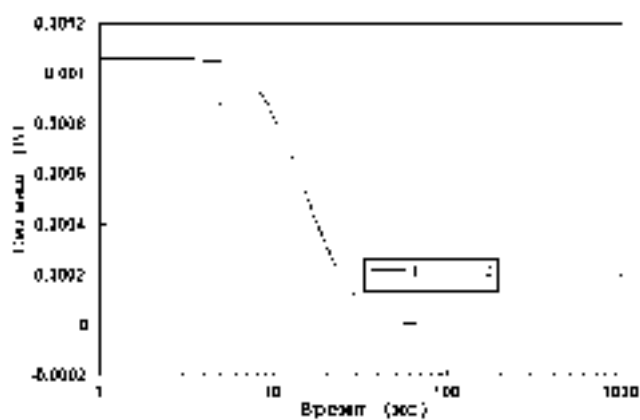


Рис. 4.5. Становление от ВЭД

На рис. 4.5 продемонстрированы расчеты для вертикального электрического диполя с моментом $1\,000\,000\text{ А}\cdot\text{м}$, помещенного в середину проводящего слоя ($h_1 = 200\text{ м}$, $\rho_1 = 0.1\text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_2 = \infty$). Сравниваются процессы становления на разnose 1000 м горизонтальной электрической компоненты E_r на дневной поверхности – кривая 1 и компоненты E_z в середине слоя – кривая 2.

4.2. Программное обеспечение индуктивной импульсной электроразведки. Комплекс ПОДБОР

Распространение персональных компьютеров в 80-х гг. в геофизической среде потребовало создания соответствующего математического обеспечения для электромагнитных методов, в частности для методов переходных процессов. К наиболее значительным и выдержавшим испытание временем относятся системы ЭРА и ПОДБОР в России и TEMIX на Западе. Это объясняется большими усилиями разработчиков по созданию развитого пользова-

тельского графического интерфейса и удачным решением проблемы быстрого действия процедуры решения основной (многослойной) прямой задачи, что имело в те годы большое значение. Причем в каждом случае проблема была решена различным образом. В TEMIX была использована программа У. Андерсона, в которой решение в виде двойной трансформации Фурье - Ганкеля имело быструю реализацию за счет его техники цифровой фильтрации. В системе ЭРА использовалась аппроксимация геоэлектрического разреза набором проводящих плоскостей, что давало быструю вычислительную реализацию. Наконец, в системе ПОДБОР использовалось решение во временной области А.Н. Тихонова, действительная арифметика которого существенно способствовала быстрому действию программы. Недостатки каждого из подходов в дальнейшем компенсировались за счет растущих ресурсов персональных компьютеров. В системе ЭРА в некоторых случаях стал использоваться более мощный частотный подход, унаследованный из программы АЛЕКС. В системе ПОДБОР также был привлечен частотный подход и реализован глубокий синтез решения во временной области и решения в частотной области.

Все три системы в настоящее время имеют определенных правообладателей, способных поддерживать и развивать эти программные продукты. Для всех систем имеются демонстрационные версии. Информация о системах доступна в сети Internet:

ПОДБОР –

«<http://lab6408.geophysics.uiggm.nsc.ru>»;

ЭРА –

«<http://www.uiggm.nsc.ru/uiggm/geophysics/lab564/indexe.htm>»;

TEMIX –

«<http://www.interpex.com/tem.htm>».

Система ПОДБОР была постепенно дополнена другими программами разного назначения. В настоящее время комплекс ПОДБОР составляют четыре самостоятельных программных объекта (ПОДБОР, ПРОФИЛЬ, СЛОЙ, FAST3D), заключенные в единообразные удобные сервисные оболочки, с единообразной системой ввода-вывода, документирования (файлы и твердые копии, графиче-

ка и таблицы, РСХ-формат) и оперативной помощи пользователю (рис. 4.6).

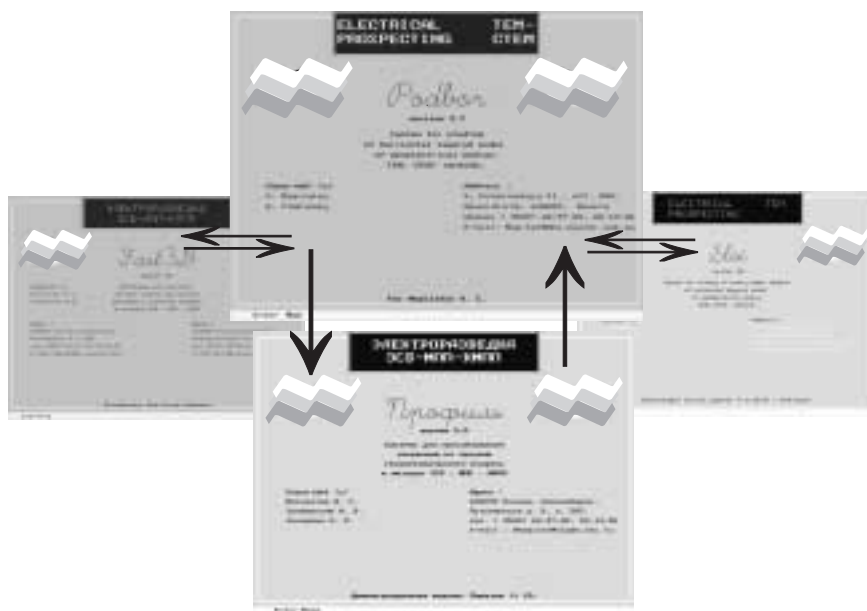


Рис. 4.6. Комплекс ПОДБОР

ПОДБОР – система многослойной интерпретации данных одного пикета на основе ручного и автоматического решения обратной задачи методом подбора в классе одномерных моделей.

ПРОФИЛЬ – система для разнообразных и регулируемых пользователем профильных представлений первичного материала, а также результатов слоистой интерпретации.

FAST3D – программа быстрого расчета влияния локальных нарушений горизонтальной однородности разреза на процесс становления. На персональном компьютере время для одного объекта составляет порядка 1 мин. Эта программа является компромиссом между насущной необходимостью оперативного анализа возмущений одномерной интерпретации и практической недоступностью

громоздких систем «строгого» трехмерного математического моделирования.

СЛОЙ – программа для весьма детального анализа процесса становления во многослойной среде при возбуждении любым сложным по форме импульсом возбуждающего тока. Здесь можно оценить физические предпосылки для успешного решения задачи электромагнитного зондирования.

В комплексе предполагается учет реальной (возможно, разнесенной) геометрии установки и реальной (вообще, определенной пользователем) формы импульса тока. Основой комплекса является одномерная многослойная (число слоев до 20 – условное ограничение) интерпретация, но имеются средства и для коррекции результатов одномерного подхода с помощью оперативного приближенного трехмерного моделирования.

Особенностью созданного нами математического обеспечения для ЗСБ-МПП является синтез двух решений прямой одномерной задачи ЗС, известных как решение в частотной области (с последующей трансформацией Фурье) и решение во временной области, в свое время предложенное А.Н. Тихоновым. Комплексирование этих двух методов позволяет во многих случаях обойти трудности каждого из них при анализе и численной реализации прямой задачи. Другая особенность состоит в использовании варианта прямой задачи для быстрого по аналитическим формулам счета производных по параметрам разреза.

Комплекс не привязан ни к какой определенной аппаратуре. Временные диапазоны, шаг по времени, число шагов, геометрия установки (петли круглые или прямоугольные, произвольным образом разнесенные), форма импульса тока – все это определяется пользователем. При этом авторами вполне сознательно не включены в состав комплекса процедуры предварительной обработки, которые всегда должны быть соотнесены с особенностям конкретной аппаратуры. Открытый текстовый формат входных-выходных файлов комплекса позволяет легко подключать программный предварительный интерфейс, который обычно имеется у разработчиков и пользователей аппаратуры.

4.2.1. Система ПОДБОР

Диалоговая электроразведочная система ПОДБОР предназначена для использования в процессе интерпретации данных ЗСБ (МПП), для соосной и разнесенной установок. В системе ПОДБОР предусмотрена возможность учета реальной формы питающего импульса.

Система весьма полезна тем, кто имеет целью при обработке данных пикета найти горизонтально-слоистый геоэлектрический разрез, ответственный за процесс становления на этом пикете. Прежде всего тем, кто желает определить разрез прямым сопоставлением полевой и теоретических многослойных кривых. А также электроразведчикам, которые предпочитают сначала разобраться в особенностях кривых кажущихся величин, а затем уже проверить свои наблюдения расчетами.

Подбор теоретического разреза производится визуальным сопоставлением полевой и теоретической кривых для предлагаемой интерпретатором модели. Оценивается расстояние между кривыми как среднеквадратичное отклонение. Затем разрез корректируется и рассчитывается новая кривая и т. д. К счастью, этот процесс не слишком скучен благодаря быстрой работе процедуры расчета прямой задачи.

Подобравшись достаточно близко к полевой кривой, можно включить АВТОМАТИЧЕСКОЕ уточнение разреза по помеченным параметрам. При обработке пикетов по профилю эта возможность значительно сокращает объем ручного подбора. Автоматическая инверсия возможна с помощью четырех процедур.

В системе ПОДБОР 3.7 используются следующие основные вычислительные процедуры:

Прямая задача. Программа МАГ. Программа написана на основе алгоритма, полученного методом пространственных гармоник, предложенным А.Н. Тихоновым и развитым нами на случай многослойных сред ([29, 64]). В гл. 1 дано описание этого алгоритма. При численной реализации основная трудность состоит в расчете достаточного количества собственных значений в решении

краевой задачи Штурма. Эта проблема сложна для ранней стадии установления, для которой необходимое число собственных значений растет. Решение этой проблемы найдено в расчете собственных значений и их производных как функций переменной интегрирования λ . Знание собственного значения и его первой и второй производной в каждом узле интегрирования позволяет точно и быстро определять собственное значение в последующем узле. Проблема ранних времен, характерная для метода А.Н. Тихонова, решается также за счет усечения нижней, не влияющей (на данном времени) части разреза. Ограничение метода (изолирующее основание) преодолевается введением достаточного мощного проводящего слоя, предшествующего основанию. Программа MAG, таким образом, вполне универсальна, однако она удобнее (быстрее) в условиях изолирующего основания (при достаточном диапазоне регистрации, разумеется).

Прямая задача. Программа POL. Если, однако, зондирования происходят в условиях сильно влияющего проводящего основания, предлагается пользоваться программой POL. Основой программы POL является численная трансформация Фурье частотного решения. Однако используется не полное решение в частотной области, а разность между полным решением для среды с проводящим основанием и решением с непроводящим. При этом численная реализация преобразования Фурье чрезвычайно облегчается за счет резкого сужения необходимого частотного диапазона. Во временной области производится добавление сигнала от среды с изолирующим основанием путем применения той же программы MAG.

По поводу прямых процедур следует отметить, что в ранних версиях авторы рассчитывали на «разумное» применение этих процедур в условиях соответствия реальных моделей реальному диапазону регистрации. Однако вскоре обнаружилось, что пользователи достаточно часто по разным причинам (неопытность и любопытство, например) выходят за эти рамки. Оперативно анализировать и запрещать такие попытки весьма сложно и, пожалуй, некорректно по отношению к пользователю. В конце концов, пришлось

обеспечить расчеты при самых «безумных» параметрах прямой задачи. При этом используются решения с идеально-проводящим основанием, на сверхпоздних временах привлекаются обобщенные модели (S -плоскость, двухслойка и пр.).

Решение обратной задачи, в том числе автоматическое, рассматривается в системе ПОДБОР как составная часть текущего геофизического процесса и предполагает некоторые априорные сведения о разрезе. Эти априорные сведения при обработке профильных наблюдений делятся на устойчивые, фиксируемые и на меняющиеся, подлежащие уточнению в окрестности некоторой величины (обычно результата интерпретации на предыдущем пикете). По меняющимся (помечаемым пользователем) параметрам производится автоматическая минимизация суммы квадратов отклонений полевого и теоретического отклика. В системе ПОДБОР предлагается четыре процедуры для применения в различных ситуациях в зависимости от качества стартовой модели.

Обратная задача. Программа LEMA. В программе LEMA применяется прямой алгоритм минимизации суммы квадратов отклонений нелинейных функций Левенберга - Марквардта [86, 88]. В этом алгоритме якобиан вычисляется с помощью вперед-направленной разностной аппроксимации. Таким образом, используется стандартная прямая процедура (либо программа MAG, либо POL).

Выше сказано о том, что важной особенностью предлагаемого математического обеспечения является реализация процедуры решения прямой задачи (процедура MAGDA), обеспечивающей, помимо расчета самого отклика, также быстрый, сделанный по аналитическим формулам расчет производных отклика по параметрам модели (гл. 2). Это позволяет построить весьма оперативные процедуры решения обратной задачи. В системе ПОДБОР имеются три программы, использующие процедуру MAGDA.

Обратная задача. Программа NEWTON. В программе NEWTON используется модификация метода Ньютона.

Обратная задача. Программа AUTO. В программе AUTO параметры разреза уточняются в результате линейной инверсии

суммы квадратов отклонений, линеаризованной с помощью локального ряда Тейлора. Уточнение разреза производится за время, практически равное времени расчета прямой задачи.

Обратная задача. Программа OZA. Совершенно иначе используются производные в программе OZA. В окрестности стартовой модели строится линеаризованное решение прямой задачи. С ее помощью производится быстрый перебор в этой окрестности и находится минимальная сумма квадратов отклонений.

На рис. 4.7 приведен пример работы системы ПОДБОР и пред-

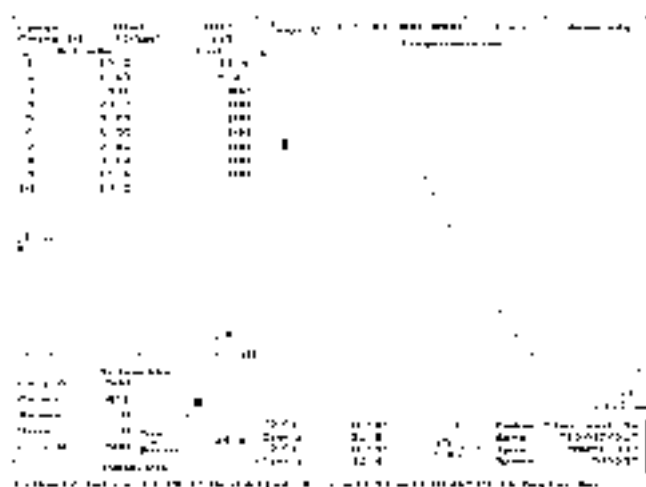


Рис. 4.7. Обработка полевой кривой в системе ПОДБОР (Австралия)

ставлен рабочий момент подбора теоретического разреза. Полевая кривая получена в процессе работ (ЗСБ) на нефть в бассейне McArthur (Австралия). Задачей электроразведочных работ было прослеживание распределения сопротивлений с целью увязки с флюидонасыщением.

4.2.2. Система ПРОФИЛЬ

Диалоговая электроразведочная система ПРОФИЛЬ предназначена для работы с данными ЗСБ-МПП-КМПП, полученными на установках «петля в петле» и «петля-петля», при этом возможна работа как с единичными зондированиями, так и с профильными данными.

Система позволяет производить:

- обзор первичного полевого материала как совокупности профильных данных и единичных зондирований, его редактирование;
- предварительный анализ профильных данных на этапе качественной интерпретации, районировании территории, участков профиля;
- послойную количественную интерпретацию результатов единичных зондирований;
- визуализацию профильных данных как на основе кажущихся параметров результатов зондирований, так и на основе результатов их количественной интерпретации, получение твердых копий визуализированных данных.

При работе с системой пользователь постоянно имеет на экране изображение дневной поверхности с реальным размещением пикетов на нем. На экране также находится все, что необходимо при работе с профилем: имя профиля, код пикета и т. д. Кроме того, в любое время доступны конкретные значения любого параметра, любых данных в любой точке. Всегда можно перейти от профильного изображения совокупности данных к подробному рассмотрению данных любого пикета, провести их количественную интерпретацию в рамках горизонтально-слоистой модели среды. Все результаты можно вывести на принтер.

На рис. 4.8 представлены результаты, полученные в Йемене (1997 г.), гидрогеологических работ на участке WARAZAN (исполнитель работ А.К. Захаркин, СНИИГГиМС). Построенный в системе ПРОФИЛЬ разрез отражает толщ вулканитов, слагающих склон палеовулкана, расположенного в правой части изображенного профиля. Четко прослеживается система наклонных слоев,

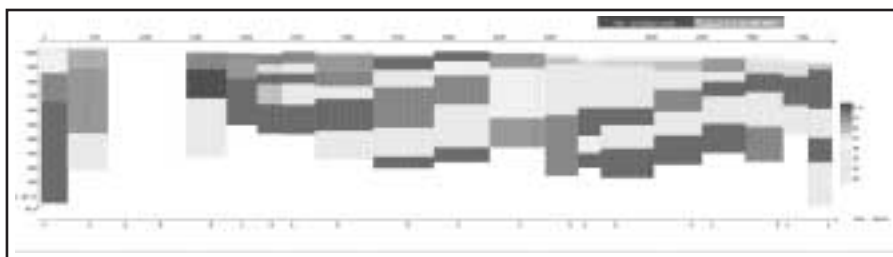


Рис. 4.8. Изображение разреза в системе ПРОФИЛЬ (Йемен)

представленных чередованием относительно высокоомных и низкоомных пород. Высокоомные слои – плотные вулканы преимущественно базальтового состава, низкоомные – туфового.

Еще один пример использования систем ПОДБОР и ПРОФИЛЬ представлен на рис. 4.9. Результат получен в ходе геокартировоч-

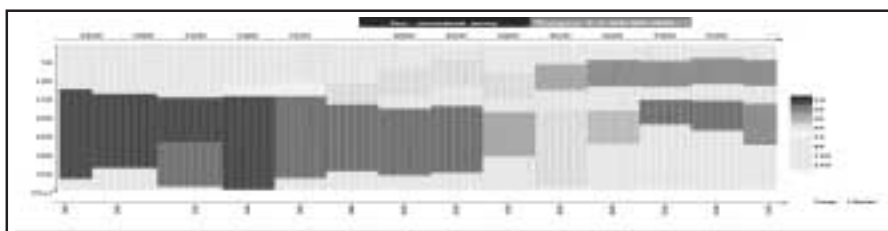


Рис. 4.9. Изображение разреза в системе ПРОФИЛЬ (Восточная Сибирь)

ных работ на Тарыдакской площади (Восточная Сибирь, междуречье Ангары и Подкаменной Тунгуски; обрабатывал данные А.К.Захаркин, СНИИГГиМС). Работы велись в целях поисков кимберлитовых трубок. В восточной (правой) части профиля проводящая толща расчленяется на два комплекса. Верхний – углефицированные алевролиты пермо-карбона, нижний – терригенно-карбонатные отложения Эвенкийской свиты нижнего кембрия. К

западу отмечается значительное снижение сопротивления пород Эвенкийской свиты и выклинивание комплекса отложений пермокарбона. Стратифицировать выявленные проводящие комплексы удалось благодаря ряду скважин, пробуренных на площади после проведения работ.

4.2.3. Программа FAST3D

Fast3D – программа для быстрого расчета аномального устанавливающегося поля локального нарушения в горизонтально-слоистом геоэлектрическом разрезе. Она позволяет оперативно, возможно и в полевых условиях, проанализировать возмущения одномерной интерпретации. Это компромисс между большими системами для точного трехмерного моделирования, недоступными для производственного применения, и насущными требованиями практической работы. Программа Fast3D не имеет аналогов (быстрый расчет плюс быстрый и простой графический сервис).

Класс 3D моделей – это локальные объекты в слоистой среде. Модель локального объекта задается очень просто. Необходимо выбрать слой. Толщина этого слоя равна толщине объекта. Затем следует задать форму объекта в плане и его сопротивление. Можно использовать два типа объектов. Первый тип – круги или кольца и части их (сектора). Второй тип – многоугольники.

Для каждого типа имеется свой быстрый приближенный алгоритм. Первый основан на замене объекта эквивалентным устанавливающимся распределением стороннего тока. Этот алгоритм основан на линеаризованном решении, полученном выше (гл. 2). Во втором алгоритме (авторы М.И. Эпов, Е.Ю. Антонов) объект рассматривается как возмущение границы между слоями. Эти алгоритмы совершенно различны и (это весьма важно!) можно контролировать расчеты в конкретных геоэлектрических условиях, рассчитывая поле для одного и того же объекта (сектор как многоугольник), применяя обе процедуры поочередно.

Полный цикл (задание среды - расчет - обзор результата - документирование) может занимать всего лишь несколько минут на

персональном компьютере.

Конфигурация установки – «петля-петля», форма возбуждающего импульса тока – произвольная.

В программе Fast3D используются представленные ниже основные процедуры.

Прямая задача. Программа MAG. Прямая задача для произвольной горизонтально-слоистой среды – программа MAG. Также, что используется в системе ПОДБОР.

Прямая задача. Программа ALEXL. Прямая задача для произвольной горизонтально-слоистой среды на основе частотного подхода.

Прямая задача. Программа MAG3D. Процедура расчета аномального поля неоднородности – программа MAG3D. Алгоритм основан на замене геоэлектрической неоднородности вторичными сторонними источниками, распределение и изменение во времени которых контролируется нормальным полем (полем вмещающей слоистой среды).

Прямая задача. Программа CUPOLN3. Процедура расчета аномального поля неоднородности – программа CUPOLN3. В алгоритме неоднородность рассматривается как возмущение границы вмещающего разреза. Алгоритм описан в работе [61].

4.2.4. Программа СЛОЙ

Диалоговая электроразведочная программа СЛОЙ предназначена для подробного анализа процесса установления в горизонтально-слоистой среде, в особенности для анализа эффективности применения оптимизированных форм возбуждающего импульса. Анализ основан на двух подходах. Первый основан на визуализации расчетов относительного вклада каждого слоя горизонтально-слоистого геоэлектрического разреза в суммарную ЭДС от импульсов тока различной формы. Второй подход состоит в визуализации чувствительностей отклика к изменениям параметров разреза при определенном режиме возбуждения.

Программа полезна на стадии проектирования электроразве-

дочных работ методами переходных процессов при использовании стандартных методик или модифицированных. Программа позволяет весьма наглядно оценить физические предпосылки (может быть, они недостаточны?) для решения задач проектируемых работ.

В программе СЛОЙ используются приведенные далее основные процедуры.

Прямая задача. Программа MAG. Прямая задача для произвольной горизонтально-слоистой среды (программа MAG системы ПОДБОР).

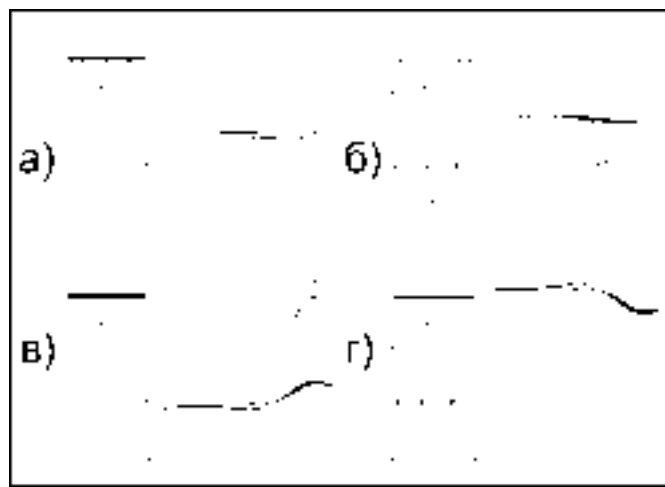


Рис. 4.10. Анализ становления в программе СЛОЙ: а - выключение («ступенька»), вклады слоев; б - выключение («ступенька»), чувствительности; в - синусоида, вклады слоев; г - синусоида, чувствительности

Прямая задача. Программа MAGST. Программа MAGST реализует алгоритм, описанный выше и опубликованный ранее в работе [31]. Теоретический отклик рассчитывается как сумма вкладов от каждого слоя горизонтально-слоистой среды на каж-

дом времени установления и в зависимости, разумеется, от вида импульса возбуждения.

Прямая задача. Программа MAGDA. Процедура расчета производных по сопротивлениям и мощностям каждого слоя в горизонтально-слоистой среде (программа MAGDA системы ПОДБОР).

На рис. 4.10 представлены графические результаты исследования возможности оптимизации режима возбуждения в целях повышения разрешающей способности зондирований становлением в условиях, когда исследуемый нижний горизонт перекрыт сверху от дневной поверхности проводящим слоем. Это весьма типичная проблема, с которой сталкивается метод переходных процессов. Возможное решение состоит в оптимизации режима возбуждения, заключающейся в применении дополнительного к основному импульса обратной полярности. Здесь это реализовано в виде затухающей синусоиды. Сейчас не предполагается обсуждать результаты, это только пример применения программы СЛОЙ, которая предоставляет широкие и удобные возможности для решения этой и аналогичных проблем.

Глава 5

Зондирования вертикальными токами (ЗВТ)

Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) являются принципиально новым методом электроразведки. Новизна эта определяется сочетанием идеи метода (использование нестационарной поперечно-магнитной составляющей электромагнитного поля) с новым техническим решением (использованием в качестве источника кругового электрического диполя (КЭД) – уникального возбудителя только ТМ-поляризованного поля).

В гл. 1 показано, что электромагнитное поле при произвольном возбуждении существует в слоистой Земле как суперпозиция двух компонент разного рода – поперечно-магнитной (ТМ) и поперечно-электрической (ТЕ). Свойства и поведение этих компонент совершенно различны. Практически вся традиционная индукционная электроразведка основана на использовании поперечно-электрической компоненты поля. Это электроразведка, использующая преимущественно индуктивное взаимодействие между проводимостями пластов в ущерб всем другим электродинамическим возможностям исследования среды.

Таким образом, зондирования вертикальными токами, использующие совсем иной способ взаимодействия поля и слоистой среды, являются наиболее серьезной альтернативой в индукционной электроразведке за последние десятилетия. Вполне естественно, что радикальная идейная новизна метода привела к разрыву с наработанными аппаратурно-методическими и интерпретационными традициями. По аналогии с индуктивной можно охарактеризовать ЗВТ в целом как неиндуктивную импульсную электроразведку, имея в виду используемый базовый гальванический (неиндуктивный, ТМ) процесс.

В данной главе описывается ЗВТ как конкретный и важный практический результат общего подхода, использованного в этой книге, и развитой здесь теории. Название метода отражает физическую основу, которой является ТМ-поле, имеющее вертикальную компоненту электрического поля. ТМ-процесс (переходный) возбуждается круговым электрическим диполем, точнее сказать, приближенной реализацией такого источника системой радиальных токовых линий. Согласно теории (гл. 1, 3) на дневной поверхности горизонтально-слоистой среды в квазистационарном приближении магнитное поле отсутствует, а фиксируется только радиальная компонента электрического поля. Эту ситуацию можно использовать различным способом. В практически развиваемой сейчас модификации (ЗВТ-М) производятся площадные наблюдения магнитного поля, само наличие которого связано с латеральными нарушениями геоэлектрического разреза. В такой модификации не определяется и не изучается горизонтально-слоистая структура, а суть в том, что, хотя используется ТМ-процесс становления токов в земле, но измеряются не параметры этого процесса, а индуктивный отклик вторичных токов, возникающих в латеральной неоднородности (по электропроводности). Роль ТМ-процесса состоит в подавлении отклика от вмещающей толщи. Таким образом, в методе ЗВТ-М по необходимости предусматривается площадной сбор информации и трехмерный подход в интерпретации. Одномерная интерпретация просто бессмысленна. Можно заметить, пользуясь современной терминологией, что метод ЗВТ-М по способу сбора

информации – это 2D-электроразведка, а по способу интерпретации – 3D. Ниже обоснована и проанализирована именно такая модификация, а также продемонстрированы полевые результаты. Другие возможные модификации ЗВТ будут обсуждаться в конце данной главы.

История ЗВТ пока коротка и совпала с трудным периодом для российской геофизики и особенно для электроразведки. Тем не менее проведены полевые работы с рудным и нефтяным объектами, создано уже третье поколение аппаратуры. В этой главе, естественно, существенное место занимает описание первых полевых работ.

Основы теории ЗВТ, методики, результаты экспериментальных работ, основная концепция построения электроразведочной системы для ЗВТ были опубликованы в различных изданиях, в том числе зарубежных [4,28,30-33,35-37,89,90] и запатентованы [41,43-47].

5.1. Первый полевой эксперимент

Самое первое полевое опробование метода зондирований вертикальными токами проводилось в зимних условиях (январь 1993 г.) в восточной части Западно-Сибирской плиты, в Каргатском районе Новосибирской области. С тех пор метод получил большое развитие и эффективное применение (например, оконтуривание залежей углеводородов), однако нам кажется, что для читателя (в первую очередь для студента) представляют интерес наиболее важные этапы создания существенно нового способа электроразведки. В то время мы не имели еще четких представлений о возможных направлениях развития метода, основанного на применении нестационарного поля электрического типа. Нам предстояло убедиться в самых очевидных теперь вещах. В полевом эксперименте предполагалось решить следующие задачи:

— показать техническую возможность реализации кругового электрического диполя, т.е. обеспечить равномерный ввод тока в

землю при различных сопротивлениях заземлений радиальных лучей;

— показать, что при этом магнитная составляющая на поверхности земли стремится к нулю;

— уточнить необходимое число лучей установки КЭД.

В районе работ развита мощная толща осадочных образований, характерная для всей Западно-Сибирской платформы. Обобщено, с позиции электрических свойств, состава и возраста осадочные образования можно разделить на три комплекса: палеозойский — высокоомный; мезозойский — низкоомный; кайнозойский — повышенного сопротивления.

Для проведения полевого эксперимента был разработан упрощенный макет электроразведочной системы зондирования вертикальными токами с использованием аппаратуры «Цикл-4». Новым для электроразведки элементом в этом комплексе являлась система выравнивания токов в лучах установки [4, 35], в ее самом первом варианте. Работы проводились с восьмилучевой установкой (рис. 5.1). Длина луча (радиус КЭД) 500 м. Заземление каждого конца линии производилось железными кольями длиной 1 м, по три штуки, на расстоянии 2-3 м между собой. Таким образом, центральное заземление образовалось 24 забитыми кольями, соединенными между собой.

Линия MN располагалась радиально и симметрично относительно 7-го и 8-го лучей установки. Длина кондуктора от центра установки до первого электрода линии составляла 200 м. Стандартные неполяризующиеся электроды укладывались в землю ни-

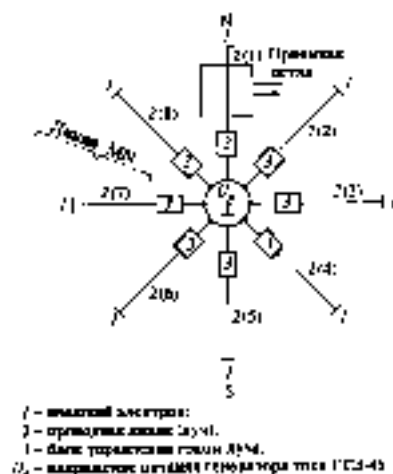


Рис. 5.1. Схема питающей и приемных установок

же границы промерзания (0.5 м).

Приемная петля 100×100 м располагалась, согласно рис. 5.1, на расстоянии (центр петли) 250 м от центра всей установки.

Было установлено, что система позволяет подавать любой ток в пределах от 0 до 5 А в каждый из лучей и обеспечивать стабильность заданного распределения токов. В частности, несмотря на большой разброс сопротивлений заземлений концов линий, была осуществлена подача равных токов в линии, что и означает первую реализацию кругового электрического диполя как нового источника. Длительности питающих импульсов составляли 400, 800 и 1 300 мс. Регистрация сигналов с петли и приемной линии производилась с накоплением.

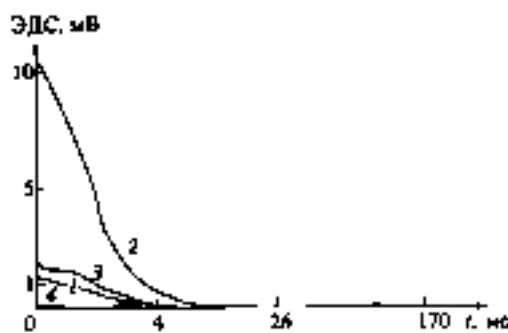


Рис. 5.2. Сигнал, измеренный с петли при разных наборах лучей

На рис. 5.2 представлены некоторые сигналы с петли. Кривая 1 - сигнал с петли при равных токах в восьми лучах; кривая 2 - ток отсутствует во второй линии; кривая 3 - равные токи в четырех лучах (четырехлучевая установка), причем сигнал удвоен так, чтобы он соответствовал общему току в 8-лучевой установке; кривая 4, которая при выбранном масштабе едва заметна, представляет шум в петле. Можно сказать, что при равных токах происходит компенсация магнитного поля на поверхности земли, причем это наблюдается и при применении четырехлучевой установки.

На втором этапе проводились измерения сигнала с приемной электрической (заземленной) линии. Мы получили отклик, радикально отличающийся от теоретического сигнала электродинамического становления, имеющий два перехода через 0. На рис. 5.3

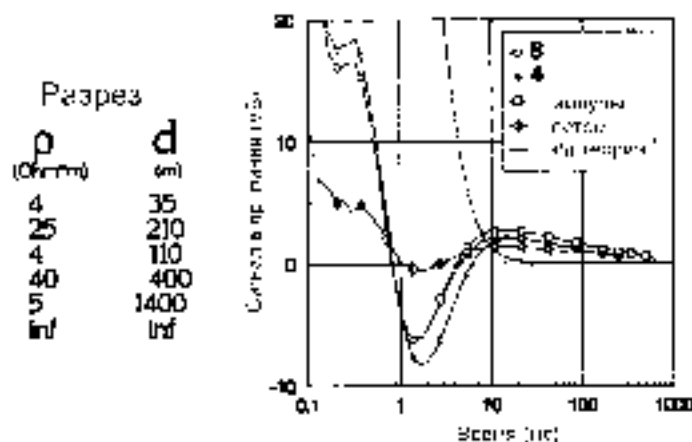


Рис. 5.3. Сигналы, измеренные с линии MN

приведено это сравнение (кривая «8» и кривая «э/д теория»), причем становление рассчитано для разреза, уточненного по ЗСБ. За-регистрированный нами сигнал в конце рассчитанного процесса становления в 500 раз его превышает. Нами проводились зондирования с разными длительностями питающего импульса при различных наборах питающих лучей (кривые «4» и «импульс»), что слабо влияло на характер отклика. Таким образом, мы зафиксировали сложный процесс, в котором значительную и, за краткостью процесса становления, основную роль во второй половине процесса имеют другие процессы, вероятно, процессы ВП. Далее, летом 1993 г. (т. е. в других сезонных условиях), полевой эксперимент был повторно проведен на том же месте. Новые результаты экспериментов сохранили, по крайней мере, качественную картину (кривая «летом»).

Построенный выше одномерный математический аппарат для нестационарного ТМ-поля, основанный на чисто электродинамическом подходе, оказывается недостаточным для объяснения результатов эксперимента по регистрации электрического поля, хотя,

разумеется, является совершенно необходимым этапом в развитии интерпретационного математического обеспечения ЗВТ. Впрочем, измерения электрической компоненты необходимо продолжать до полного выяснения природы сигнала.

В целом, первые полевые работы в 1993 г. подтвердили основные теоретические представления и дали ценный опыт. В частности, совершенно четко разделились методики, связанные с регистрацией электрического и магнитного поля. В дальнейшем наше внимание сосредоточилось в основном на площадной регистрации магнитного отклика (ЗВТ-М).

5.2. Идеальный круговой электрический диполь и реальная установка КЭД

Как сказано выше, идейная основа ЗВТ – использование процесса становления ТМ-поля. Техническим средством, позволяющим реализовать это с дневной поверхности является круговой электрический диполь. Эта конфигурация с необходимостью должна быть привлечена, как только мы потребуем, чтобы наш источник возбуждал бы только поле электрического типа. В гл. 1 показано теоретически, «на кончике пера», что только радиальный сторонний ток при азимутальной симметрии удовлетворяет этому.

Представляет интерес то, что к такой конфигурации можно прийти, имея в виду только некоторые частные аспекты ТМ-поля. Предложенный нами ([41], 1982 г.) КЭД в качестве электроразведочного источника рассматривался сначала только как наземный аналог вертикальной электрической линии. Можно подойти к делу и с другой стороны. Убедившись, что классические источники (линия и петля) плохо подходят для создания площадной методики с закрепленным источником (из-за весьма изменчивого и подверженного широко-латеральным влияниям нормального поля), можно попытаться устроить источник такой, чтобы не было нормального поля вообще. Предлагаем следующую умозрительную проце-

дуру построения такого источника.

Возьмем для начала линию и констатируем, что вертикальная компонента нормального магнитного поля равна нулю на оси линии. Но этого недостаточно, к тому же эта ось является всего лишь линией резкого перехода через 0, что создает критические условия для измерений. Присоединим вторую питающую линию, включив ее *навстречу* первой (рис. 5.4) так, что нормальное магнитное поле

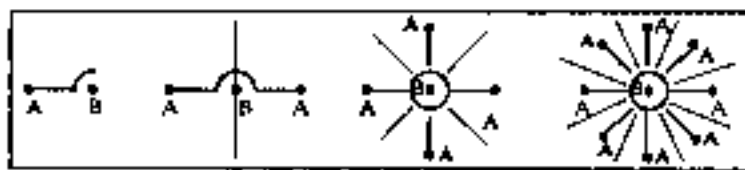


Рис. 5.4. От линии АВ к неиндуктивному источнику

будет равно 0 уже на четырех направлениях от центрального электрода. Крестообразное расположение четырех линий даст восемь направлений с нулевым магнитным полем и т. д. Заметим, кстати, что, устраивая вместо линии такую конфигурацию, мы только перераспределяем ток и, значит, способны сохранять ту же массу проводов и заземлений. Практически можно ограничиться восемью питающими лучами, что обеспечивает нулевой нормальный фон по 16 направлениям. Но важно также, что, хотя эти радиальные профили по-прежнему есть линии перехода через 0, но значения остаточного магнитного поля между ними становятся невелики и можно устраивать уже площадные измерения. Мы опять-таки получили питающую установку КЭД.

В связи со сложностью устройства такого источника (у нас, однако, на основе практического опыта есть основания для оптимизма) следует рассмотреть возможность регистрации гальванической составляющей поля линии путем суперпозиции наблюдений от отдельной линии при ее последовательном расположении под разными углами. Однако мы тут сталкиваемся с той проблемой, которая как раз и стимулировала наши поиски альтернатив-

ного неиндуктивного источника. Мы должны будем при каждом положении линии регистрировать преимущественно индуктивный, высокодинамичный, генерализованный отклик с достаточной для суперпозиции точностью. Но это та непростая инженерная задача, которая, увы, не всеми, не всегда решается успешно до сих пор и в стандартных модификациях индуктивной импульсной электро-разведки.

Мы называем круговым электрическим диполем и идеальный источник при неограниченном числе линий конечной длины и реальную установку при конечном числе линий, хотя, может быть, наиболее правильным будет относить наименование «КЭД» к двух-полюсной установке, равномерно заземленной по двум бесконечно близким окружностям. Однако следует заметить, что идеальный КЭД и установка КЭД с конечным числом лучей различаются. Строго говоря, реальная установка КЭД является смешанным ($TM + TE$) источником с сильно ослабленными индуктивными свойствами. Из этого следует, что вмещающая горизонтально-слоистая среда будет давать магнитный отклик, и это необходимо соотнести с нашим намерением фиксировать по площади магнитный отклик, интерпретируя его только нарушениями латеральной однородности. Здесь возможны два подхода. Первый состоит в том, чтобы, увеличивая количество линий, сделать остаточное «нормальное» поле пренебрежимо малым по сравнению с полем неоднородностей в диапазоне времен их максимального проявления. Другой подход предусматривает компромисс – учет остаточного поля установки при обработке результатов наблюдений. Мы уверены, что это совсем не то же самое, что приходится делать при использовании традиционных высокоиндуктивных питающих установок.

Проведем численную оценку зависимости остаточного индуктивного поля от числа лучей реального КЭД. Разумеется, такой анализ должен быть совершенно конкретным и мы сделаем его для условий, в которых проводились полевые работы по оконтуриванию залежей в Татарии (см. ниже). Радиус КЭД - 500 м, общий ток - 32 А, индуктивный приемный датчик - $50\,000\text{ м}^2$, расстояние

Таблица 5.1. Геоэлектрический разрез

ρ (Ом·м)	Мощность (м)
58.7	500
5.55	300
97.8	300
51.1	552
1.71	151
∞	∞

от центра КЭД до точки измерения - 1 000 м, среда представлена в табл. 5.1.

Для расчета используем программу расчета нестационарного магнитного поля, возбуждаемого произвольным набором радиальных линий. Эта программа входит в комплекс программного обеспечения ЗВТ-М. На рис. 5.5 представлены кривые становления

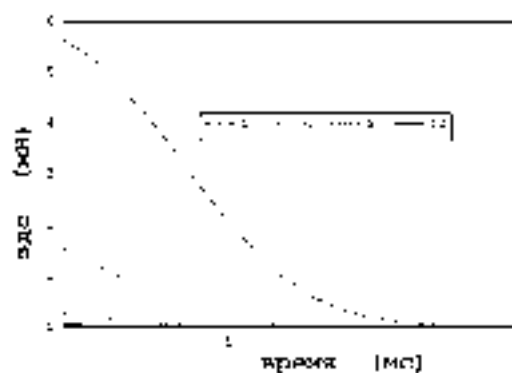


Рис. 5.5. Кривые становления остаточного магнитного (\dot{B}_z) поля КЭД с разным количеством лучей

остаточного поля для разного количества радиальных линий, составляющих КЭД. При том, что количество лучей меняется, об-

щий ток неизменен, а сигнал регистрируется на четверти дуги между лучами — в точке максимального значения. Как видно, с увеличением числа лучей индуктивный процесс быстро гаснет. В зависимости от времени проявления искомой неоднородности, остаточным полем можно пренебречь или же учесть его вклад.

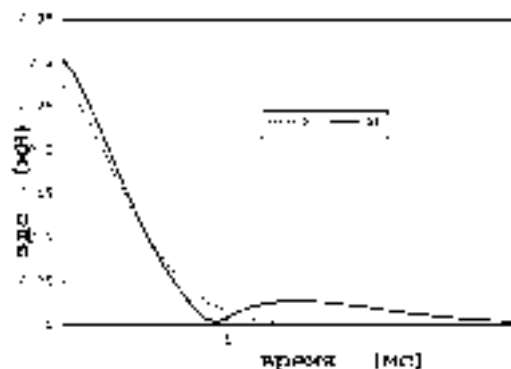


Рис. 5.6. Кривые становления остаточного магнитного (\dot{B}_z) поля «правильного» 8-лучевого КЭД и дефектного

Мы рассмотрели индуктивное остаточное поле, возникающее за счет ограниченного числа лучей. Практически в полевых условиях, раскладка лучей производится с ошибками. На рис. 5.6 сравниваются кривые для 8-лучевого КЭД и дефектного, у которого один из лучей короче (490 м) и один из лучей уложен с ошибкой в 1° (это составит 8 м по дуге на радиусе 500 м). Видно, что в диапазоне 1 — 3 мс остаточный сигнал значителен и составляет десятки микровольт. Такие большие ошибки в раскладке КЭД, разумеется, вряд ли простительны и легко избегаются при использовании теодолита.

Наконец, продемонстрируем влияние неравенства токов в лучах на индуктивное остаточное поле (рис. 5.7). Сейчас в одном из 8-ми лучей ток вместо 4 А составляет 4.3 А, а в другом, напротив, — 3.7 А. Полный ток сохранен, а колебания составляют 1 % к об-

6см

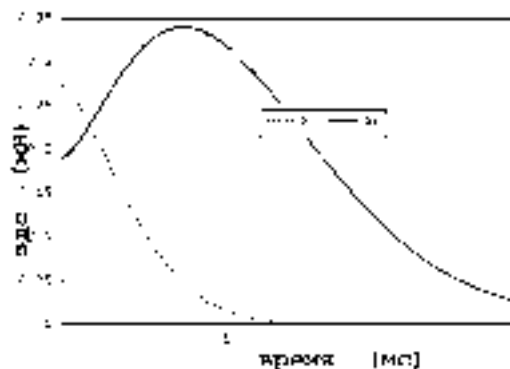


Рис. 5.7. Кривые становления остаточного магнитного (\dot{B}_z) поля 8-лучевого КЭД с равными токами и с неравными

щему току. Остаточный сигнал весьма вырос и КЭД в этом случае нельзя считать реализованным удовлетворительно.

5.3. Физическое моделирование ЗВТ-М

Геоэлектромагнитный метод во многих случаях легко допускает лабораторную имитацию при соблюдении электродинамического подобия и физмоделирование является традиционным способом исследования и развития электроразведочных методик. Для ЗВТ также проводилось физическое моделирование в целях реализации КЭД и площадных ЗВТ с магнитной регистрацией. Основные новые проблемы, которые пришлось решить, заключались в реализации процессов становления, временной диапазон которых вписывался бы в технические возможности существующего измерительного комплекса (для моделирования ЗСБ), и в удовлетворении жестких требований к геометрии установки. Дело в том, что процесс становления в ЗВТ происходит гораздо быстрее, чем

в ЗСБ (для тех же сред), и определяется проводимостью и вертикальным размером среды. Другая трудность состоит в том, что требования к геометрии установки, достаточно просто выполнимые в натуре, на модели, при уменьшении в 20 000 раз приобретают прецизионный характер. Недоучет этой проблемы на первом этапе приводил к появлению сильного фона от остаточного индуктивного поля, как это показано в предыдущем подразделе. Дополнительной проблемой было создание «толстых» моделей с достаточным непрерывным вертикальным проводящим размером в отличие от моделей для индуктивных методов, например ЗСБ, которые легко реализуются наборами тонких металлических листов. В конце концов выбор пал на свинцовые модели.

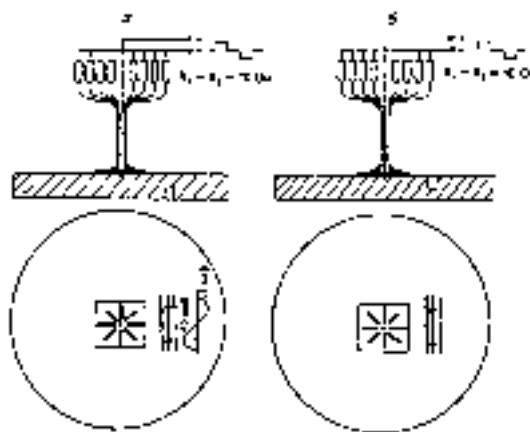


Рис. 5.8. Установка для моделирования в плане и в разрезе

На рис. 5.8, а представлена модель среды (свинцовый диск диаметром 25 см) с неоднородностью (выемка снизу) в плане и в разрезе, а также профильная кривая ЭДС в приемной катушке на времени максимального проявления неоднородности. Положение торцов неоднородности отмечается экстремумами на профильной кривой.

Второй этап физического моделирования выполнялся на модели бóльших размеров. Был отлит диск диаметром 50 см и высотой 6 см (из свинца). Восьмилучевая установка КЭД была выполнена на печатной плате. Длина луча (радиуса) 5 см. Токи в линиях ограничивались и выравнивались высокоточными резисторами сопротивлением 10 Ом. Изготовление более точной установки КЭД и свинцовой модели увеличенных размеров позволили уменьшить уровень шумов за пределами установки до 2-3 мкВ. Схема установки в плане и в разрезе показана на рис. 5.8, б. Выемка размерами 8 см и глубиной 3.5 см расположена перпендикулярно радиусу установки на расстоянии 5 см от внешнего электрода. Ток в лучах установки поддерживался равным 2 А. Сигнал переходного процесса был измерен по трем профилям, проходящим через выемку. По результатам измерений были построены графики измерений ЭДС в приемной катушке по профилям 10-12, проходящим через

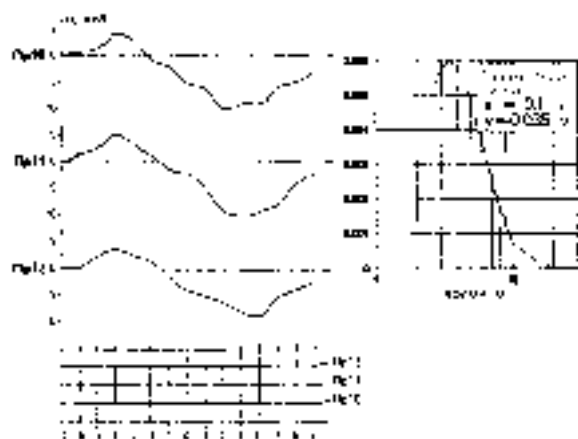


Рис. 5.9. Профильные кривые магнитного сигнала ЗВТ.

выемку (рис. 5.9). На графиках видно, что наибольшие значения ЭДС соответствуют краям выемки. Здесь же представлен пример переходного сигнала, фиксируемого приемной катушкой. Напоми-

наем, что переходный процесс в данном случае обусловлен только наличием неоднородности.

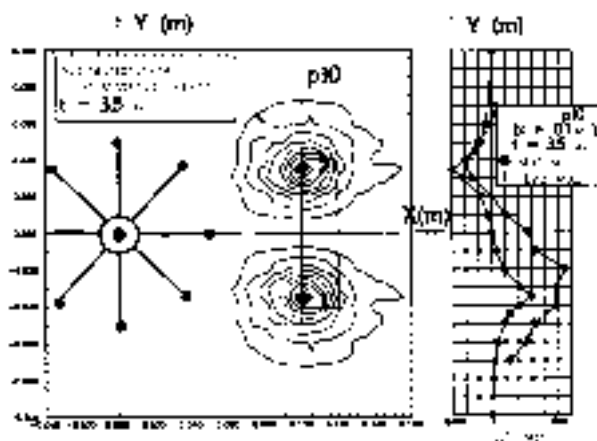


Рис. 5.10. Математическое и физическое моделирование

Данные физического моделирования сравнивались с результатами математического моделирования, о котором подробнее ниже. На рис. 5.10 вся ситуация и система координат даны в плане и сравниваются данные по профилю 10.

5.4. Математическое моделирование ЗВТ-М

Электродинамические основы теории ЗВТ в одномерной среде были изложены в гл. 1, 3, где описывались весьма необычные свойства КЭД, в частности отсутствие (в квазистационарном приближении) в воздухе и на дневной поверхности нормального (для любой горизонтально-слоистой среды) магнитного поля. Нормальное поле, определяемое горизонтально-слоистой структурой среды, проявляется на дневной поверхности наличием только радиальной электрической составляющей. Ранее сказано, что электрический отклик реальной среды определяется скорее про-

цессами ВП, нежели электродинамическим становлением. Тем не менее одномерное математическое моделирование может быть использовано для определения глубинности конкретной установки КЭД в конкретных геоэлектрических условиях. Что касается основываемой здесь методики ЗВТ-М, в которой регистрируется на дневной поверхности магнитный отклик, возникающий из-за нарушений горизонтальной однородности, то, очевидно, моделирование должно иметь трехмерный характер.

Можно провести любопытное сопоставление с методом ЗСБ. В этом методе «трехмерный» аномальный сигнал является малой добавкой к главному «одномерному» сигналу. То, что регистрируемый сигнал в основном одномерный, приводит к тому, что считается допустимым применять одномерный аппарат при интерпретации, даже когда целью являются трехмерные объекты. Нам представляется, что это просто иллюзия. В сигнале ЗВТ-М нет одномерной составляющей и вполне очевидно, что необходимо применять трехмерный подход при моделировании и при интерпретации.

Самое первое трехмерное моделирование для ЗВТ-М по нашему предложению проводилось группой математиков (Ю.Г. Соловейчик, М.Э. Рояк) по разработанным ими алгоритму (метод конечных элементов) и программе. Эта группа провела уже значительный объем моделирования электромагнитных полей в сложных средах для различных методов электроразведки. При использовании КЭД тестировался расчет аномального поля горизонтального пласта по совпадению суммарного поля с полем горизонтально-слоистого разреза, а также выполнены некоторые внутренние тесты. Наконец, расчет электрического поля в нормальной среде, необходимый в алгоритме расчета аномального поля неоднородности, выполнялся по предоставленной нами же процедуре, в которой и учтены особенности нового источника.

На рис. 5.11 представлена модель среды в разрезе и в плане. Ставилась задача определения положения и размеров рудного тела по наблюдаемому на дневной поверхности полю. При фиксированном положении источника (КЭД с общим током 100 А) мо-

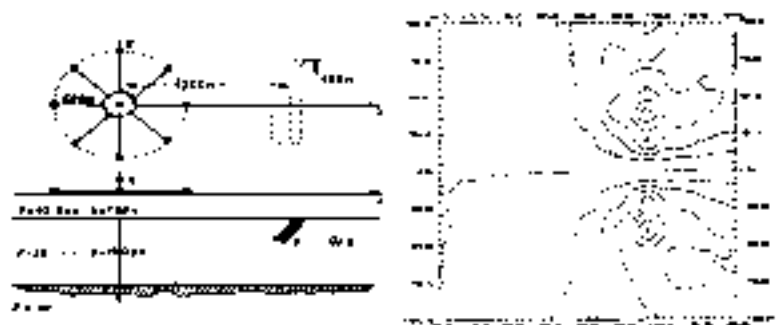


Рис. 5.11. 3D математическое моделирование в ЗВТ

делировались измерения по площади индукционным датчиком с эффективной площадью $200\,000\text{ м}^2$. На представленной здесь же карте изолиний наблюдаемой ЭДС неоднородность проявила себя весьма определенно. В экстремумах, которые указывают положение торцов вытянутого тела, значения ЭДС достигают 0.25 мВ . Кривые становления имеют характерный колоколообразный вид с максимумом в районе 5.4 мс . На этом времени и дана карта изолиний. Мы привели здесь результаты измерений вертикальной компоненты производной магнитной индукции, но неоднородность четко фиксируется и в горизонтальных компонентах.

В дальнейшем, когда перспективы методики с приемом магнитного отклика стали весьма серьезны, пришло понимание того, что трехмерное моделирование для ЗВТ-М должно быть оперативной и простой процедурой. Нами был разработан приближенный (линеаризованный) подход, в котором неоднородность рассматривалась как малое возмущение проводимости в некотором объеме нормальной (референтной) среды, и заменялась воздействием дополнительного (вторичного) распределенного стороннего тока. Речь идет о борновском приближении решения задачи становления для поля электрического типа, аналогично тому, как это мы делали для поля магнитного типа в гл. 2. Расчеты по этому алгоритму

тестировались сравнением с расчетами по методу конечных элементов.

Приведем пример моделирования площадных работ ЗВТ-М в целях выявления и оконтуривания проводящего объекта сложной формы (рис. 5.12). Здесь же расположение установки КЭД (ради-

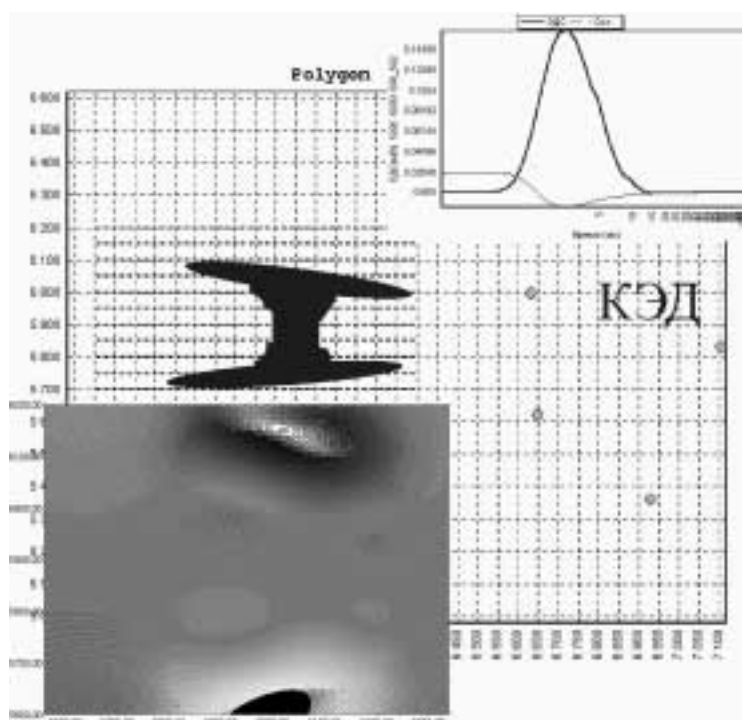


Рис. 5.12. Модель, источник и отображение сигнала по площади

ус 500 м, общий ток 40 А). Объект помещен на глубину 100 м в первый слой трехслойной среды ($\rho_1 = 30 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h_1 = 300 \text{ м}$, $\rho_2 = 50 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h_2 = 800 \text{ м}$, $\rho_3 = \infty$) и имеет всюду толщину 50 м при сопротивлении в 1 Ом·м. На рис. 5.12 также приведен пример сигнала с индукционного датчика ($50\,000 \text{ м}^2$) в точке с координатами: $x = 5\,920 \text{ м}$, $y = 6\,000 \text{ м}$. Кроме сигнала от неоднородности здесь

приведена рассчитанная кривая остаточного сигнала, обусловленного конечным числом (8) линий. Наконец, приведено площадное изображение сигнала ЗВТ на времени 3 мс. Уже сам рельеф сигнала позволяет судить о контуре неоднородности. Дальнейшая более качественная и количественная интерпретация может осуществляться либо подбором трехмерной модели, либо прямым обращением данных на основе, например, томографического подхода (что подкрепляется наличием линеаризованной прямой задачи).

5.5. Аппаратурно-методический комплекс ЗВТ-М

Теория ТМ-поля, предложенный новый контролируемый источник (КЭД), результаты математического и физического моделирования, экспериментальные полевые работы позволили выявить среди различных возможностей применения нестационарного поля электрического типа эффективную методику поиска и оконтуривания геологических объектов на основе площадных исследований магнитного поля и реализовать ее.

Опишем сейчас вполне конкретно основные составляющие метода ЗВТ-М по состоянию на сегодняшний день: технология работ, аппаратурный комплекс, программное обеспечение, приемы интерпретации.

5.5.1. Технология работ

Технология осуществляется следующим образом. Исходя из конкретной решаемой геофизической задачи, определяют R - размер (радиус) и количество лучевых отрезков 4 кругового электрического диполя. Максимальная глубинность исследований равна $4R$, а радиус опознания $5R$ кругового электрического диполя. В соответствии с рис. 5.13 производят расстановку устройства на местности. При этом заземляют питающий электрод 2 в центре окружности, образованной равномерно заземленными питающими элек-

тродами 3. Питающие электроды 3, количество которых должно быть не менее 6, подключают к одним концам лучевых отрезков 4 питающей линии, которые располагают по радиусам окружности через одинаковый угол, не превышающий 60° . В море установка может погружаться на дно, а в районах шельфа, закрытых полярными льдами, установка КЭД располагается непосредственно на поверхности льда, причем питающие электроды заземляются в морскую воду.

В каждый лучевой отрезок 4 включают стабилизатор 5 тока. Вторые концы лучевых отрезков 4 соединяют между собой и подключают к одному из выходов генератора 1 тока. Другой выход генератора 1 тока соединяют с одним из полюсов источника питания $U_{\text{п}}$. Другой полюс источника питания $U_{\text{п}}$ соединяют с питающим электродом 2. За пределами окружности, образованной электродами 3, по площади перемещают один или несколько автономных измерительных комплексов, которые включают в себя индуктивные датчики 9, измерители 8, ЭВМ 10, приемники 7 спутниковой навигационной системы (СРНС). Сигналы СРНС используются для привязки измерений по площади, а также и для синхронизации импульсного режима источника с процессом измерения переходного отклика.

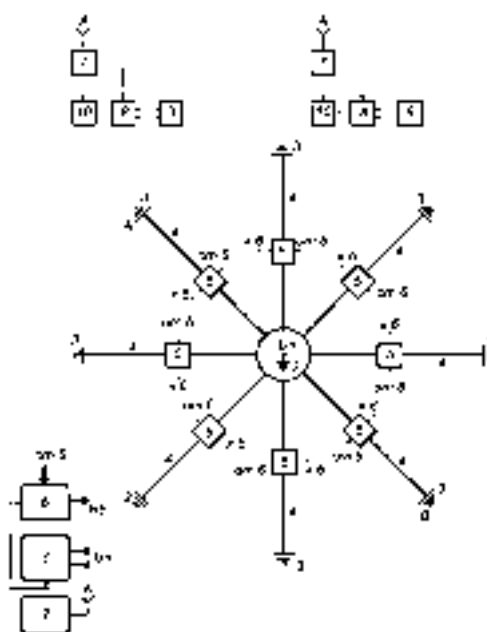


Рис. 5.13. Структурная схема размещения технических средств ЗВТ-М

Рис. 5.13. Структурная схема размещения технических средств ЗВТ-М

Для достижения глубинности и уверенного измерения сигналов переходного процесса по площади после предварительного математического моделирования определяют необходимую амплитуду импульсов генератора 1 тока зондирующей установки и число радиальных линий 4.

На первом этапе исследований (если это необходимо) производят предварительные традиционные индуктивные импульсные зондирования с целью определения вмещающего геоэлектрического разреза. Эти зондирования можно выполнить оперативно техническими средствами ЗВТ-М. Вместо этого также возможно проведение стандартных ЗСБ (или МПП) или использование ранее проведенных ЗСБ (МПП).

Если выполняются оперативные индуктивные зондирования средствами ЗВТ-М, то при этом два лучевых отрезка 4, подключенных к диаметрально противоположным питающим электродам 3 и образующих питающую линию АВ, подают токи одинаковой величины с помощью генератора 1 тока. Величины токов контролируют с помощью блока 6 и уравнивают с помощью регулируемых стабилизаторов тока 5. Период импульсов тока генератора 1 синхронизируют с эталонным сигналом, поступающим от приемника 7 СРНС. После выключения каждого импульса тока измеряют сигнал переходного процесса магнитной составляющей поля с помощью измерителя 8, подключенного к датчику 9, при этом измерения ведут по профилям, перпендикулярным питающей линии АВ. По результатам интерпретации этих измерений определяется геоэлектрический разрез вмещающей среды.

С помощью математического моделирования, при использовании определенной каким-либо способом вмещающего геоэлектрического разреза оценивают значения сигналов магнитной составляющей переходного процесса, обусловленного КЭД, для случая, когда полученный разрез содержит гипотетическую модель искомого геологического объекта. При этом варьируют в заданных пределах его параметры: проводимость, форму, размеры, глубину залегания, удаление от центра кругового электрического диполя. Оценивается также остаточный индуктивный отклик вмещающей

среды, обусловленный несовершенством реальной установки КЭД.

Затем выполняют основные (рядовые) зондирования, подавая во все лучевые отрезки 4 равные токи и измеряют значения сигнала переходного процесса магнитной составляющей поля, фиксируемого индуктивными датчиками, по площади. Факт регистрации сигнала переходного процесса магнитной составляющей поля свидетельствует о наличии искомого геологического объекта. Для оконтуривания объекта проводят более детальные измерения сигналов переходного процесса магнитной составляющих поля и по результатам измерений строят рельеф поля над объектом на времени максимального проявления сигнала, обусловленного геологическим объектом. После этого сравнивают реальные значения сигналов переходного процесса с ожидаемыми значениями этих сигналов (с учетом остаточного сигнала). Причем в большинстве случаев наиболее эффективным является сравнение реальных и ожидаемых значений сигналов на временах максимального проявления сигнала переходного процесса магнитной составляющей поля. По результатам сравнения судят о наличии или отсутствии в исследуемой среде искомого объекта, а также о его параметрах. Для чего проводят более детальное математическое моделирование, добиваясь с помощью варьирования параметров геоэлектрической модели искомого объекта качественного и количественного соответствия между реально измеренными значениями сигналов и модельными данными.

Для наглядного представления на рис. 5.14 иллюстрируется работа методом ЗВТ-М на местности.

5.5.2. Аппаратура метода ЗВТ-М

Экспериментальный образец электроразведочной аппаратуры для ЗВТ, разработанный вначале на основе аппаратуры «Цикл-4», подтвердил свою работоспособность и достаточно высокую надежность в различных климатических условиях (зима - Новосибирская обл., осень - Украина, Житомирская обл., лето - Татарстан, Муслюмовский район).

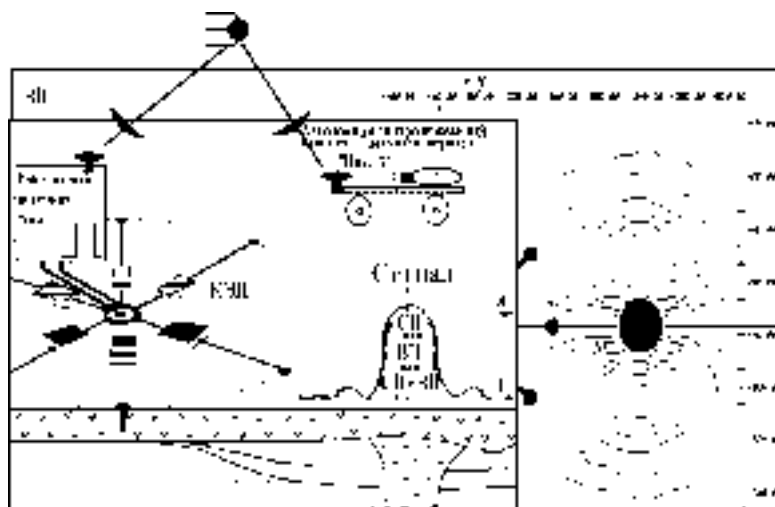


Рис. 5.14. Площадные работы ЗВТ с индуктивным приемом (ЗВТ-М)

Однако использованная часть блоков аппаратуры «Цикл-4» выглядит излишне усложненной и громоздкой в рамках комплекса для ЗВТ. Кроме того, недостаточно надежную работу показала система кварцевой синхронизации между измерительным комплексом и зондирующей установкой.

Все недостатки работы экспериментального образца были учтены при разработке нового поколения аппаратного комплекса для ЗВТ.

Кварцевая система синхронизации на основе опорных генераторов типа «Гиацинт-М» была заменена на систему спутниковой синхронизации с помощью приемников СРНС.

На основе мощных силовых IGBT-транзисторов разработана схема стабилизатора тока регулируемого, что позволило увеличить ток в лучах установки КЭД до 10 А и повысить стабильность рабочего тока и надежность зондирующей установки в целом.

С использованием современной микросхемотехники (в основном, западного производства) был разработан электроразведочный измеритель нового поколения ЦЭИ-5 с относительно небольшой массой и потреблением.

Состав и параметры нового аппаратного комплекса для ЗВТ приведены ниже.

• СОСТАВ

– ЗОНДИРУЮЩАЯ УСТАНОВКА:

- генератор тока (трансмисмиттер) - 1 шт.;
- блок измерения и регулировки тока - 1 шт.;
- стабилизатор тока регулируемый - 8 шт.;
- спутниковый навигационный приемник
типа GPS - 1 шт.;
- комплект электродов;
- комплект проводов.

– ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПОЛЯ:

- индукционный датчик - 2 шт.;
- измеритель ЦЭИ-5М - 1 шт.;
- переносная ЭВМ типа Notebook - 1 шт.;
- спутниковый навигационный приемник
типа GPS - 1 шт.

• ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И РАЗМЕРЫ

– КОММУТАТОР ТОКА:

- амплитуда импульса тока - от 1 до 100 А;
- длительность импульса тока - от 100 мс до 150 с.;
- выходная мощность генератора тока - не более
45 кВт при рабочем напряжении 500 В;
- масса - не более 50 кг;
- размеры - не более 500 × 360 × 710 мм.

- БЛОК ИЗМЕРЕНИЯ И РЕГУЛИРОВКИ ТОКА:
 - погрешность измерения тока - не хуже 1 %;
 - пределы измерения тока - от 0.1 до 10 А;
 - потребляемая мощность - не более 10 Вт;
 - масса - не более 5 кг;
 - размеры - не более 210 × 100 × 300 мм.
- СТАБИЛИЗАТОР ТОКА РЕГУЛИРУЕМЫЙ:
 - регулируемый ток - от 0 до 10 А;
 - масса - не более 10 кг;
 - размеры - не более 210 × 3 200 × 3 300 мм.
- ИЗМЕРИТЕЛЬ ЦЭИ-5:
 - диапазон времени измерения переходного процесса - от 0.4 мкс до 50 с;
 - динамический диапазон измерения сигнала - не менее 140 дБ;
 - потребляемая мощность - не более 3 Вт;
 - масса - не более 3 кг;
 - размеры - не более 210 × 100 × 300 мм.
- ИНДУКЦИОННЫЙ ДАТЧИК:
 - эффективная площадь 200 000 м²;
 - масса - не более 20 кг;
 - размеры - не более 4 × 4 м.

Описание работы аппаратуры ЗВТ. На рис. 5.15 приведена структурная схема электроразведочного аппаратного комплекса. Аппаратурный комплекс для ЗВТ содержит источник питания $U_{\text{п}}$, генератор тока 1, питающий электрод 2, расположенный в центре окружности, образованной питающими электродами 3, лучевые отрезки 4 питающей линии, расположенные по радиусам этой окружности через равные углы, не превышающие 60 °. Одни концы лучевых отрезков 4 подключены к соответствующим питающим электродам 3, а вторые – объединены и подключены

Как известно, работа СРНС (в США - система НАВСТАР, в России - система ГЛОНАСС) синхронизируется высокоточной шкалой времени (ВШВ). Эта высокоточная шкала времени, в свою очередь, синхронизована с эталоном времени и частоты (в России – Государственным эталоном времени и частоты, в США - с национальным стандартом времени). Метка ВШВ представляет собой импульс длительностью 1 мкс с периодом 1 с. Относительная нестабильность отсчета времени составляет за сутки 10^{-12} . Приемники СРНС массой порядка 500 г работают от напряжения постоянного тока (3-40 В), имеют малое потребление тока (порядка 100 мА) и выход типа «открытый коллектор», который обеспечивает удобное согласование с различными схемами. После включения питания на входы синхронизации генераторов тока 1, блока 6 и измерителей 8 с выходов «1с» приемников 7 СРНС поступает импульс синхронизации, который включает генератор тока 1 и в лучевые отрезки 4 подается импульс тока.

Следящая система, включающая блок 6 и стабилизаторы тока 5, начинает выполнять программу «регулировка токов» в лучах 4. Амплитуда и длительность тока задаются оператором с пульта управления блока 6. При условии надежного заземления электродов 3 следящая система выравнивает токи в лучах 4 и поддерживает их автоматически уже со второго импульса тока. После окончания импульса тока включаются измерители 8 и измеряется переходной процесс магнитной и электрической составляющих поля. За один период метки ВШВ могут произойти один или несколько циклов зондирования и измерения переходного процесса. После выполнения заданных циклов зондирования результаты измерений осредняются и считываются в память ЭВМ 10 вместе с координатами точки измерений из приемника 7 спутниковой радионавигационной системы [46].

Хотя сейчас речь идет о методике ЗВТ-М, необходимо отметить, что электроразведочный аппаратный комплекс для ЗВТ без всяких доработок может быть использована для ЗСБ, ВП или наземно-скважинной электроразведки и на базе этой аппаратуры может быть организован комплекс методов. При этом вместо пи-

тающей установки КЭД к выходу генератора подключается петля или линия АВ. Применение системы спутниковой синхронизации позволяет осуществить полную гальваническую развязку между зондирующей установкой и измерительным комплексом, исключить использование длинных кондукторов (длиной до 500 м) и тем самым устранить влияние дополнительных помех от наводок и утечек. Количество каналов измерения составляющих поля определяется требованиями технологии полевых работ и производительностью. На исследуемой площади при одной зондирующей установке может работать несколько измерительных комплексов.

5.5.3. Программное математическое обеспечение

Основное программное обеспечение ЗВТ-М сосредоточено в системе ЗаВеТ-М для персонального компьютера на платформе Windows 95 (98, NT). Система создана в среде современного средства визуального программирования - Delphi, что делает ее весьма гибкой в отношении дальнейшего развития.

Система ЗаВеТ-М содержит представленные ниже основные рабочие графические и вычислительные компоненты.

1. Графический интерфейс. На рис. 5.16 показано главное окно системы, где визуализируется и корректируется различная информация, относящаяся к конкретике проводимой работы (общая геоэлектрическая обстановка, предполагаемые контуры неоднородностей, топопривязка участка работ, параметры установки КЭД). Из этого же окна производится открытие других окон и запуск вычислительных процедур.

2. Графический интерфейс. На рис. 5.17 представлено открытое окно со схемой работ, с изображением питающей установки и точек регистрации (пикетов). Схема позволяет обратиться к любому пикету и просмотреть полевую кривую, а также результат (если имеется) математического моделирования, относящийся к данному пикету, и остаточный процесс реальной установки КЭД. По мере накопления площадной информации на схеме может быть помечен любой профиль и произведена визуализация профильной

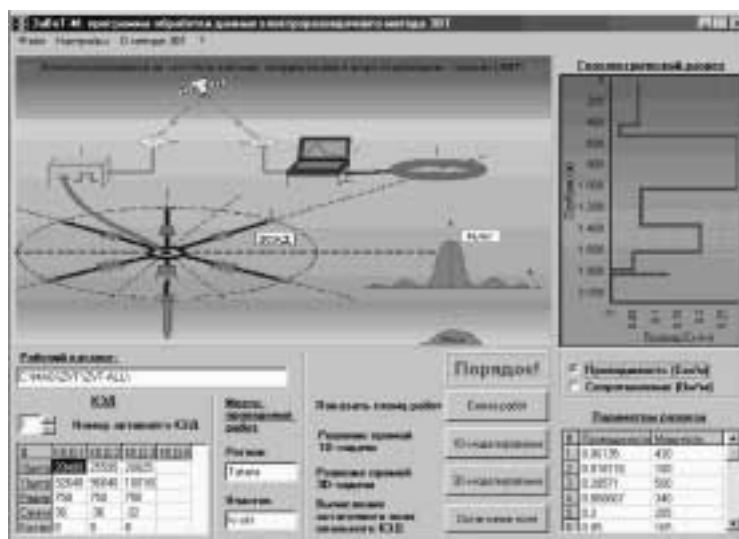


Рис. 5.16. Главная форма системы ЗаВеТ-М

кривой сигнала на интересующем времени. Отображение пикетов (цвет и размер) зависит от величины и знака сигнала. Таким образом, вся схема является средством первичной интерпретации площадной информации. На рис. 5.18 приведен графический материал, полученный в окне. На схеме также возможно отображение предполагаемого контура неоднородности. Схема используется во время проведения работ, пополняясь в то же время.

3. Графический интерфейс. На рис. 5.19 представлено изображение интерфейса для оперативного визуализированного ввода данных для процедуры расчета поля неоднородности (3D-моделирование).

4. Одномерное математическое обеспечение. Одномерное математическое обеспечение зондирования вертикальными токами (ЗВТ) сосредоточено в программе ЗаВеТ-1 для персонального компьютера. Для модификации ЗВТ с площадной регистрацией магнитной компоненты (ЗВТ-М) одномерное математическое обеспе-

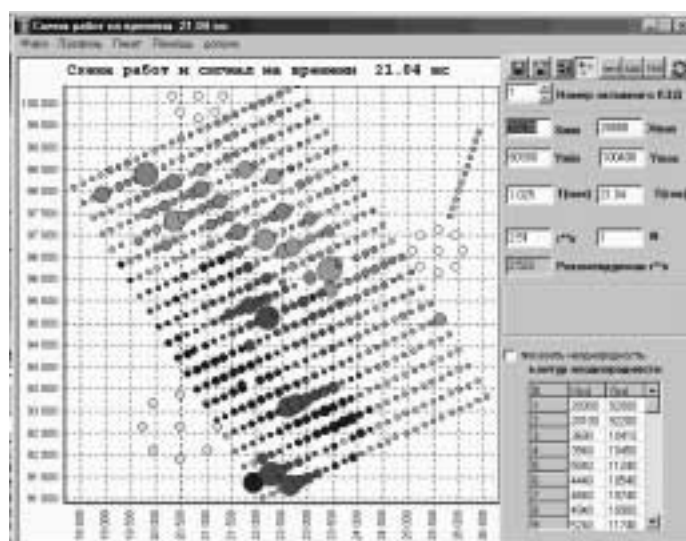


Рис. 5.17. Окно системы ЗаВеТ-М для отображения схемы работ

чение имеет вспомогательный характер и призвано решать следующие задачи:

- а) оценка глубинности метода в конкретных структурно-гео-электрических условиях;
- б) оценка необходимых параметров питающей установки (КЭД), т. е. радиуса и тока;
- в) оценка требований к точности устройства КЭД (токи в лучах, длины радиальных линий, углы между ними, количество линий);
- г) расчет остаточного устанавливающегося магнитного поля, связанного с конечным числом радиальных линий, на всей площади опосредования с целью оценки и коррекции полевых данных.

В составе программы ЗаВеТ-1 реализованы две основные вычислительные процедуры для расчета процесса установления во многослойной одномерной среде:

- а) процедура расчета устанавливающегося поля во многослой-

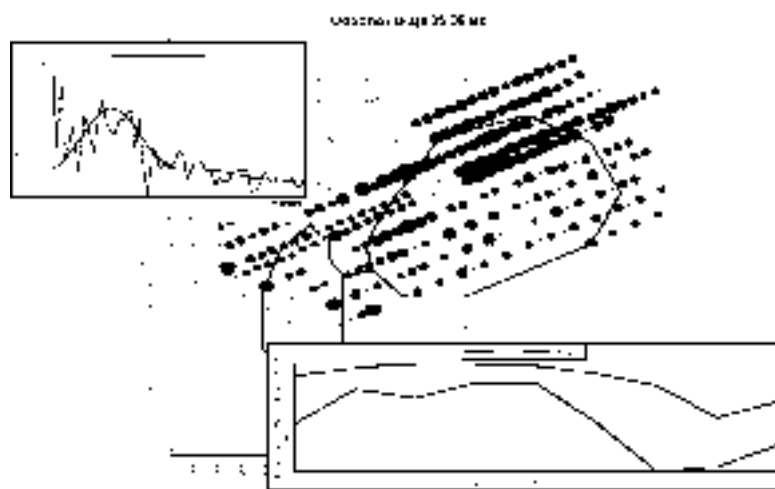


Рис. 5.18. Схема работ и просмотр данных по профилю и пикету

ной горизонтально-слоистой среде, возбуждаемого идеальной установкой КЭД. При этом в процессе установления участвует только электрическая мода и на дневной поверхности отлична от нуля только радиальная напряженность электрического поля. Расчеты с помощью этой процедуры позволяют оценить в целом электродинамический процесс в конкретной среде и решить две из вышеприведенных задач. Алгоритмической основой процедуры является синтез двух подходов, известных, как «решение в частотной области» и «решение во временной области» (решение А.Н. Тихонова). Программа расчета устанавливающегося поля электрического типа методом А.Н. Тихонова во многослойной среде является уникальной (как, впрочем, уникальным является круговой электрический диполь, возбуждающий поле только электрического типа);

б) процедура расчета устанавливающегося магнитного поля на поверхности многослойной горизонтально-слоистой среды, возбуждаемого реальным (произвольным) набором заземленных линий. При этом в расчете учитывается только магнитная мода. Расчеты

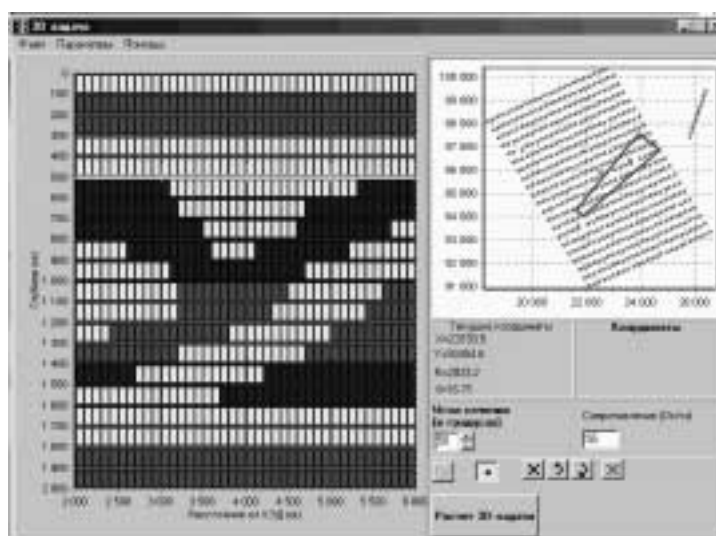


Рис. 5.19. Графический интерфейс для трехмерной прямой задачи

с помощью этой процедуры позволяют оценить остаточное магнитное поле на дневной поверхности, связанное с возможным несовершенством реализации установки КЭД. Алгоритмической основой процедуры является также синтез двух подходов.

5. Вычислительная прямая 3D-процедура. Программа оперативного трехмерного моделирования, созданная на основе теории возмущения и борновской аппроксимации. Влияние возмущения проводимости заменяется вкладом в процесс установления вторичного стороннего тока, распределение и изменение которого контролируется нормальным процессом. Первый вариант программы тестировался сравнением со строгими расчетами и в экспериментальном порядке уже использовался при интерпретации ЗВТ. Для системы ЗаВеТ-М процедура весьма существенно модернизирована с использованием накопленного опыта в использовании борновского приближения в геоэлектрике.

В экспериментальных работах в Татарстане система ЗаВеТ-М

была задействована с первого дня полевых работ. Посредством ее возможно ежевечерне (что настоятельно рекомендуется) подводить итоги и контролировать результаты работы за день.

5.5.4. Интерпретация результатов

Представляя выше результаты математического и физического моделирования, мы, собственно, и демонстрируем приемы интерпретации площадных ЗВТ с магнитным приемом. Поскольку в ЗВТ нормальное магнитное поле на дневной поверхности в основном подавлено, нет нужды при обработке снимать мощный фон путем каких-либо трансформаций в кажущиеся или иным путем, что и является важным преимуществом ЗВТ. Следует отметить, что интерпретация в ЗВТ-М начинается с того места, где часто заканчивается интерпретация в индуктивной импульсной электро-разведке (снятие фона и построение площадных изображений аномальной ЭДС). Причем трансформация площадных наблюдений в кажущиеся параметры в МПП, например, является трудноразрешимой проблемой как из-за изменчивости нормального поля по площади, так и из-за вклада в него различных удаленных неоднородностей. При проведении работ площадными ЗВТ весь наблюдаемый сигнал относится к геоэлектрической аномалии с достаточно четкой локализацией во времени и пространстве. Таким образом, основным приемом визуализации в площадных ЗВТ является построение после первичной обработки (учета остаточного поля) профильных кривых или карт рельефа по площади наблюденного поля на различных фиксированных временах. Рельеф сигнала по площади своими экстремумами прямо указывает на неоднородность.

Более углубленная интерпретация может производиться далее с помощью трехмерного моделирования. По соответствию результатов измерений и результатов моделирования на всей площади работ определяются и уточняются все параметры объектов-неоднородностей. Ниже, например при описании исследований Удобновской залежи в Татарстане, мы увидим, что для достижения

максимального соответствия полевых и теоретических данных необходимо определенным образом распределить проводимость не только в плане, но и по глубине.

Это трехмерное моделирование по необходимости должно быть достаточно быстрым и доступным, включенным в стандартный полевой комплекс матобеспечения, работающим без сопровождения авторов-разработчиков. Все это может быть реализовано (и реализовано) только на базе линеаризованного подхода. Этот подход хорош еще и тем, что явно указывает на дальнейшую перспективу – быструю линейную 3D-инверсию площадных данных (вместо подбора) и, может быть, и на томографический подход в дальнейшем.

5.6. Экспериментальные работы (объект - рудное тело)

Первыми работами методом ЗВТ на реальных геологических объектах явилось исследование Прутовской интрузии основного состава (Житомирская обл., Украина). Интрузия с поверхности оконтурена по данным гравимагнитных съемок, вскрыта бурением, установлены ее мощность и пологое падение на северо-восток под углом 23° . Вмещающие породы представлены метаморфизованными биотитовыми и амфиболбиотитовыми платомагматитами, а сама интрузия характеризуется комплексом основных и ультраосновных пород: габбро, габбро-пориты амфиболизированные, гнейсы графитовые и биотит-графитовые, а также гранат-биотитовые. По данным электрокаротажа, сопротивление интрузивных и вмещающих пород мало различается между собой и колеблется в пределах 1 000 - 5 000 Ом·м.

В основании и частично в кровле тела основного состава обнаружена сульфидная минерализация с медно-никелевым оруднением, сопротивление которой, по данным каротажа, оценивается в 2–5 Ом·м, так называемая «Прутовская аномалия проводимости» (см. рис. 5.20). По материалам ЗСБ определена пространственная

позиция интрузии основных пород, к донной части которой приурочена аномалия повышенной проводимости, обусловленная наличием рудной минерализации.

На местности в соответствии с рис. 5.20 была собрана восьмилучевая установка КЭД. Радиус установки был выбран 500 м. Центр установки КЭД находился на расстоянии 1 200 - 1 400 м от центра аномалии. Концы лучей заземлялись с помощью металлических колец (от 6 до 8 шт. длиной от 0.6 до 1.0 м). Расстояние между кольями выбиралось не менее 2 м. Колья соединялись между собой многожильным медным проводом. Центральный электрод представлял собой поле из 21 электрода (колец). Колья также соединялись между собой многожильным медным проводом.

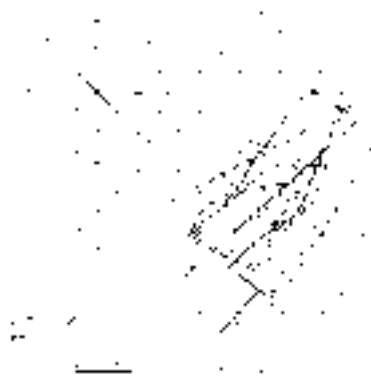


Рис. 5.20. Размещение КЭД на местности и схема измерений: 1 - КЭД; 2 - линия разреза; 3 - предполагаемые границы аномалии; 4 - аномалии проводимости; 5 - скважины; 6 - приемные датчики; 7 - тектонические нарушения

фазный выпрямитель.

Работы проводились в 1995 г. еще с первым поколением аппаратуры. Измерительная установка включала в себя измеритель

Из-за высокого сопротивления среды большего тока, чем 0.9 А, в лучах КЭД достичь не удалось. Выравнивание токов осуществлялось автоматически с помощью следящей системы КЭД.

Зондирующая установка включала в себя генератор тока электро-разведочный ГТЭ-45 (аппаратура «Цикл-4») и управляемый круговой электрический диполь КЭД. В качестве источника питания использовался дизель-генератор ГГ-30М переменного (трехфазного, 380 В) тока и трех-

ЦЭИ-4 (аппаратура «Цикл-4»), индукционный датчик 1×1 м (эквивалент петли 100×100 м) и переносную портативную ЭВМ типа «Notebook». Синхронизация между зондирующей и измерительной установками осуществлялась по высокостабильным кварцевым часам (генератор частоты типа «Гиацинт-М»).

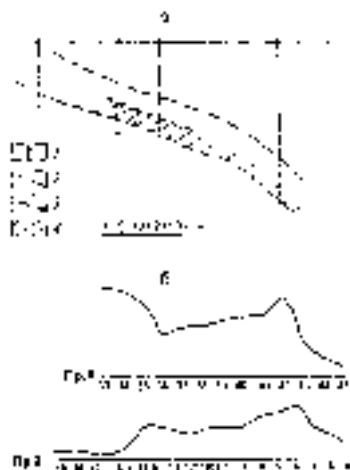


Рис. 5.21. Геологический разрез (а) и графики изменения магнитной составляющей поля (б) по профилям 1 и 2: 1 - разведочные скважины; 2 - границы интрузии; 3 - Прутовская аномалия; 4 - аномалии проводимости по данным электроразведки

профилям 1 и 2. По профилю 1 левее пикета 33 съемку выполнить не удалось из-за сильно заболоченного участка местности.

На рис. 5.21 также приведен геологический разрез по линии 1-1 (см. рис. 5.20). Профили 1, 2 были выполнены справа и слева

Из-за болотистой местности и осенней распутицы, а также и по причине неотлаженности технологии, громоздкой аппаратуры площадные работы реализовать не удалось, а были выполнены лишь измерения по двум профилям (см. рис. 5.20). Расстояния между пикетами выбирались 50 или 100 м. Измерения были выполнены в количестве 51 пикет и дублировались на каждом пикете три раза.

По результатам измерений было отмечено, что сигнал ЗВТ-М имеет (как и ожидалось по результатам математического и физического моделирования) форму приблизительно колоколообразного импульса амплитудой до 4 мВ и длительностью (на уровне 0.5 от максимального значения сигнала) 150 – 200 мкс.

На рис. 5.21 приведены графики сигнала с индукционного датчика при работах ЗВТ-М по

Математическое моделирование: техника работ ЗИТ
У. Кратко описывает работу системы ЗИТ

КЭД 500 м
Ток 72 А

ЗИТ
КЭД - 500 м
Ток 72 А
Датчик
10000 Ом*м
Объект.
Прутковая
демпилер
 $\rho = 6 \text{ Ом*м}$
 $h = 100 \text{ м}$
Внешн. ср
 $\rho_0 = 2000 \text{ Ом*м}$

График зависимости температуры от времени

Температура (градусы Цельсия)

Время (секунды)

На графике отмечены значения температуры в различных точках системы.

Рис. 5.22. Математическое моделирование

В качестве дальнейшей интерпретации было проведено трехмерное математическое моделирование. Параметры проводящего включения, определенные вначале по имеющимся данным, варьировались до наилучшего совпадения с данными ЗВТ-М. В результате был уточнен контур неоднородности (рис. 5.22). При этом на каждом пикете достигнуто удовлетворительное согласие измерен-

ных кривых становления аномального поля и расчетных. Например, на рис. 5.22 приведено это сравнение для пикета 33. Накопленный уровень шумов в районе аномалии практически не превышал уровня 10 – 15 мкВ.

5.7. Работы методом ЗВТ-М на объектах типа «трубка»

Участок Хатат, на котором проводились опытные работы методом ЗВТ, расположен в зоне Центрального разлома Вилюйско-Мархинской системы. Разлом выполнен субвертикальной дайкой траппов, с которой связана интенсивная линейная магнитная аномалия. Горизонтальная мощность дайки 20 - 30 м, глубина залегания верхней кромки около 300 м. Магнетизм проявился здесь

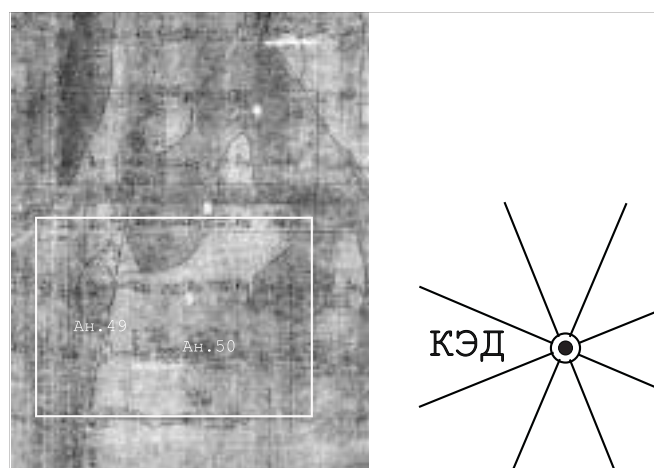


Рис. 5.23. Участок работ и расположение установки КЭД

также в виде приповерхностных трапповых пластовых интрузий с туфовыми «карманами» и туфовых трубок. Размеры последних оценивались только по магнитным аномалиям и по этим оценкам

их диаметры не превышают 50 м. Массивные траппы обладают, как правило, высоким электрическим сопротивлением (до нескольких тысяч Ом·м), но разломы сопровождаются зонами трещиноватости, поэтому в целом такая структура представляет собой чередование областей пониженных и повышенных сопротивлений. Среднее значение электрического сопротивления туфов близко к

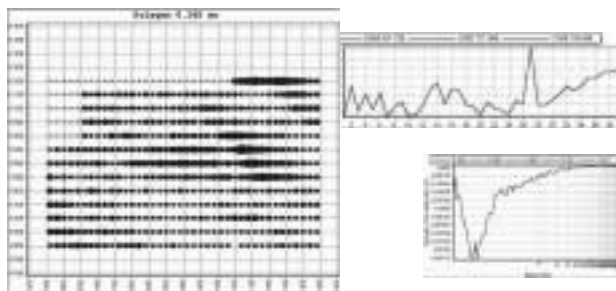


Рис. 5.24. Схема расположения пикетов и отображение сигнала на времени 0.265 мс. Профильная (5800) кривая на времени 0.625 мс. Сигнал ЗВТ на пикете

кимберлитам и составляет 200 Ом·м. Южная часть участка перекрыта юрскими песчано-глинистыми отложениями мощностью до 30 м, залегающими на преимущественно карбонатных породах илгинской (холомолохской) свиты верхнего кембрия. Значительную площадь северной части участка занимают пластовые интрузии траппов или выходящие на дневную поверхность, или перекрытые юрскими отложениями. Траппы залегают на породах илгинской свиты. Илгинская свита представлена переслаиванием алевролитов, мергелей, известняков и доломитов. Мощность свиты 150 м, электрическое сопротивление 300-600 Ом·м. Ниже по разрезу залегает верхоленская свита, состоящая из двух пачек. Верхняя представлена красноцветной толщей мергелей алевролитовых, глинистых с прослоями доломитов, известняков. Мощность этой пачки 100 м, электрическое сопротивление 40 Ом·м. Нижняя пачка преимущественно карбонатная и загипсованная, ее мощность 60 м и

сопротивление до 1 200 Ом·м. Залегающая под верхоленской свитой карбонатная толща пород метегерской свиты также имеет высокое сопротивление 800 - 1 200 Ом·м, но на глубинах 350-450 м имеет место водоносный горизонт с высокой минерализацией и, соответственно, низким сопротивлением до 15-20 Ом·м.

Работы проводились в сентябре 1999 г. Восьмилучевая установка КЭД с длиной луча 500 м была размещена на расстоянии 700 м от центра КЭД до границы участка. Концы лучей КЭД заземлялись с помощью девяти электродов из дюралюминиевых уголков длиной 1 м, соединенных между собой. Электроды забивались в землю на расстоянии не менее 2 м. друг от друга. Поле центрального электрода было образовано из 28 электродов такого же типа, как указано выше, забитых в землю на расстоянии не менее двух метров друг от друга и соединенных между собой. Питание установки КЭД осуществлялось от дизельной электростанции через трехфазный выпрямитель. Из-за большого сопротивления среды и отсутствия дополнительного количества электродов ток в лучах установки КЭД удалось создать не более 2 А в каждом луче. Суммарный ток нагрузки составил 16 А. Измерения сигнала переходного процесса ЗВТ осуществлялись переносным измерительным комплексом. Синхронизация между генераторной установкой и измерительным комплексом осуществлялась через систему спутниковой синхронизации с помощью приемников GPS типа Aquatime. За время работ был измерен сигнал ЗВТ на 500 точках за 46 часов работы генераторной установки. На каждой точке выполнялись измерения dB_z/dt для вертикальной и радиальной составляющих поля. Всего было выполнено 1 000 измерений. Измерения выполнялись по сети 20 × 40 м.

На рис. 5.23 приведен участок работ и схема расположения установки КЭД относительно участка по карте, представленной ЯНИГП ЦНИГРИ. На участке Хатат, в пределах которого были выполнены работы ЗВТ, в 1978 - 1979 гг. были проведены гравиразведочные и магниторазведочные работы, которые сопровождалась разведочным бурением. Этими работами выявлен ряд аномалий, среди которых бурением были подтверждены ан. 49, ан. 50.

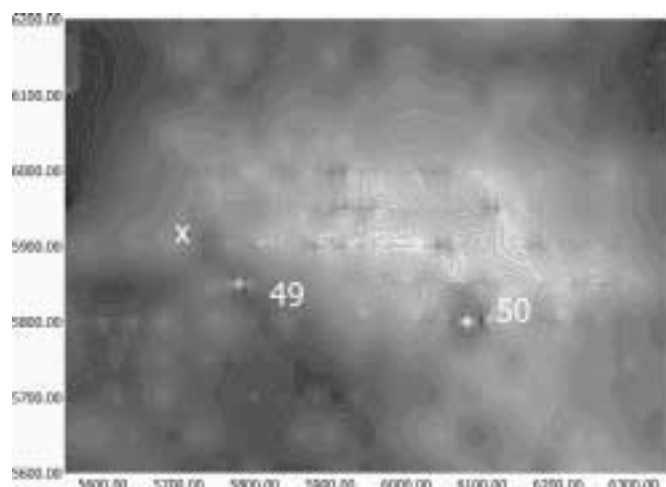


Рис. 5.25. Площадное отображение сигнала ЗВТ (0.393 мс). Объекты - трубки

На рис. 5.24 приведена схема расположения пикетов по профилям и отображение сигнала на времени 0.265 мс. Здесь также приведена кривая по профилю 5 800 на времени 0.625 мс. На оси абсцисс отмечаются порядковые номера пикетов, на оси ординат – амплитуда профильного сигнала ЗВТ. Здесь же приведен пример сигнала ЗВТ на пикете, где по оси абсцисс отмечается время переходного процесса, а по оси ординат - амплитуда сигнала.

Основной интерес для анализа представляет площадное распределение сигнала на разных временах переходного процесса, которое можно рассматривать как электромагнитный образ геоэлектрических особенностей разреза при разных стадиях процесса, отождествляемых с разной толщиной скин-слоя.

На рис. 5.25 и рис. 5.26 приведено площадное изображение сигнала ЗВТ в условных единицах на временах 0.393 мс и 0.625 мс. Площадные изображения увязаны по координатам с геологической картой. Известные аномалии 49 и 50 выделяются достаточно уве-

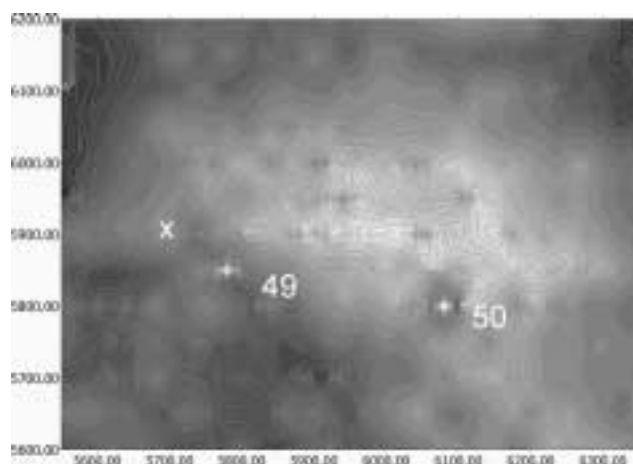


Рис. 5.26. Площадное отображение сигнала ЗВТ (0.625 мс). Объекты - трубы

ренно. Немного выше и левее аномалии 49 отмечается проявление неизвестной аномалии («х»).

На рис. 5.27 что соответствует площадному изображению сигнала ЗВТ на времени 1 мс, аномалии 49, 50 и «х» отмечаются также достаточно отчетливо. Заметим, что аномалия «х», как и аномалии 49 и 50, прослеживается с увеличением глубины, что может указывать на ее трубочный тип. По результатам рассмотрения площадного изображения сигнала ЗВТ на разных временах, что соответствует глубинам от единиц до сотен метров, можно с определенной долей уверенности утверждать, что мы выделили трубочной тело, которое отмечается аномалией «х». В заключение следует отметить, что данные результаты работ не являются окончательными. Они будут уточняться и дополняться в процессе их обсуждения со специалистами, знакомыми с геологическим строением района, где выполнялись работы по ЗВТ.

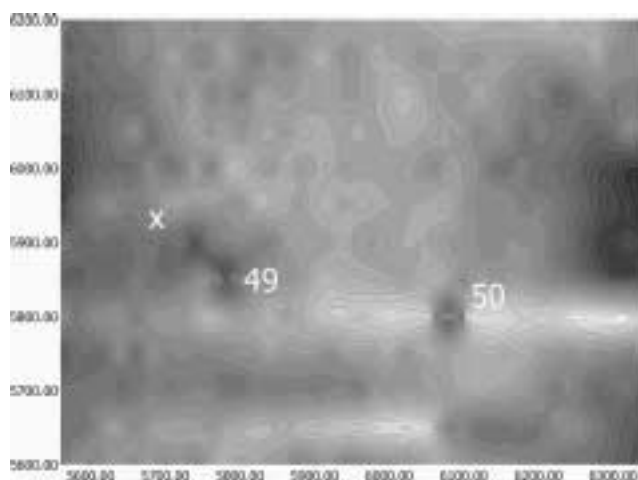


Рис. 5.27. Площадное отображение сигнала ЗВТ (1 мс). Объекты - трубы

5.8. Оконтуривание нефтяных залежей методом ЗВТ-М

Экспериментальные полевые электроразведочные работы методом ЗВТ (в основном, ЗВТ-М) начались летом 1999 г. и продолжались зимой 1999 - 2000 гг. на Муслюмовском месторождении, включающем Грачевскую, Удобновскую, Шуганскую, Сакловскую и Муслюмовскую залежи на территории Муслюмовского и Сармановского районов республики Татарстан. Работы были организованы силами НПУ «Казаньгеофизика» ОАО «Татнефтегеофизика» и проводились летом при непосредственном участии авторов и разработчиков метода ЗВТ-М (за 100 часов работы генераторной установки было выполнено 600 физических точек, опозновано около 10 км² площади), а продолжены были зимой уже только под надзором авторов. Среди различных задач экспериментальных работ ЗВТ ставилась также геолого-геофизическая задача по

определению границ залежей. С этой целью работы проводились на Шуганской и Удобновской залежах (рис. 5.28).

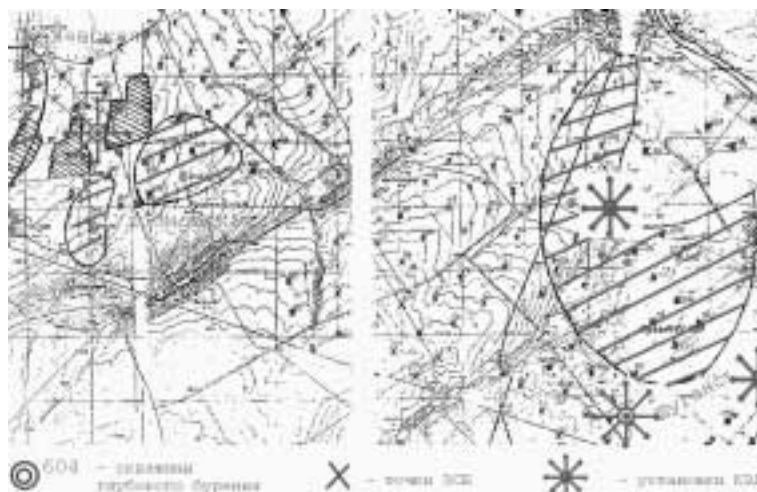


Рис. 5.28. Район работ. Грачевская, Удобновская и Шуганская залежи нефти Муслюмовского месторождения

Район работ хорошо изучен. В период 1994-1996 гг. проводились работы ЗСБ с плотностью 1.4 физ. точки на 1 км². Осадочный чехол имеет мощность от 1 680 до 1 760 м. Кристаллический фундамент обладает сопротивлением свыше 500 Ом·м. комплекс делится на семь толщ и пачек. Нефтегазоносность отмечается на двух горизонтах: в средней терригенной толще и в отложениях девонского и каменноугольного возрастов.

5.8.1. Удобновская залежь нефти

Удобновская залежь вскрыта в отложениях нижнего карбона (бобриковский горизонт) скважиной 604 Тлянчи-Томакской площади. Приурочена она к песчаной линзе большой мощности (17 м) на глубине 900 м. Нефтенасыщенная мощность пласта состав-

ляет 4.6 м. По результатам работ ЗСБ разрез в пределах Удобновской залежи характеризуется пониженной продольной проводимостью. Закартированная зона уменьшенной проводимости отложений среднего терригенного комплекса охватывает Удобновскую и Грачевскую залежи. На карте удельной проводимости нижнекаменноугольных терригенных пород Удобновская залежь отмечается значениями, не превышающими 0.13 См/м. Возможно, что заметное снижение удельной проводимости пород терригенного комплекса (с практически выдержанной мощностью) прямо свидетельствует о нефтенасыщенности коллекторов. По материалам электроразведочных работ над залежью выделен аномальный объект [76].

Принципиальной и важной особенностью работ на Удобновской залежи является первая реализация площадной системы сбора данных (2D) при закреплённом источнике посредством покрытия района работ (4×2.5 км) регулярной сеткой наблюдений через 100 и 200 м. Был использован пешеходный вариант перемещения измерительной установки без потрав сельскохозяйственных посевов. Всего было выполнено около 400 физических точек за 56 часов работы генераторной установки.

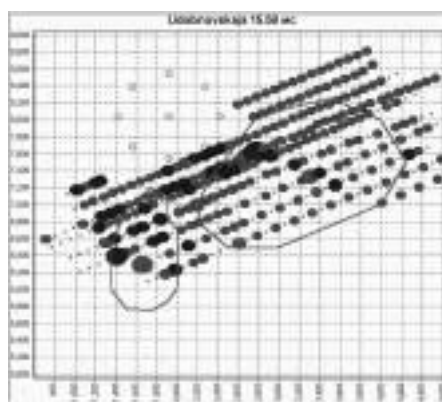


Рис. 5.29. Удобновская залежь. Схема работ (система ЗаВеТ-М)

Восьмилучевая генераторная установка КЭД была собрана на расстоянии 700 м (центральная точка) от предполагаемого края залежи (см. рис. 5.29). Концы лучей заземлялись с помощью 5-7 электродов, центральный электрод представлял собой поле электродов из 25 шт. Электроды соединялись между собой медным проводом. Ток в лучах поддерживался равным 5 А. Попытки увеличить ток в лучах установки не увенчались успехом. Ввиду особенностей нагрузки (регулируемый стабилизатор тока, который выполнен по схеме широтно-импульсной модуляции) происходило возбуждение генератора постоянного тока станции ЭРС-67. Использовать генераторную станцию УГЭ-50 не представлялось возможным из-за большого уровня пульсаций 150 Гц выходного напряжения. Кроме того, при увеличении тока наблюдался нагрев дросселей стабилизаторов тока в лучах КЭД.

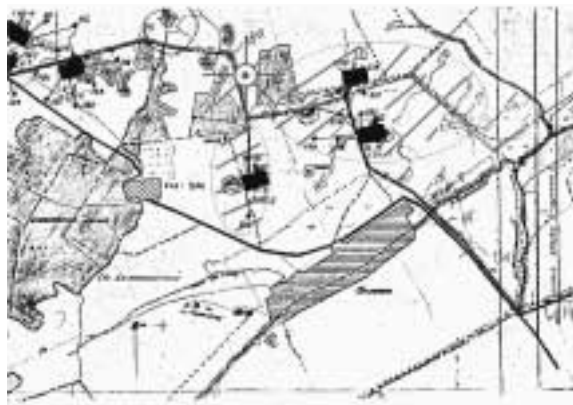


Рис. 5.30. Удобновская залежь. Схема добычи нефти. Скважины и подземные нефтепроводы.

Посредством программного комплекса ЗаВеТ-М данные оперативно визуализировались и направление работ корректировалось. По результатам измерений были визуализированы профильные кривые, соответствующие определенным глубинам, максимуму

мы которых указывали на положение латеральных изменений электропроводности. По предварительной интерпретации, подтвержденной также предварительным оперативным математическим трехмерным моделированием, определена «граница ЗВТ», частично совпадающая с предполагаемым контуром залежи.

Были выполнены измерения методом ЗСБ на одной физической точке в целях уточнения геоэлектрического разреза. Размер установки ЗСБ 500×500 м, в качестве измерительной петли использовался индукционный датчик с моментом $50\,000\text{ м}^2$. Синхронизация между измерительной и генераторной установками осуществлялась по спутниковому каналу.

Была предпринята попытка выполнить с этой же установки КЭД измерения на части Грачевской залежи, однако измерения не удалось из-за большой величины периодической помехи 50 Гц.

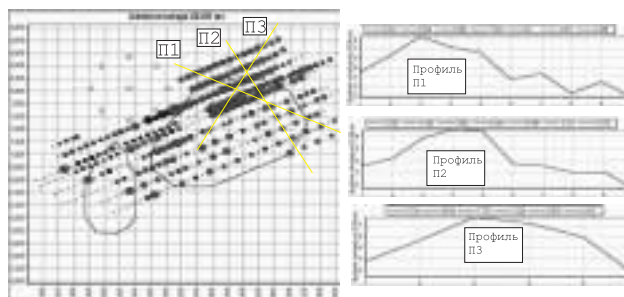


Рис. 5.31. Удобновская залежь. Профильные представления сигнала на времени 25 мс над предполагаемым краем залежи

Результаты работ на Удобновской залежи, где глубина до объекта составляет 1 100 м от дневной поверхности, некоторым образом представлены на рис. 5.29, где показан также предполагаемый контур залежи. Прежде всего необходимо обсудить неожиданный и не совсем положительный результат в виде зон перемены знака и вообще сильного искажения сигнала (более темные кружк-пикеты на рис. 5.29). Это часть нашего, набираемого сейчас опыта.

Дело в том, что на Удобновской залежи действуют три скважины с соответствующей инфраструктурой (ЛЭП, которые мы видели, и подземные трубопроводы, которые мы, к сожалению, не приняли во внимание). На рис. 5.30 приведена схема расположения этих трубопроводов и скважин. Данные ЗВТ очевидным образом отображают эту инфраструктуру. Проблема в том, что искажения далеко распространяются по площади и по времени. В связи с этим обработка данных в обсуждаемой части площади наблюдений нуждается в специальном подходе и потребует значительных усилий и времени. Следует только отметить, что та сложная картина в этой части залежи, как и завершение залежи, данными ЗВТ не подтверждается, насколько пока можно судить вопреки сильным искажениям сигналов.

Обычной методикой интерпретации можно воспользоваться в отношении данных, полученных в северо-восточной части площади. На рис. 5.31 представлены данные по трем профилям, про-

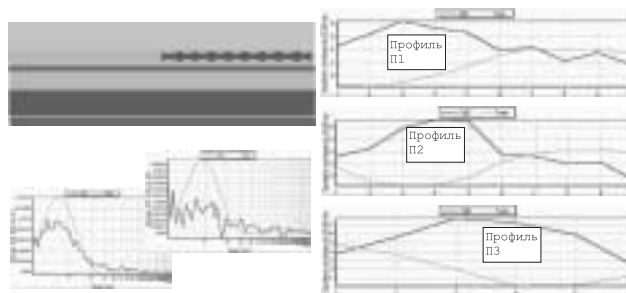


Рис. 5.32. Удобновская залежь. Сравнение полевых и расчетных сигналов. Неудовлетворительная модель - понижение проводимости в верхнем горизонте

ходящим через предполагаемый край залежи. Все они отмечают край экстремумами. Однако сразу же встает вопрос о глубине, к которой относится эта информация. Примем вмещающий геоэлектрический разрез по данным ЗСБ (табл. 5.2): Определим пока,

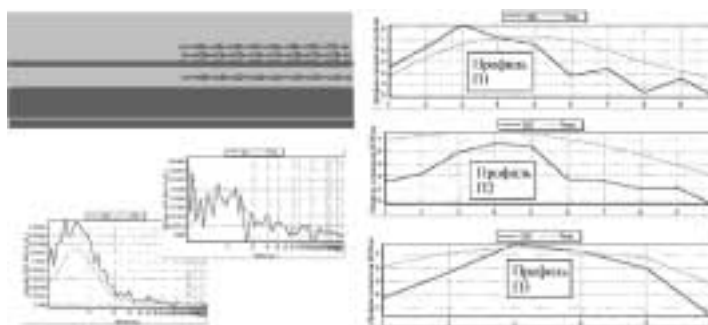


Рис. 5.33. Удобновская залежь. Сравнение полевых и расчетных сигналов. Удовлетворительная модель – понижение проводимости на нескольких горизонтах, включая и залежь

ориентируясь на положение максимума на кривой становления (5 мс), зону повышенного сопротивления во втором слое на глубине 600 м. Однако, как видно на рис. 5.31, такая модель неудовлетворительно описывает ситуацию на времени 26 мс – времени возможного проявления неоднородностей горизонта, содержащего залежь. Только распределив дефицит проводимости определенным образом по нескольким горизонтам вплоть до самой залежи (см. рис. 5.31), мы получили удовлетворительный результат. Таким образом, мы интерпретируем данные ЗВТ-М, как отклик сложного трехмерного распределения проводимости, включая и горизонт, вмещающий залежь. Установление специфики этого распределения и его прослеживание позволяет говорить об оконтуривании залежи. В данном случае (в северо-восточной части) данные ЗВТ подтверждают предполагаемый контур залежи.

Вместе с тем это математическое моделирование позволяет утверждать, что данные ЗВТ-М определяются именно достаточно глубинной неоднородностью, а не приповерхностной и тем более не рельефом.

Таблица 5.2. Вмещающий разрез

Сопротивление (Ом·м)	Мощность (м)
59	500
9.5	500
1.6	40
27.6	300
300	452
1.6	151

5.8.2. Шуганская залежь

Шуганская залежь открыта в 1967 г. скважиной 126 Менаелино-Актанышской площади. При опробовании интервалов 1 539 - 1 543 м и 1 547.4 - 1549.2 м получены при фонтанировании притоки нефти с дебитами 50 м³/сут. и 9.1 м³/сут. Нефтегазосодержащими являются трещиноватые карбонатные коллекторы Семилукского горизонта. Внешний контур нефтегазоности проведен по подошве нижнего нефтенасыщенного пласта на абсолютной отметке 1 449 м. К настоящему времени здесь пробурены еще три скважины и только две из них (40 060 и 40 064) дали промышленный приток нефти. В гравитационном поле над залежью отмечены аномалии, по которым даны прогнозные контуры нефтегазоносности. По электроразведочным данным, отложения девонского и каменноугольного возрастов в пределах залежи, к западу и северо-западу от скважины 126, характеризуются проводимостью значительно меньшей, чем за ее пределами. Над залежью также выделены аномальные объекты. Таким образом, предпосылкой при проведении работ методом ЗВТ-М в целях оконтуривания залежей нефти является факт повышения сопротивления над залежью, что, по мнению специалистов [20], справедливо в общем случае, а также и установлено конкретно электроразведочными работами на Муслюмовском месторождении [76].

На Шуганской залежи нефти был сделан новый технологиче-

ский шаг вперед, а именно, реализация площадной системы сбора информации при нескольких постановках КЭД. На рис. 5.34, где приведена схема этих работ, указаны три постановки КЭД. Следует отметить, что постановка 1 была выполнена летом (1999 г.) и проведены измерения в небольшом объеме по отдельным профилям. Эти данные также были использованы в представлениях материалов по площади. Зимой были проведены работы с двумя постановками КЭД (2 и 3) по приведенной на рис. 5.34 схеме. Зимние работы были выполнены без непосредственного участия разработчиков, что также явилось некоторым шагом в развитии метода.

На карте указаны эксплуатируемые нефтяные скважины и неизбежная инфраструктура, относящаяся к ним – ЛЭП и трубопроводы. В районе работ расположены две вполне электрофицированные деревни, при приближении к которым нарастали помехи.

Таблица 5.3. Вмещающий разрез.

Сопротивление (Ом·м)	Мощность (м)
59.0	500
5.5	300
98.0	300
51.0	552
1.6	150

Топографическая сетка была следующей: профили отстояли друг от друга на 400 м, а пикеты следовали через 200 м. Регистрация производилась, в основном, через 400 м по профилю и лишь в местах предполагаемого контура производилась детализация (через 200 м).

По данным ЗСБ, полученным Михайловской электроразведочной партией Казанской ГЭ [76], а также и подтвержденным нами по проведенным зондированиям (ЗСБ), разрез описывается следующим образом (табл. 5.3).

Как уже неоднократно подчеркивалось, площадной сигнал ЗВТ,

свободный от фона вмещающей среды и целиком обязанный латеральным неоднородностям, с которыми связан пространственно, обладает высокой визуализирующей способностью. Использование (и просто представление) площадных данных, да еще и от различных источников возбуждения, требует некоторого выравнивания, которое, во-первых, заключается в учете изменений параметров приемно-питающей установки по площади (моментов), а во-вторых, в некотором нормировании, связанном с разносом приемника и источника.

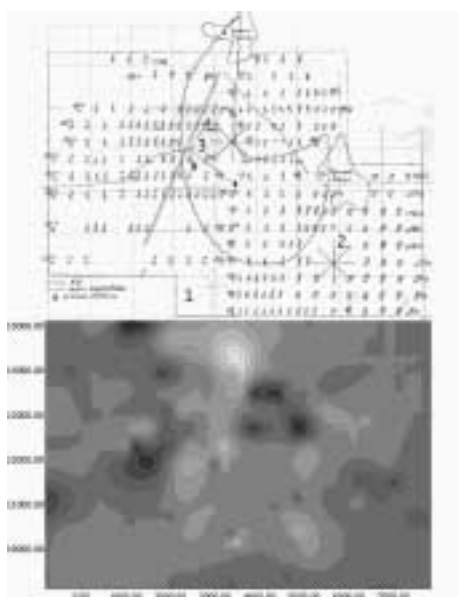


Рис. 5.34. Работы ЗВТ на Шуганской залежи нефти. Схема работ, предполагаемый контур залежи и площадной сигнал ЗВТ на времени 5мс

На рис. 5.34 представлены выровненное таким образом площадное изображение сигнала ЗВТ-М на времени 5 мс процесса становления. На наш взгляд, уверенно выделяется зона повышенных значений сигнала, вполне согласующаяся с предполагаемым контуром залежи. Причем основная доля сигнала, как показало математическое моделирование, связано с неглубокозалегающей зоной повышенного сопротивления (500 - 800 м). Однако, судя также по временным срезам на 20 мс и 40 мс, эта зона прослеживается по глубине до самой залежи. Таким образом, в данном случае сигнал ЗВТ сформирован не самой залежью, а «столбом» повышенного сопротивления над залежью.

На рис. 5.35 снова приведена схема работ на фоне площадного изображения сигнала ЗВТ.

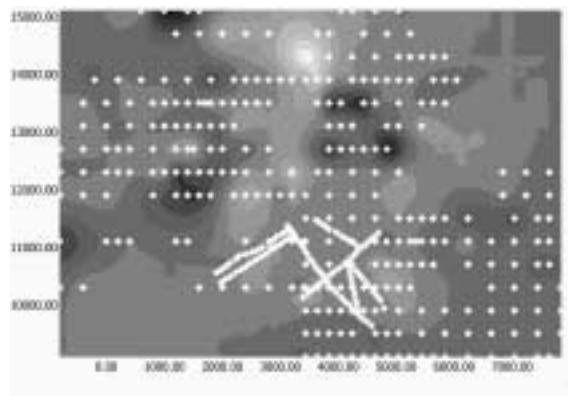


Рис. 5.35. Схема работ и площадной сигнал ЗВТ-М

На рис. 5.36 представлены также профильные кривые, пересекающие верхнюю узкую часть Шуганской залежи.



Рис. 5.36. Профильные кривые над залежью на времени 5 мс: а – профиль 32 - 22; б – профиль 31 - 20

Предъявляя этот положительный, говорящий сам за себя результат работ, мы должны предложить некоторое истолкование для этой картины. Ранее, на простых, «маленьких» и тонких моделях неоднородностей, применяя представление о малых возмущениях, мы отмечали повышение сигнала лишь над краем неоднородности (но не над всей). Реально мы имеем электромагнитную ситуацию, когда имеется объемное включение повышенного сопротивления сложной формы, причем используются несколько источников возбуждения, размещаемых различным образом. Однако к

этой сложной и запутанной ситуации применим простой и общий подход, основанный на том факте, что токи обтекают плохопроводящее тело стороной, а следовательно, именно в этом теле (и над ним) и возникает наибольшее магнитное поле (подобно тому, как самое сильное поле возникает внутри токовой петли).

5.8.3. Другие примеры работ методом ЗВТ-М

Зимой 1999 - 2000 гг. продолжались работы методом ЗВТ (ЗВТ-М) по оконтуриванию залежей. Работу производили НПУ «Казаньгеофизика» ОАО «Татнефтегеофизика» с использованием предоставленного нами макета аппаратуры ЗВТ. На рис. 5.37 представлены карта района работ с нанесенным предполагаемым контуром нефтегазоносности (Акбязовская залежь) и изображение сигнала ЗВТ-М по площади на времени 40 мс. Залежь хорошо проявила себя в площадном сигнале, причем использовалась одна постановка КЭД (радиус 500 м). При этом сигнал собран с площади около 20 км².

Наконец, приведем здесь последний (2001 г.) результат работ методом ЗВТ-М на Красно-Октябрьской залежи. На рис. 5.38 представлены карта со схемой работ и предполагаемыми границами нефтегазоносности, отображение работ в системе ЗаВеТ-М и карта изолиний сигнала ЗВТ-М ($t = 21$ мс), а также сигнал на отдельном пикете. Как видно, использовались три постановки КЭД. По оценке пользователей метода (НПУ «Казаньгеофизика»), результат применения метода ЗВТ-М и в этом случае весьма удовлетворительный.

Обобщая результаты уже выполненных работ ЗВТ на месторождениях углеводородов в Татарстане, можно сделать вывод, что технология работ и метод ЗВТ-М в целом нашли эффективное применение. Эти работы можно расценить как реализацию нефтяной 3D-электроразведки на базе зондирований вертикальными токами. Получен чрезвычайно важный и принципиальный резуль-

тат, состоящий в показанной возможности оконтуривания залежи нефти по площадным электроразведочным данным.

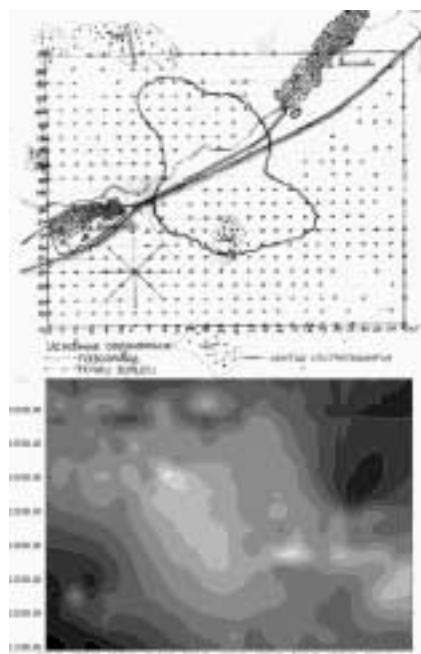


Рис. 5.37. Акбязовская залежь. Пикеты, предполагаемый контур залежи и площадной сигнал ЗВТ-М на 40 мс

О дальнейших принципиальных перспективах развития ЗВТ-М и вообще ЗВТ сказано в разделе, завершающем гл. 5. В заключение следует отметить самые необходимые направления развития аппаратурно-методического комплекса ЗВТ-М для оконтуривания залежей углеводородов. Совершенно ясно, что необходимо повышать помехозащищенность сигналов ЗВТ-М и применять более плотные и широкие сети сбора данных. Широкие в том смысле, что, помимо измерений над самим предполагаемым объектом, необходима представительная фоновая часть вокруг объекта. В этом смысле представленные выше работы на Удобновской и Шуганской залежах неудовлетворительны.

Решения этих проблем взаимосвязаны и должны быть найдены также при удовлетворении требованиям производительности и экономичности. Итак, уже сейчас для закрепления успеха применения ЗВТ-М необходимо настаивать на следующих конкретных мероприятиях:

- работа с током в каждом луче не менее 10 А (т. е. до 80 А общий ток – это соответствует задачам в нефтяной электроразведке);

- применение индукционных датчиков с эффективной площадью не менее $160\,000\text{ м}^2$ при низком уровне собственных шумов;
- эффективное подавление помехи 50 Гц;
- повышение числа накоплений за счет сокращения длительности импульса и паузы (сейчас эти длительности порядка 500 мс, что явно является «родимым пятном» индуктивной электроразведки, а в ЗВТ достаточно было бы и 100-200 мс);
- оперативная спутниковая привязка измерений по площади;
- повышение мобильности измерительного комплекса; ранцевый вариант; применение одновременно нескольких измерительных комплексов;
- организация жесткого контроля сбоя работы источника и контроль полярности сигнала; контроль повторяемости сигнала;
- выяснение всех техногенных факторов (ЛЭП, трубопроводы и прочее) до начала работ на площади и меры по минимизации их влияния.

5.9. Перспективы

Подводя итоги, следует отметить, что ЗВТ как метод состоялся. За краткий период возникновения и развития ЗВТ создан аппаратурно-методический комплекс нового метода. Посредством этого комплекса успешно проведены экспериментальные полевые работы на Украине, в Якутии и в Татарстане с различными целями. Опыт работ позволил усовершенствовать этот комплекс ЗВТ (речь идет уже о третьем поколении аппаратуры) с учетом достаточно необычной специфики этого метода.

Развитие метода ЗВТ, как нам представляется, возможно по двум основным направлениям, причем обе методики могут (или должны) быть использованы в комплексе. Первое направление, практически реализованное и обсуждавшееся в этой главе, – это площадные наблюдения с использованием индуктивных датчиков (ЗВТ-М). Регистрируемая ЭДС может иметь электродинамическое происхождение или отражать процессы ВП (или то и другое),

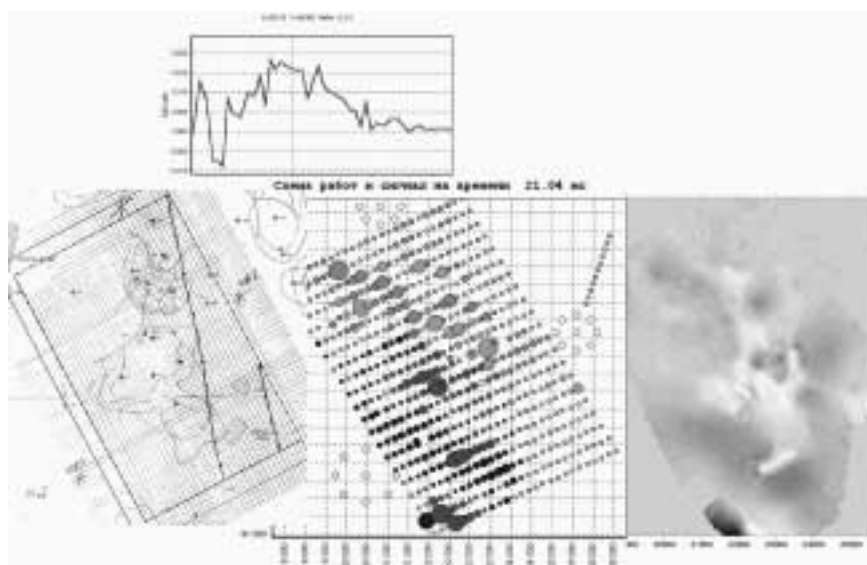


Рис. 5.38. Оконтуривание Красно-Октябрьской залежи

но важно, что в любом случае наблюдаемое поле связано только с нарушениями горизонтальной однородности и не содержит вклада вмещающей толщи. Интерпретация на первом этапе заключается просто в построении карты наблюдаемого поля.

Второе, еще нереализованное направление связано с регистрацией электрического отклика на дневной поверхности. Такую методику следует рассматривать как способ изучения процессов ВП. Он представляет интерес тем, что электродинамический процесс установления поля КЭД весьма скоротечен по сравнению с обычной заземленной горизонтальной линией. Привлекает с методической точки зрения и азимутальная симметрия поля КЭД. Отметим, что управляемая установка КЭД позволяет оперативно комплексовать зондирования вертикальными токами с магнитным и электрическим приемом с традиционными методиками ЗС и ВП.

Замечательные свойства процесса установления ТМ-поля поз-

воляют предлагать новые решения для традиционно трудных задач индукционной электроразведки.

Известна проблема морской электроразведки, где геоэлектрический разрез экранируется толщей морской воды. Но эта проблема тяжела именно при традиционном ТЕ-возбуждении (преимущественно горизонтальные токи). Процесс установления поля КЭД как ТМ-возбудителя происходит таким образом, что процесс (как он отражается в отклике на дневной поверхности) всегда, на всех стадиях, определяется вертикальной структурой разреза, а не суммарными характеристиками (суммарной продольной проводимостью). Стоит отметить, что в море облегчаются некоторые проблемы устройства мощной установки КЭД (заземление, судовые источники тока). Коль скоро толща морской воды не является фатальным фактором в ЗВТ, можно рассматривать вариант работы в арктических областях при расположении установки КЭД в районах, закрытых полярными льдами, или на плавучей льдине.

При площадных работах с магнитным приемом (ЗВТ-М) с мощной питающей установкой КЭД возможен аэровариант. На наш взгляд, измерения в условиях компенсированного фона (т. е. прямые измерения аномального поля) делают аэровариант более надежным способом сбора площадной информации.

Вообще, предполагая лучшие времена, можно рекомендовать ЗВТ в качестве новой перспективы для сверхмощных электромагнитных зондирований. Круговой электрический источник – неиндуктивный источник также и в том смысле, что не обладает собственной индуктивностью. Это облегчает проблему коммутации больших токов. Кроме того, имея, допустим, источник, способный давать тысячу ампер (при достаточном напряжении), прогнать такой ток через большую петлю – проблема, нужен кабель большого сечения. Этот же ток в восьмилучевой установке КЭД реализовать нетрудно с применением самых обычных марок кабелей (в импульсном режиме).

Необходимо отдельно сказать о представляющем интерес варианте малоглубинной электроразведки с использованием КЭД. Главной характерной особенностью кругового электрического ди-

поля является отсутствие квазистационарного магнитного отклика горизонтально-слоистой среды на дневной поверхности (и выше, в воздухе). Однако нестационарная часть отклика дает магнитное поле всюду (гл. 3). Это поле, значительное на самых ранних временах процесса установления, целиком определяется диэлектрическими свойствами геоэлектрического разреза. Таким образом, КЭД – принципиально удобный инструмент для нестационарной малоглубинной геоэлектрики. Представляются немаловажными и другие преимущества КЭД на высоких частотах – отсутствие собственной индуктивности и осесимметричность. (Заметим, что в этом режиме петля – неосесимметричный источник. Изменения тока в петле распространяются от места подвода тока по петле с конечной скоростью. Например, для петли диаметром 1 м процесс изменения тока во всей петле будет не менее 10 нс.) Более того, на высоких частотах (или в сверхранней стадии установления) нет нужды заземлять внешние концы радиальных линий. Таким образом, мы можем рассмотреть перспективы создания совершенно оригинального, достаточно технологичного, малоглубинного метода диэлектрических зондирований. Остается только предположить, учитывая и локальность поля КЭД, что такое устройство можно с большим правом именовать «георадар» или «геолокатор», чем предложенные до сих пор устройства на основе других источников.

Кроме того, необходимо отметить, что КЭД как источник, не имеющий собственного прямого поля (в определенном смысле), представляет интерес для частотных зондирований. Может быть, в этом состоит альтернатива рассмотренному в этой главе методу ЗВТ-М, в котором использован импульсный режим. Альтернатива эта вполне серьезна в силу возможного упрощения и повышения надежности силовой аппаратуры.

Заключение

Особенность изложенного курса импульсной электроразведки состоит в подробном обосновании нового направления в зондированиях становлением - зондированиях становлением поля электрического типа. Показано, что это новое направление есть «недостающая половинка» импульсной электроразведки, в принципе возможной с применением полей магнитного и электрического типа. Естественно и по необходимости обоснование неиндуктивной импульсной электроразведки (зондирований вертикальными токами) сопровождалось критикой традиционной индуктивной методики. Но у нас нет намерения противопоставлять индуктивную и неиндуктивную электроразведки. Автор этого издания не мало занимался различными проблемами индуктивной импульсной электроразведки. Нами неоднократно отмечено, что переходные процессы электрического и магнитного типов имеют совершенно различные качества. Но это означает, что могут и должны решаться разные задачи с их применением. Мы отлично понимаем, что слишком широкое, зачастую плохо физически обусловленное применение индуктивной импульсной электроразведки происходило еще и по причине отсутствия ясной альтернативы. Теперь мы обозначили такую альтернативу. Сфера применения импульсной электроразведки может быть поделена на область задач, которые лучше решать с помощью индуктивной импульсной электроразведки, и на область преимущественного применения неиндуктивной импульсной электроразведки. В результате сфера эта, мы надеемся, вновь расширится, в особенности за счет глубинного использования.

Библиографический список

1. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям: Пер. с англ. М.: Наука, 1979. 830 с.
2. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров: Пер. с фр. М.: Наука, 1967.
3. Астраханцев Г.В. О свойствах частотных и переходных характеристик переменного электромагнитного поля, используемого в электроразведке // Методические вопросы рудной геофизики Урала: Тр. Ин-та геофизики УФ АН СССР: Геофиз. сб. 1965 (4). № 3.
4. Балашов Б.П., Могилатов В.С. О разработке аппаратного комплекса электроразведочной системы зондирования вертикальными токами // Геофизика. 1996. N 3. С. 30 - 33.
5. Безрук И.А., Куликов А.В., Чернявский Г.А. Электроразведка в комплексе поисковых геофизических работ // Прикл. геофизика. 1994. № 131. С. 190 - 209.
6. Белаш В.А., Табаровская И.Я. О влиянии наклона слоев на результаты наблюдений методом ЗСМ // Геология и разведка. 1973. № 11.
7. Бердичевский М.Н., Ваньян Л.Л. Электромагнитное поле в тонкослоистых средах // Тр. Ин-та геологии и геофизики СО АН СССР. 1961. Вып. 11.

8. Бердичевский М.Н. Геоэлектрические исследования в России // Изв РАН. Сер. Физика Земли. 1994. № 6. С. 4 - 22.
9. Ваньян Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М.: Недра, 1965. 109 с.
10. Великин А.Б., Франтов Г.С. Электромагнитные поля, применяемые в индуктивных методах электроразведки: Обзор заруб. лит. Л.: Гостехиздат, 1962.
11. Гасаненко Л.Б., Маркина Е.А. Электромагнитное поле низкочастотного диполя в горизонтальнослоистой среде // Учен. зап. ЛГУ. Сер. физ. и геол. наук. 1967. № 333. Вып.17. С. 201 - 226.
12. Гельфанд И.С. Электромагнитное поле горизонтальной рамки в слоистой среде // Сб. статей по геофизическим методам разведки. М.: Госгеолтехиздат, 1955.
13. Гольдман М.М., Могилатов В.С. Становление поля вертикального электрического диполя, погруженного в горизонтально слоистое полупространство // Теория и опыт применения электромагнитных полей в разведочной геофизике: Сб. науч. тр. ИГиГ СО АН СССР. Новосибирск, 1978. С. 123 - 138.
14. Градштейн И.С., Рыжик М.М. Таблицы интегралов, сумм и рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с.
15. Губатенко В.П., Назаров А.А. Об асимптотическом поведении поздних стадий становления поля и применимости квазистационарного приближения в одномерной модели несовершенного диэлектрика // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1994. N 6. С. 50 - 55.
16. Даев Д.С. О влиянии вмещающей среды в некоторых задачах индуктивной электроразведки // Теория электромагнитных полей, применяемых в разведочной геофизике: Тр. ИГиГ СО АН СССР. Новосибирск, 1964. Вып. 39.

17. Дмитриев В.И., Скугаревская О.А., Фролов П.П. Некоторые вопросы метода становления поля в ближней зоне. М.: Изд-во МГУ, 1973. 50 с.
18. Жданов М.С. Электроразведка. М.: Недра, 1986. 316 с.
19. Задорожная В.Ю., Лепешкин В.П. Учет процессов вызванной поляризации в многослойных разрезах при индукционном зондировании // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1998. № 3. С. 62 - 66.
20. Каменецкий Ф.М., Мамаев В.А. Нетрадиционное применение малоглубинной электроразведки для прогнозирования месторождений углеводородов. М.: АОЗТ «Геоинформмарк», 1995.
21. Каменецкий Ф.М., Макагонов П.П. О влиянии на процесс становления электромагнитного поля второй производной по времени в волновом уравнении // Геофизическая разведка. Недра, 1967. № 20.
22. Кауфман А.А., Морозова Г.М. Теоретические основы метода зондирования становлением поля в ближней зоне. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1970. 124 с.
23. Киселев Е.С., Киселева О.В. Трансформация результатов полевых измерений ЗСЗИ с учетом характера распределения поля над двухслойными моделями // Повышение эффективности разведочной геофизики на нефть и газ. М.: ВНИИГеофизика, 1990. С. 122 - 133.
24. Кормильцев В.В., Мезенцев А.Н. Электроразведка в поляризующихся средах. Свердловск: УрО АН СССР, 1989. 127 с.
25. Корольков Ю.С. Зондирование становлением электромагнитного поля для поисков нефти и газа. М.: Недра, 1987.
26. Мартышко П.С. Об определении границы трехмерного изолятора // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1995. № 4. С. 32 - 33.

27. Могилатов В.С. Поздняя стадия становления электромагнитного поля, возбуждаемого погруженным электрическим диполем // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1976. N 8. С. 103 - 107.
28. Могилатов В.С. Круговой электрический диполь новый источник для электроразведки // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1992. N 6. С. 97 - 105.
29. Могилатов В.С. Об одном способе решения основной прямой задачи электроразведки ЗС // Геология и геофизика. 1993. N 3. С. 108 - 117.
30. Могилатов В.С. Индуктивный, смешанный и гальванический источники в электроразведке становлением поля // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1997. N 12. С. 42 - 51.
31. Могилатов В.С. Возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле горизонтальным токовым листом // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1998. N 5. С. 45 - 53.
32. Могилатов В.С. Теоретический анализ возможностей зондирования вертикальными токами (ЗВТ) // Геология и геофизика. 1996. Т. 37, N 7. С. 112 - 119.
33. Могилатов В.С. Нестационарное поле кругового электрического диполя в однородной Земле // Геология и геофизика. 1997. Т. 38, N 11. С. 1849 - 1855.
34. Могилатов В. С. Вторичные источники и линеаризация в задачах геоэлектрики // Геология и геофизика. 1999. N 7. С. 1102 - 1108.
35. Могилатов В.С., Балашов Б.П. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1994. N 6. С. 73 - 79.

36. Могилатов В.С., Балашов Б.П. Зондирование вертикальными токами качественный шаг в развитии индукционной электро-разведки // Разведоч. геофизика. 1998. Вып. 4. 60 с.
37. Могилатов В.С., Злобинский А.В. Поле кругового электрического диполя (КЭД) при постоянном токе // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1995. N 11. С. 25 - 29.
38. Могилатов В. С., Эпов М. И. Томографический подход к интерпретации данных геоэлектромагнитных зондирований // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1999. N 11.
39. Могилатов В. С., Эпов М. И., Исаев И. О. Томографическая инверсия данных ЗСБ-МПП // Геология и геофизика. 1999. N 4. С. 637 - 644.
40. Московская Л.Ф. Расчет нестационарных электромагнитных полей при дипольном возбуждении модели слоистой среды, содержащей локальные неоднородности по проводимости // Рос. геофиз. журн. 1994. № 3-4.
41. Патент РФ. Способ геоэлектроразведки / В.С. Могилатов. N 1062631. Оpubл. 23.12.83. Бюл. N 47.
42. А. с. (СССР). Способ геоэлектроразведки / Г.М. Тригубович, А.К. Захаркин, В.С. Могилатов. N 1760873.
43. Патент РФ. Способ прямых поисков геологических объектов и устройство для его осуществления / В.С. Могилатов, Б.П. Балашов. N 2028648. Оpubл. 09.02.95. Бюл. N 4.
44. Патент РФ. Способ геоэлектроразведки / В.С. Могилатов, Б.П. Балашов. N 2084929. Оpubл. 20.07.97. Бюл. N 20.
45. Патент РФ. Способ прямых поисков локальных объектов / В.С. Могилатов, Б.П. Балашов. N 2112995. Оpubл. 10.06.98. Бюл. N 16.

46. Патент РФ. Способ прямого поиска геологических объектов и устройство для его осуществления / В.С. Могилатов, Б.П. Балашов, А.К. Зажаркин, Г.В. Саченко, М.Ю. Секачев. N 2111514. Оpubл. 20.05.98. Бюл. N 14.
47. Патент РФ. Способ прямого поиска локальных объектов на шельфе Мирового океана и устройство для его осуществления в открытом море / Б.П. Балашов, В.С. Могилатов. N 2116658. Оpubл. 27.07.98. Бюл. N 21.
48. Рабинович Б.И., Могилатов В.С. Становление поля погруженного вертикального магнитного диполя // Геология и геофизика. 1981. N 3. С. 88 - 100.
49. Рамапрасад Рао И.Б., Каменецкий Ф.М., Макагонов П.П., Мухина Н.И. Переходный процесс от двух горизонтальных тонких пластов // Прикл. геофизика. 1976. Вып. 82.
50. Светов Б.С. Электродинамические основы квазистационарной геоэлектрики. М.: ИЗМИРАН, 1984. 183 с.
51. Сидоров В.А. Импульсная индуктивная электроразведка. М.: Недра, 1985. 192 с.
52. Сидоров В.А., Тикшаев В.В. Электроразведка зондированиями становлением поля в ближней зоне. Саратов: Изд-во Нижневолж. НИИГиГ, 1969. 68 с.
53. Скугаревская О.А. О конечной стадии процесса становления электрического тока в слое, лежащем на идеально проводящем основании // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1951. N 6. С. 37 - 49.
54. Скугаревская О.А. Расчет конечной стадии процесса становления электрического поля в трехслойной среде // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1959. N 1. С. 59 - 72.
55. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: Иностран. лит., 1954.

56. Сочельников В.В. Влияние покровных отложений в методе переходных процессов // Изв. вузов. Геология и разведка. 1966. № 9.
57. Сочельников В.В., Коваль Т.П. Оценка влияния конечных размеров токового кольца на результаты глубинного зондирования с использованием магнитных бурь // Геомагнетизм и аэронами. 1970. № 5.
58. Табаровский Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1975. 140 с.
59. Табаровский Л.А., Соколов В.П. Программа расчета нестационарного поля дипольных источников в горизонтальнослоистой среде (АЛЕКС) // Электромагнитные методы геофизических исследований. Новосибирск: Изд-во ИГиГ СО АН СССР, 1982. С. 57 - 77.
60. Табаровский Л.А., Эпов М.И. Дискретные спектры в задачах дифракции нестационарного поля на пленках Шейнмана // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1998. N 9. С. 46 - 54.
61. Табаровский Л.А., Эпов М.И., Антонов Е.Ю. Электромагнитное поле в средах со слабонегоризонтальными границами. Новосибирск, 1988. 22 с. Деп. ВИНТИ 18.07.88. N 6258-B88.
62. Тихонов А.Н. О становлении электрического тока в однородном проводящем полупространстве // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1946. Т.10, N 3. С. 213 - 231.
63. Тихонов А.Н. О становлении электрического тока в неоднородной слоистой среде // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1950. Т.14, N 3. С. 199 - 222.
64. Тихонов А.Н., Скугаревская О.А. О становлении электрического тока в неоднородной среде. II // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1950. Т. 14, N 4. С. 281 - 293.

65. Уилкинсон Дж., Райнш К. Справочник алгоритмов на языке Алгол: Пер. с англ. М.: Машиностроение, 1976. 390 с.
66. Уэйт Дж. Р. Геоэлектромагнетизм: Пер. с англ. М.: Недра, 1987. 235 с.
67. Филатов В.В., Исаев Г.А. О возможности применения принципов аналитического продолжения в методах становления поля // Новое в развитии рудной геофизики в Сибири: Тр. СНИИГГиМС. Новосибирск, 1976. Вып. 238.
68. Фролов П.П. Об асимптотическом поведении становления поля в слоистой среде // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1965. N 1.
69. Шейнман С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле // Прикл. геофизика. М.: Гостоптехиздат, 1947. Вып. 9. С. 3 - 55.
70. Шуман В.Н., Долинская М.М. Интерпретация электромагнитных наблюдений в переходном режиме по методу гиперболического уравнения: вычислительный аспект // Методы решения прямых и обратных задач геоэлектрики. М., 1987. С. 40 - 54.
71. Хачай О.А., Новгородова Е.Н., Бодин Вд.В. О проблемах малоглубинной геоэлектрики и некоторых результатах их решения // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. 1999. N 5. С. 47 - 53.
72. Четаев Д.Н. Теория зондирования импульсами постоянного тока в незаземленную петлю // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1956. № 5.
73. Четаев Д.Н. К расчету неустановившихся электромагнитных полей в неоднородных средах // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1956. Вып. 32(159).
74. Эпов М.И., Ельцов И.Н. Прямые и обратные задачи индуктивной геоэлектрики в одномерных средах. Новосибирск: Изд-во ОГГиМ СО РАН, 1992. N 2. 31 с.

75. Эпов М.И., Ельцов И.Н. Релаксация электромагнитного поля дипольного источника в проводящем слоистом пласте, погруженном в изолятор // Геология и геофизика. 1991. N 10. С. 126 - 129.
76. Отчет о работах Михайловской электроразведочной партии № 21/9495, проведенных на территории Муслюмовского и Сармоновского районов республики Татарстан: В 3 кн. / Отв. исполнитель В.И. Богатов. Казань: ОАО «Татнефтегеофизика», Казанская ГЭ, 1996.
77. Alumbaugh D.L., Morrison H.F. Theoretical and practical considerations for crosswell electromagnetic tomography assuming a cylindrical geometry // Geophysics. 1995. 60, N 3. P. 846 - 870.
78. Anderson W.L. Improved digital filters for evaluating Fourier and Hankel transform integrals // U.S. Dept. of Commerce, National Technical Information Service Report PB242156 1975. 15 p.
79. Anderson W.L. Computer program numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering // Geophysics. 1979. V. 44. N 7. P. 1287 - 1305.
80. Anderson W.L. Computation of Green's tensor integrals for three-dimensional electromagnetic problems using fast Hankel transforms // Geophysics. 1984. V. 49. N 10. P. 1754 - 1759.
81. Anderson W.L. A hybrid fast Hankel transform algorithm for electromagnetic modelling // Geophysics. 1989. V. 54. N 2. P. 263 - 266.
82. Bhattacharyya B.K. Electromagnetic fields of a transient magnetic dipole on the earth's surface // Geophysics. 1959. V. 24. N 1. P. 89 - 108.
83. Christensen N.B. Imaging of transient electromagnetic soundings using a scaled Frechet derivative // Inverse methods interdisciplinary Elements of Methodology. Computation and

- Application. Lecture notes in Earth sciences. Berlin: Heidelberg: Springer-Verlag. 1996. V. 20.
84. Goldman M.M. The integral finite difference method for calculating transient electromagnetic fields in a horizontally stratified medium // Geophysical Prospecting. 1983. V. 31. N 4. P. 664 - 686.
85. LaBrecque D.J., Ramirez A.L., Daily W.D., Binley A.M., Schima S.A. ERT monitoring of environmental remediation processes // Meas. Sci. and Technol. 1996. V. 7. N 3. P. 375 - 383.
86. Levenberg K.A. Method for solution of certain nonlinear problems in least squares // Quart. Appl. Math. 1944. V. 2. P. 164 - 168.
87. Lizhen Liu, Ziling Zhang, Jianwen He, Yiren Wu. Application and development of electromagnetic wave tomography in karst exploration // IAHS Publ. 1988. N 176. P. 750 - 757.
88. Marquardt O.W. An algorithm of least squares estimation of nonlinear parameters // J. Soc. Indust. Appl. Math. 1963. V. 11. P. 431 - 441.
89. Mogilatov V., 1996, Excitation of a halfspace by a radial current sheet source: Pure and applied geophysics. V. 147. No. 4. P. 763 - 775.
90. Mogilatov V., Balashov B., 1996, A new method of geoelectrical prospecting by vertical electric current soundings: J. of applied geophysics. Vol. 36. P. 31 - 41.
91. Prácsér E. Fast computing of transient electromagnetic field on the surface of a layered halfspace // Geofiz. kozl. 1992. 37, N 2-3. P. 159 - 176.
92. Wilt M.J., Alumbaugh D.L., Morrison H.F., Becker A., Lee K.H., DeszczPan M. Cross-well electromagnetic tomography: System design considerations and field results.// Geophysics. 1995. 60, N 3, P. 871 - 885.

93. Zhou Qiang, Becker Alex, Morrison H.F. Audiofrequency electromagnetic tomography in 2D // Geophysics. 1993. V. 58, N 4. P. 482 - 495.

Могилатов Владимир Сергеевич

ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА

Учебное пособие

Редактор С.Д. Андреева

Подписано в печать 02.02.2002 г.

Формат бумаги $60 \times 84^{1/16}$. Офсетная печать.

Уч.-изд. л. 15. Тираж 1000 экз.

Заказ №

Лицензия ЛР №021285 от 6 мая 1998 г.

Издательский центр НГУ

630090, Новосибирск-90, ул. Пирогова, 2