

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ
геолого-геофизический факультет
кафедра геофизики

В. С. Могилатов

Импульсная геоэлектрика

Учебное пособие

Новосибирск

2014

УДК 550.837.82

ББК 26.2

М74

Рецензент

д-р геол.-мин. наук, проф. Н. О. Кожевников

Издание подготовлено в рамках реализации *Программы развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Новосибирский государственный университет» на 2009–2018 годы.*

Могилатов, В. С.

М74 Импульсная геоэлектрика : учеб. пособие / В. С. Могилатов ;
Новосиб. гос. ун-т. –

Новосибирск : РИЦ НГУ, 2014. – 181 с.

ISBN 978-5-4437-0271-1

Учебное пособие «Импульсная геоэлектрика» написано на основе специального курса, который автор читает студентам-геофизикам НГУ много лет, и предназначено в помощь слушателям спецкурса. Предыдущее издание 2002 года в значительной мере устарело в прикладных аспектах, и новое пособие отражает развитие импульсной электроразведки за эти годы. Причем отражены не только методические новации, но и новейшие теоретические взгляды на проблемы нестационарной геоэлектрики. Основной особенностью данного курса импульсной электроразведки, отраженной в учебном пособии, остается подход с позиций «ТЕ-ТМ-дуализма» к описанию теории, развитию технических средств и практики электроразведки с контролируемыми источниками. Это его тема и метод, в этом заключается его смысл и особенность. Такой подход пока не освещен широко и отчетливо ни в учебниках, ни в монографиях по электроразведке. Пособие предназначено для студентов и аспирантов НГУ, однако оно будет интересно студентам других российских вузов, а также широкому кругу специалистов.

УДК 550.837.82

ББК 26.2

© Новосибирский государственный
университет, 2014

© В. С. Могилатов

ISBN 978-5-4437-0271-1

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Теория Е- и Н-полей при возбуждении источниками разных типов	10
1.1. Возбуждение горизонтальным токовым листом. Моды	11
1.1.1. Моды и нестационарные процессы магнитного и электрического типов	13
1.1.2. Пример 1. Токовая петля – индуктивный источник	16
1.1.3. Пример 2. Круговой электрический диполь – гальванический источник	17
1.1.4. Пример 3. Заземленная линия – смешанный источник	18
1.2. Два способа решения задачи об установлении. N-слойная среда	19
1.2.1. Однородные полупространства	23
1.2.2. Двухслойный разрез. Поздние стадии ТЕ- и ТМ- поля	24
1.3. Интегральный способ расчета в прямой задаче производных по параметрам слоистой модели	27
1.4. Токи смещения в импульсной электроразведке	30
1.4.1. Высокочастотные малоглубинные зондирования. Источник – петля	31
1.4.2. Круговой электрический диполь (КЭД). Сверхранняя стадия ТМ- поля	34
1.4.3. Глубинная электроразведка	36
1.5. Программное обеспечение импульсной электроразведки	37
1.5.1. О способах решения задачи о становлении электромагнитного поля	37
1.5.2. Программа Выбор-ЗС	39
1.5.3. Произвольная конфигурация источника и приемников	41
1.5.4. Анизотропия	45
1.5.5. Учет вызванной поляризации	46
1.5.6. Сложный импульс возбуждения	46
1.5.7. Морской вариант (погружение источника-приемника)	47
1.5.8. Инверсия в программе Выбор-ЗС	48
1.6. Моды и способы возбуждения. Терминология	49
Глава 2. Индуктивные импульсные зондирования	50
2.1. ТЕ-поле в электроразведке	50
2.2. Становление поля магнитного типа	52
2.2.1. Процесс становления в полупространстве	52
2.2.2. Переходный процесс в присутствии S -плоскости	53
2.2.3. Релаксация поля в пачке S -плоскостей	56
2.2.4. Становление поля токовой петли в двухслойной среде с изолирующим основанием	57
2.2.5. Поздняя стадия ТЕ-процесса в многослойной среде	58
2.2.6. Становление поля ВМД в среде со сверхпроводящим основанием	60

2.3.	Линеаризация прямых задач индуктивной электроразведки	61
2.3.1.	Базовая модель и метод вторичных источников	61
2.3.2.	Интегральное уравнение и борновское приближение	62
2.3.3.	Производные по параметрам базовой модели	63
2.3.4.	Быстрое приближенное моделирование задач установления различной размерности	64
2.3.5.	Отклик как поле мгновенного распределения токов в среде ...	69
2.3.6.	Приближенный учет токов смещения в задаче установления .	70
2.4.	Об интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки	71
2.4.1.	Одномерный подход к интерпретации данных ИИЭ	71
2.4.2.	Система Подбор и другие	73
2.4.3.	Влияние сильно проводящего слоя или основания.....	76
2.4.4.	Боковые влияния.....	77
2.4.5.	Интерпретация площадных данных ИИЭ	78
2.4.6.	От одномерного к трехмерному	80
2.4.7.	Томографический подход	82
2.5.	Заключение	87
Глава 3.	Поле электрического типа.....	89
3.1.	Где прячется ТМ-поле?	89
3.2.	Становление поля ВЭД в двухслойной среде.....	92
3.3.	Круговой электрический диполь (КЭД). Однородная земля.....	94
3.3.1.	Гармонический режим.....	95
3.3.2.	Незаземленная установка КЭД	100
3.4.	Поле КЭД в многослойной среде	102
3.4.1.	КЭД и S-плоскость.....	103
3.4.2.	Становление поля КЭД в присутствии высокоомного экрана	107
3.5.	Становление поля КЭД в присутствии изолирующего экрана. Токи смещения	110
3.6.	Вертикальная электрическая линия и КЭД	112
3.7.	ВЭД и КЭД в море.....	114
3.8.	Магнитное поле КЭД	115
3.9.	Тороидальная катушка	116
3.10.	Заключение. Свойства ТМ-поля. Процессы ВП.....	117
Глава 4.	Зондирования вертикальными токами (ЗВТ).....	119
4.1.	История и аналоги	122
4.2.	Физическое моделирование	126
4.3.	Математическое обеспечение ЗВТ	128
4.4.	Идеальный и реальный КЭД.....	131
4.5.	Как использовать ТМ-поле?	132
4.6.	Устройство КЭД и аппаратура ЗВТ	133
4.6.1.	Расположение КЭД на местности.....	133
4.6.2.	Устройство заземлений	134
4.6.3.	Импульсное питание зондирующей установки	134

4.6.4.	Измеритель	135
4.6.5.	Индуктивные датчики	137
4.7.	Измерения магнитного поля. Методика ЗВТ-М.....	138
4.7.1.	ЗВТ-М и метод чистой аномалии	139
4.7.2.	Сигналы ЗВТ и горизонтально-слоистый разрез.....	141
4.7.3.	Расположение КЭД относительно объекта и система наблюдений	141
4.7.4.	Обработка и представление данных ЗВТ-М.....	142
4.7.5.	Характер площадного сигнала в ЗВТ-М	143
4.7.6.	Ранние времена в ЗВТ-М.....	145
4.7.7.	Привязка по глубине	145
4.7.8.	Влияние рельефа и неодномерности вмещающей толщи.....	146
4.7.9.	Влияние дефектов КЭД	147
4.8.	Рудные работы	147
4.9.	Работы на нефть.....	153
4.9.1.	Некоторые примеры	154
4.9.2.	Сигнал от ореольных изменений над залежью.....	156
4.9.3.	«Геомагнитная гипотеза»	158
4.9.4.	Обследование залежи от нескольких установок КЭД	163
4.10.	Электрические измерения. ЗВТ-Е	163
4.11.	Перспективы и проекты	164
4.11.1.	Аэровариант	165
4.11.2.	Морской вариант	165
4.11.3.	Арктический проект	166
4.11.1.	Нереализованное.....	169
4.12.	Заключение. О 3D-электроразведке	170
	Заключение	173
	Литература	174

Введение

В импульсной электроразведке регистрируется процесс установления геоэлектромагнитного поля, и по его свойствам судят о распределении геоэлектрических параметров в Земле. В отличие от методов постоянного тока, мы имеем теперь дело с индукционными процессами и говорим о методе становления. Другими словами, используется отклик геоэлектрической среды на изменение параметров источника, как правило, импульсным изменением питающего тока. Наиболее практической 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).

Следующий вопрос, который может возникнуть при определении конкретной методики, состоит в способе воздействия источника на среду. Даже на первый 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 E- и H-составляющие (поперечно-магнитное и поперечно-электрическое поле, TM (transverse magnetic) и TE (transverse electric), E- и H-моды, поле

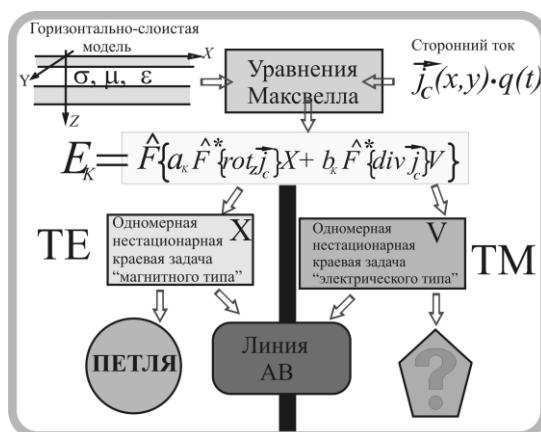


Рис. 1. «Дуальная» физико-математическая модель электроразведки

электрического типа и поле магнитного типа). На совершенно разные свойства этих составляющих поля произвольного источника обратил внимание еще Дж. Р. Уэйт в 1986 г. [102] в контексте чувствительности к тонкому высокомонному горизонту. 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 мало практический 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 Главе 1 и представленная условно здесь (рис. 1), двуединна и симметрична по отношению к полям электрического и магнитного типов. Это совершенно не новая теория, а лишь схема, правильно отражающая дуальную (ТЕ-ТМ) природу геоэлектромагнитного поля. Она же прямо указывает на существование источника электромагнитного поля электрического типа, в некотором смысле симметричного хорошо знакомой токовой петле. На схеме его место помечено знаком вопроса, но мы уже давно знаем ответ, и источник – круговой электрический диполь (КЭД) – представлен на рис. 2 как абсолютно закономерное дополнение к основным электроразведочным источникам – токовым линии и петле.

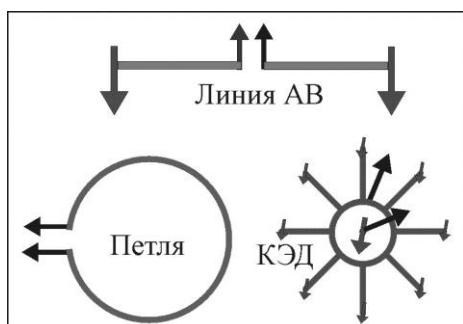


Рис. 2. Три типа источников

магнитного типа. Оно возбуждается индуктивно (например, петлей) и в целом речь идет об индуктивной электроразведке. В последние десятилетия прослеживается тенденция сужения области применения геоэлектромагнитных методов и переориентации на малоглубинные проблемы – экологические, гидрогеологические и инженерные. Эту тенденцию следует связывать именно с индуктивной электроразведкой. Возможна индукционная (в частности, импульсная) «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, задача электроразведки не состоит в реализации ТЕ- или ТМ-процессов. Индуктивная электроразведка применяется и в существенно трехмерных средах, где разделения поля на Е- и Н-поляризации не происходит. Важность ТЕ-ТМ-подхода в геоэлектрике связана с особой ролью одномерной слоистой модели среды (из признания важности

но на практике это не реализуется, слабо изучены свойства переменного ТМ- поля, не был известен наземный источник переменного поля электрического типа, в объявлении смысле симметричный токовой петле. Современная индукционная электроразведка (в частности, импульсная) основана практически лишь на использовании поля

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.

Итак, в Главе 1 предлагается общая «одномерная» теория импульсной электроразведки. Мы здесь, по сути дела, заново «переложили старые кирпичи» и достигли, как кажется автору, некоторых новых качеств по части краткости и прочих удобств. При решении задачи о становлении предлагаются наряду с обычным частотным подходом решения во временной области, предложенные А. Н. Тихоновым. Эти решения позволяют, между прочим, легко получать асимптотические представления для поздних стадий становления в средах с изолирующим основанием и весьма наглядно показать разницу между индуктивной и гальванической составляющими.

В Главе 2 рассматриваются некоторые проблемы ИИЭ – индуктивной импульсной электроразведки (метод переходных процессов – МПП, зондирования становлением в ближней зоне – ЗСБ и пр.) – как наиболее современного и популярного метода, основанного на использовании ТЕ-процесса (магнитной моды) становления в качестве базового процесса. Здесь нет систематического и всестороннего методического описания, как, например, в книге В. А. Сидорова [58] или у представителей сибирской школы ЗСБ [20], [45]. Здесь мы рассматриваем выбранные интересные ситуации и надеемся, что кое-что окажется для читателя новым. На изложение также явно влияет наше намерение представить в последующих главах (3 и 4) альтернативу – неиндуктивную импульсную электроразведку, основанную на использовании переходного ТМ-процесса. Интересным моментом для самого автора является изложение возможного подхода к оперативной трехмерной интерпретации, основанного на линеаризованной (в борновском смысле) постановке и томографической технологии.

В Главе 3 анализируются свойства переменного ТМ- поля (поля электрического типа), возбуждаемого контролируемыми источниками в геоэлектрической среде. Приходится констатировать, что эти свойства слабо и невнятно озвучены в литературе. Можно сделать общее замечание, что ТМ-поле, имеющее вертикальную электрическую компоненту, менее «естественно» для слоистого разреза, нежели ТЕ-поле, образующее систему только горизонтальных токов. Это проявляется, например, в более быстром затухании поля электрического типа так, что электрическая горизонтальная линия, возбуждающая поля обеих типов, в поздней стадии становления является фактически индуктивным источником. В результате для практического использования ТМ-процесса необходимо применять источник, не возбуждающий ТЕ-поля. Такой источник давно известен – это вертикальная электрическая линия (или диполь, ВЭД), размещаемая в

скважинах (или в море). Однако он мало пригоден для широкого применения. Теория, кратко представленная на рисунке выше, предполагает наземный источник такого рода – круговой электрический диполь (КЭД). Таким образом, свойства ТМ-поля есть свойства полей ВЭД и КЭД, что и описывается в Главе 3.

Наконец, в Главе 4 предлагается и новый метод, основанный на применении ТМ-поляризации геоэлектромагнитного поля – зондирования вертикальными токами (ЗВТ). Название отражает физическую основу метода, которой является ТМ-поле. Переходной ТМ-процесс возбуждается круговым электрическим диполем, точнее сказать, приближенной реализацией такого источника системой радиальных линий. Согласно теории, развитой в главах 1 и 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 развивающейся сейчас модификации (ЗВТ-М) производятся площадные наблюдения магнитного поля, само наличие которого связано с латеральными нарушениями геоэлектрического разреза. История ЗВТ пока коротка и совпала на первом этапе с трудным периодом для российской геофизики и, особенно, для электроразведки в 90-ых гг.. Тем не менее проведены десятки полевых работ с рудным и нефтяным объектами, создано третье поколение аппаратуры.

Автор должен выразить благодарность группе людей, с которыми он много лет реализовывал то новое направление в контролируемой электроразведке, которое в значительной мере составляет содержание этой книги. В частности, в этом учебном пособии широко используются результаты полевых экспериментов и работ, полученные этим коллективом, который в последние годы сосредоточен в фирме «НТК ЗаВeT-ГEO». В особенности доктору технических наук Б. П. Балашову и директору фирмы кандидату технических наук А. В. Злобинскому.

Это издание учебного пособия по курсу импульсной электроразведки значительно отличается от предыдущего, которое вышло десять лет назад. Изменения связаны с развитием метода ЗВТ и импульсной электроразведки в целом. Появилось много новых убедительных результатов применения ЗВТ в рудной и нефтяной разведке. Нет отдельной главы, посвященной программному обеспечению импульсной электроразведки. Это обеспечение тоже развивалось, пришло к формам более компактным и универсальным, и его описание теперь распределено по главам. Обновлен список литературы, заменен устаревший материал, учтены слабые места, неточности и ошибки первого издания.

Глава 1. Теория Е- и Н-полей при возбуждении источниками разных типов

Поля электрического и магнитного типа являются физическими реалиями, на основе которых устроены известные методы электроразведки и могут быть предложены новые. Сейчас нашей целью является построить такие решения одномерных задач контролируемой геоэлектрики, которые и по форме являлись бы суперпозицией полей магнитного и электрического типа при явно обозначенной связи этой формы со свойствами источника (стороннего тока).

Проблема в том, что обычный способ скаляризации уравнений Maxwellла – введение потенциалов – не приводит сразу и очевидно 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 электрическая составляющая общего поля – полю электрического типа. Этим мы и воспользуемся ниже.

Необходимо также пояснить наш выбор источников. Анализ проблем электроразведки с точки зрения разделения на поля магнитного и электрического типа имеет тем большее значение, чем большая общность предусмотрена в определении источника. Множество всех наземных питающих установок можно описать, введя плоское горизонтальное распределение стороннего тока. Режим источника предусматривается произвольным во времени, но при этом синхронным. Решения для режима становлениялагаются в виде интеграла Фурье, а также способом (в квазистационарном приближении при ограничениях на проводимость основания), предложенным А. Н. Тихоновым, суть которого состоит в сведении к задаче Штурма-Лиувилля и аналитическом ее решении.

Мы постараемся наиболее отчетливо показать связь между конфигурацией стороннего тока и типом возбуждаемого поля. Поясняя наш подход и предваряя результаты, мы можем сказать, что широко применяемый источник – незаземленная токовая петля – есть чисто индуктивный источник, возбуждающий в слоистой земле только ТЕ-поле. Вновь предлагаемый источник – круговой электрический диполь (КЭД) – есть чисто гальванический источник, возбуждающий ТМ-поле. Наконец, еще один популярный источник – горизонтальный электрический (заземленный) диполь – есть смешанный источник, фактически составленный из трех: токового отрезка (индуктивный источник) и двух точечных заземлений (гальванические источники) (рис. 1.1б).

1.1. Возбуждение горизонтальным токовым листом. Моды

Рассмотрим распределение поверхностной плотности (именно *поверхностной*, в A/m^2) стороннего тока, который меняется синхронно – $j^{cm}(x,y)q(t)$ и располагается на любой (фактической или фиктивной) границе горизонтально-слоистого разреза. Этой границей может 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, но также и менее привычные установки с распределенными проводниками и заземлениями. Например, для основных источников в наземной электроразведке – горизонтальный электрический диполь (ГЭД или линия – ГЭЛ), токовая петля и круговой электрический диполь (КЭД) – поверхностная плотность определяется следующим образом:

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

$$\text{петля} \rightarrow j_\phi^{cm}(r) = I \cdot \delta(r-a),$$

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

где $U(x)$ – функция Хевисайда, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, dx_0 – длина ГЭЛ, a – радиус токовой петли, r_0 – радиус КЭД.

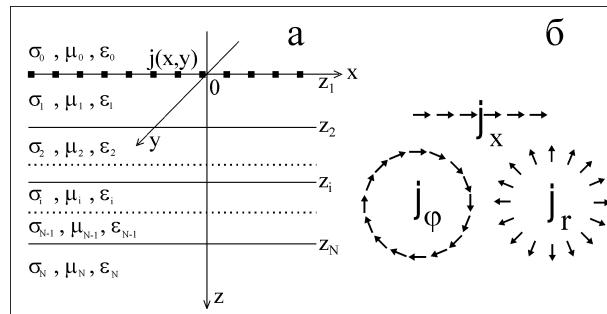


Рис. 1.1. Модель среды и система координат – а, основные типы стороннего тока – б

Заметим, что допущение синхронности изменения тока в каждой точке источника может быть физически некорректным при рассмотрении очень ранних времен (при необходимости учета токов смещения и конечной скорости распространения). Примем одномерную кусочно-однородную геоэлектрическую модель, изображенную на рис. 1.1. Каждый слой

изотропен. Ось z направлена вниз. Итак, в каждом однородном слое ($i = 0, 1, \dots, N$) мы должны решить однородную систему уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma_i \mathbf{E} + \varepsilon_i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu_i \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0, \quad (1.3)$$

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

Первое уравнение Максвелла мы привели с производной электрического поля по времени, т. е. с током смещения. Некоторое время мы будем сохранять учет этого члена в наших выкладках. Но хорошо известно, что в задачах геоэлектрики обычно можно пренебречь этим членом (токами смещения). Это называется квазистационарным приближением. Оно значительно упрощает математический аппарат зондирований становлением, и мы этим воспользуемся. Можно предложить читателю некоторые работы, где изучается влияние токов смещения на переходный процесс – [23], [39], [89]. Мы также уточним ниже ситуацию с токами смещения в случае чистого ТМ- поля – она отличается от того, что имеет место в присутствии ТЕ-поляризации.

На границах между слоями непрерывны горизонтальные компоненты поля (H_x, H_y, E_x, E_y). На границе ($z = z_l$), в плоскости которой содержится поверхностный сторонний ток, должны выполняться особые условия, являющиеся следствием первого уравнения (1.1) (если в него добавить сторонний ток):

$$\begin{aligned} [H_x] \Big|_{z=z_l} &= -j_y^{cm}(x, y) \cdot q(t), \\ [H_y] \Big|_{z=z_l} &= j_x^{cm}(x, y) \cdot q(t), \\ [E_x] \Big|_{z=z_l} &= 0, \\ [E_y] \Big|_{z=z_l} &= 0. \end{aligned} \quad (1.5)$$

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

1.1.1. Моды и нестационарные процессы магнитного и электрического типов

Скаляризация задачи (1.1)–(1.5) может быть произведена, если выразить горизонтальные компоненты через вертикальные (такой способ скаляризации использован, например, в [64], можно заметить также, что это близко к решению, предложенном Т. Бромвичем [2]). Из уравнений (1.1)–(1.4) получаем следующие выражения горизонтальных компонент через вертикальные:

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

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

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

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

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

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

При переходе границ ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$), учитывая условия (1.5)–(1.9), имеем:

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

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

$$\left[\mu_i H_z \right]_{z=z_i} = 0, \quad (1.13)$$

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

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 $\mathbf{j}^{cm}(x, y)$ пока произвольно, используем двухмерное преобразование Фурье по координатам x и y , которое определяется следующим образом:

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

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

Если задача обладает осевой симметрией (когда функция f зависит только от $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, а f^* – только от $\lambda = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$), пара двойных преобразований Фурье эквивалентна паре преобразований Ганкеля:

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

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

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 увидеть, 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

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

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

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 ($z = z_i$, $i = 1, 2, \dots, N$):

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

а) для функции X

$$[\mu X]_{z=z_i} = 0,$$

$$\left[X'_z \right]_{z=z_i} = \begin{cases} q(t), & i=l \\ 0, & i \neq l \end{cases},$$

$$X \rightarrow 0,$$

б) для функции V

$$\left[\sigma V + \varepsilon \frac{\partial V}{\partial t} \right]_{z=z_i} = \begin{cases} q(t), & i=l \\ 0, & i \neq l \end{cases}, \quad (1.22)$$

$$[V'_z]_{z=z_i} = 0,$$

$$V \rightarrow 0, \quad |z| \rightarrow \infty.$$

Эти краевые задачи мы будем решать ниже. Сейчас же 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, получим, что в каждом слое

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

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

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

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

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

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

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

Таким образом, поведение поля определяется двумя независимыми функциями V и X разного типа, производящими Е- и Н-моды. Иначе говоря, процесс установления поля произвольного источника есть суперпозиция двух различных процессов (ТМ и ТЕ). Вклад каждого из них определяется коэффициентами D^* и R^* , т. е., согласно (1.20) и (1.21), конфигурацией источника (стороннего тока) посредством функций $\text{div}\mathbf{j}^{cm}(x, y)$ и $\text{rot}_z\mathbf{j}^{cm}(x, y)$. Одна составляющая определяется током, стекающим (втекающим) с заземлений (возбуждается гальваническим путем), а другая 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 составляющей процесса, причем полное (всюду $\text{div}\mathbf{j}^{cm} = 0$), давно известно и применяется – это незаземленный контур с током.

1.1.2. Пример 1. Токовая петля – индуктивный источник

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

$$\operatorname{div} \mathbf{j}^{cm} = \frac{1}{r} \frac{\partial j_\varphi^{cm}}{\partial \varphi} = 0, \quad (1.29)$$

$$\operatorname{rot}_z \mathbf{j}^{cm} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r j_\varphi^{cm})}{\partial r} = I \cdot [\delta(r - a)/r + \delta'(r - a)]. \quad (1.30)$$

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

Что касается функции R^* , то, учитывая азимутальную симметрию, переходим от преобразований Фурье (1.15), (1.16) к преобразованиям Ганкеля (1.17), (1.18), используем определение дельта-функции Дирака и ее производных и, наконец, получим

$$R^* = 2\pi I \int_0^\infty [\delta(r - a)/r + \delta'(r - a)] J_0(\lambda r) r dr = 2\pi I \cdot \lambda a J_1(\lambda a). \quad (1.31)$$

Нетрудно видеть, учитывая (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 -ом слое представляется в следующем виде:

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{\pi a} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda, \quad (1.32)$$

где $M_z = I\pi a^2$ определяется как момент источника. В теории обычно рассматривается петля бесконечно малого радиуса, но с конечным моментом – вертикальный магнитный диполь (ВМД). В этом случае $J_1(\lambda a) \approx \lambda a / 2$ и (1.32) примет вид

$$E_\varphi(r, z, t) = \frac{M_z \mu_i}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 \frac{\partial X(z, t, \lambda)}{\partial t} d\lambda. \quad (1.33)$$

1.1.3. Пример 2. Круговой электрический диполь – гальванический источник

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

$$\operatorname{rot}_z \vec{j}^{cm} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(r j_\varphi^{cm})}{\partial r} - \frac{\partial j_r^{cm}}{\partial \varphi} \right] = 0. \quad (1.34)$$

Очевидное решение – это осесимметричное распределение стороннего тока, имеющего только радиальную компоненту $j_r^{cm}(r)$. Пусть плотность стороннего тока отлична от 0 только вблизи окружности радиуса r_0 (рис. 1.1), т. е.

$$j_r^{cm}(r) = \frac{Idr_0}{2\pi r_0} \cdot \delta(r - r_0), \quad (1.35)$$

где I – полный ток. Будем называть такой источник круговой электрический диполь (КЭД). Далее

$$D^*(\lambda) = Idr_0 \cdot \lambda J_1(\lambda r_0), \quad (1.36)$$

и мы получим следующие выражения для ненулевых компонент поля КЭД в i -м слое:

$$H_\varphi(r, z, t) = -\frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] \lambda d\lambda, \quad (1.37)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \lambda d\lambda, \quad (1.38)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda r_0) V(z, t, \lambda) \lambda^2 d\lambda. \quad (1.39)$$

Таким образом, поле КЭД ортогонально полю петли, которое является поперечно-электрическим или ТЕ-полем, и, значит, поле КЭД – поперечно-магнитное или ТМ-поле. Отметим замечательную особенность поля КЭД. Как следует из выражения для компоненты H_φ , 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 интегрировать, например, (1.38) по r_0 и мы получим для E_r :

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

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

1.1.4. Пример 3. Заземленная линия – смешанный источник

Рассмотрим и такой классический источник электромагнитного поля в электrorазведке, как заземленная горизонтальная электрическая линия или диполь. Например, 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 (поверхностный, в А/м) ток имеет только компоненту j_x^{cm} , причем

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

Или для диполя с моментом Idx_0 :

$$j_x^{cm}(x, y) = Idx_0 \cdot \delta(y) \cdot \delta(x).$$

Тогда

$$\operatorname{div} \mathbf{j}^{cm} = Idx_0 \cdot \delta(y) \cdot \delta'(x), \quad (1.40)$$

$$\operatorname{rot}_z \mathbf{j}^{cm} = -Idx_0 \cdot \delta'(y) \cdot \delta(x). \quad (1.41)$$

Затем определяем

$$D^* = Idx_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(y) \delta'(x) e^{-i\xi x} e^{-i\eta y} dx dy = Idx_0 \cdot \mathbf{i}\xi, \quad (1.42)$$

$$R^* = -Idx_0 \cdot \mathbf{i}\eta. \quad (1.43)$$

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

$$H_x = Idx_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{Q}(\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V} - X'_z),$$

$$H_y = -Idx_0 \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{Q}(\sigma_i V + \varepsilon_i \dot{V}) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{Q}(X'_z) \right],$$

$$\begin{aligned}
H_z &= -Idx_0 \cdot \frac{\partial}{\partial y} \hat{Q}(\lambda^2 X), \\
E_x &= Idx_0 \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{Q}(V'_z) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{Q}(\mu_i \dot{X}) \right], \\
E_y &= Idx_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \hat{Q}(V'_z - \mu_i \dot{X}), \\
E_z &= -Idx_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \hat{Q}(\lambda^2 V),
\end{aligned} \tag{1.44}$$

где \hat{Q} – интегральный оператор

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

а функции X, V удовлетворяют краевым задачам (1.22). 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.

Обратим 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 индуктивный процесс затухает гораздо медленнее гальванического.

Как видно, измеряя чисто индуктивную компоненту H_z , мы должны будем характеризовать нашу методику как индуктивную импульсную электроразведку.

Следующий вывод можно сделать на основании выражений для горизонтальных магнитных компонент H_x и H_y . 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.

1.2. Два способа решения задачи об установлении. 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 $Z(z) = A \cdot \zeta(z)$ над границей со сторонним током ($z \leq z_l$) и $Z(z) = B \cdot \zeta(z)$ под границей. Функция ζ в i -ом слое может быть выражена через свои же значения на нижней или на верхней границе слоя (изнутри слоя). Обозначая $\zeta_i = \zeta(z_i)$ ($i = 1, 2, \dots, N$), 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,

$$\zeta(z) = \zeta_{i+1} \cdot \operatorname{ch}[u_i(z - z_{i+1})] + \frac{\zeta'_{i+1}}{u_i} \cdot \operatorname{sh}[u_i(z - z_{i+1})], \quad (1.46)$$

$$\zeta(z) = \zeta_N \cdot \exp[-u_N(z - z_N)], \quad z \geq z_N.$$

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

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

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 $\mathbf{i}\omega$, где ω пробегает непрерывный ряд значений, и функции X и V представляются интегралом Фурье:

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

Функция $Q(\omega)$ есть трансформанта другой функции, описывающей форму возбуждающего импульса, т. е., $q(t) = \hat{F}(Q)$. Для мгновенного включения имеем, в частности, $Q(\omega) = 1/(-\mathbf{i}\omega)$. Если $q(t) = \exp(-\mathbf{i}\omega_0 t)$ (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 (1.48) краевых задач (1.22):

$$Z(z) = -\frac{\hat{f}_l}{\check{f}_l \hat{h}_l - \check{f}_l \bar{h}_l} \cdot \check{\zeta}(z), \quad z \leq z_l \quad \text{— выше источника}, \quad (1.49)$$

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

Здесь акцент (\check{f}) 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 (\hat{f}) 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 [76] и получил большое развитие в дальнейшем (например, [10], [73]). 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 [70]. 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 (1.22) следующие задачи для функций X и V :

a) для X	b) для V
$X''_{zz} - \lambda^2 X = \mu_i \sigma_i \frac{\partial X}{\partial t},$	$V''_{zz} - \lambda^2 V = \mu_i \sigma_i \frac{\partial V}{\partial t},$
$X'_z - \lambda \frac{\mu_1}{\mu_0} X = 0,$	$V = 0, \quad z = z_1,$
$[\mu X] _{z=z_i} = 0, \quad [X'_z] _{z=z_i} = 0, \quad [\sigma V] _{z=z_i} = 0, \quad [V'_z] _{z=z_i} = 0,$	$V = 0, \quad z = z_N,$
$X'_z + \lambda \frac{\mu_{N-1}}{\mu_N} X = 0,$	$V = \bar{V}(\lambda, z), \quad t = 0,$
$X = \bar{X}(\lambda, z),$	

(1.53)

где $i = 2, \dots, N - 1$, а $\bar{X}(\lambda, z)$ и $\bar{V}(\lambda, z)$ – 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 заземлением. 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 принимает дискретный набор вещественных значений $\alpha_j \geq 0$ и решение для функций X и V представляется в виде ряда Фурье:

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

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

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

Функции ζ_j последовательно определяем сверху вниз, положив $\zeta'_{j1} = 1$ с учетом (1.45) и удовлетворяя граничным условиям в (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 , а также используя ортогональность 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

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

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

a) для X b) для V

$$C_j = \frac{f_{jl}}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_i^2 \sigma_i}, \quad C_j = - \frac{f_{jl}}{\alpha_j \sum_{i=1}^{N-1} M_{ji} \mu_i \sigma_i^2}, \quad (1.55)$$

где в каждом слое определяется

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

непрерывные функции f определены в (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 же 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), можно, в случае необходимости, определить функции X и V в верхнем и нижнем полупространствах.

Мы в весьма компактной форме привели здесь 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.

1.2.1. 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

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

Для определения функции X получим

$$Z(z, \omega) = \frac{1}{\mu_0 u_1 + \mu_1 u_0} \times \begin{cases} \mu_1 \exp(zu_0), & z \leq 0, \\ \mu_0 \exp(-zu_1), & z \geq 0, \end{cases} \quad (1.57)$$

и для функции V , соответственно,

$$Z(z, \omega) = \frac{1}{\tilde{\sigma}_0 u_1 + \tilde{\sigma}_1 u_0} \times \begin{cases} u_1 \exp(zu_0), & z \leq 0, \\ -u_0 \exp(-zu_1), & z \geq 0, \end{cases} \quad (1.58)$$

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,

$Q(\omega) = 1/(-i\omega)$. 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

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

Наконец, используя общую формулу (1.33) для вертикального магнитного диполя, получим в качестве примера выражение для азимутальной электрической компоненты гармонического ВМД, помещенного на границе двух полупространств:

$$E_\varphi(r, z, \omega) = -\frac{M_z i \omega \mu_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 \frac{\mu_1 \exp(zu_0)}{\mu_0 u_1 + \mu_1 u_0} d\lambda. \quad (1.60)$$

Здесь поле рассматривается в верхнем полупространстве.

Поместим теперь на границу гармоническое точечное заземление, к которому будем подводить ток (величиной I) 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 (1.38) ($a = 0$, $b = \infty$), получим для радиальной компоненты в верхнем полупространстве:

$$E_r(r, z, \omega) = -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \frac{u_0 u_1 \exp(zu_0)}{\tilde{\sigma}_0 u_1 + \tilde{\sigma}_1 u_0} d\lambda. \quad (1.61)$$

1.2.2. Двухслойный разрез. Поздние стадии ТЕ- и ТМ-поля

Если для гармонического подхода простейшей геоэлектрической моделью (с дневной поверхностью) является однородное полупространство, то для решения способом 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 (или вертикальный магнитный диполь – ВМД) и КЭД (рис. 1.2).

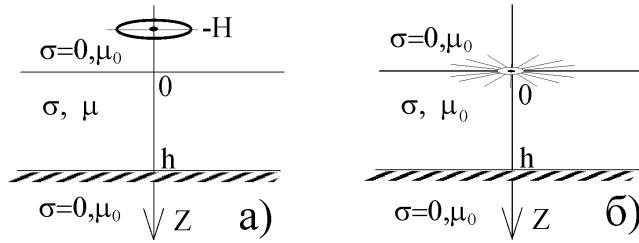


Рис. 1.2. ВМД (а) и КЭД (б) в слое

В случае токовой петли, помещенной на высоту H над пластом с проводимостью σ и магнитной проницаемостью μ (рис. 1.2а), решаем задачу (1.53) для функции X в области $-H \leq z \leq h$. Пользуясь приведенным выше алгоритмом решения задачи (1.54)–(1.55), т. е., по Тихонову, получим 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

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

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

$$\frac{\operatorname{tg}(u_j h)}{u_j} = -\frac{2\mu_0 \mu \lambda}{\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2}, \quad (1.63)$$

и

$$C_j = -\frac{\mu_0 \exp(-\lambda H)}{\alpha_j \lambda M_j \mu^2 \sigma},$$

$$M_j = \frac{h(\mu_0^2 u_j^2 + \mu^2 \lambda^2) + 2\mu_0 \mu \lambda}{2u_j^2 \mu^2 \lambda^2}.$$

Например, компонента E_φ представится в следующем виде:

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

или

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

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 (рис. 1.2б), для этого необходимо теперь решить задачу (1.53) для функции V в области $0 \leq z \leq h$. Используя приведенный выше в формулах (1.45)–(1.46) и (1.54)–(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: $u_j = j \frac{\pi}{h}$, $\alpha_j = \frac{1}{\mu\sigma} \left[\left(j \frac{\pi}{h} \right)^2 + \lambda^2 \right]$.

Далее,

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

Определяя функцию V , окончательно получим 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:

$$\begin{aligned} H_\varphi(r, z, t) &= -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] [\sigma_i V(z, t, \lambda)] d\lambda, \\ E_r(r, z, t) &= -\frac{I}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) [J_0(\lambda b) - 1] \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} d\lambda, \end{aligned} \quad (1.67)$$

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

Получим выражения для поздних стадий процесса становления при возбуждении проводящего слоя токовой петлей и круговым электрическим диполем. Для токовой петли мы должны рассмотреть решение (1.62)–(1.64) при $t \rightarrow \infty$. Тогда нас должны интересовать минимальные значения α . Анализ уравнения для α_j (1.63) показывает, что следует рассмотреть только $j = 0$, т. е.

$\alpha_0 \approx \frac{2\lambda}{\mu_0 \sigma h}$ при $\lambda \rightarrow 0$. Далее, $M_0 \approx \sigma h$, и получим сначала

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

где $S = \sigma h$ – 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 интеграл [14] и окончательно:

$$E_\varphi(t) = \frac{3M_z r}{\pi S} \cdot \frac{t}{\mu_0 S} \cdot \left[r^2 + \left(\frac{t}{\mu_0 S} \right)^2 \right]^{-\frac{5}{2}} \approx \frac{3M_z r}{32\pi S} \cdot \left(\frac{t}{\mu_0 S} \right)^{-4}. \quad (1.68)$$

Аналогично, анализируя решение (1.65)–(1.67) для КЭД, мы должны взять также первый член ряда, но сейчас это $j = 1$, и получим для радиального градиента поля КЭД:

$$E_r(t) \approx \frac{I_0 b^2 r}{4\pi\sigma h^5} \cdot \left(\frac{\sigma\mu_0 h^2}{2t} \right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\sigma\mu_0 h^2}\right). \quad (1.69)$$

Вот оно – радикальное отличие процесса установления ТЕ-поля (1.68) от ТМ-процесса (1.69). Поля петли спадают в поздней стадии по степенному закону и в зависимости от обобщенного параметра S . В случае КЭД мы имеем экспоненциальный спад в поздней стадии, который не определяется только продольной проводимостью, но зависит также и от вертикального размера среды.

1.3. Интегральный способ расчета в прямой задаче производных по параметрам слоистой модели

Основой интерпретационного процесса в геоэлектрике являются процедуры решения прямой и обратной одномерных задач. Обратная задача решается обычно на основе анализа чувствительности прямой задачи к изменениям геоэлектрических параметров. И обычно такой анализ проводится путем многократного использования процедуры прямой задачи.

Алгоритм прямой задачи, который позволил бы рассчитать помимо отклика также и его производные по параметрам разреза, в этой ситуации крайне полезен.

Предлагаемый метод применим к прямой задаче в любом режиме (постоянный ток, частотная область, становление) на определенном этапе разделения переменных. Получим, например, интегральные выражения для производных магнитной моды, возбуждаемой горизонтальным током (например, петлей) в точке ($z = z_0$) в гармоническом режиме. Примем разрез и систему координат, которые мы использовали в разделе 1.1 (рис. 1.1). Для определения производных поля необходимо рассмотреть производные от решений краевой задачи для магнитной моды (образа) в задаче (1.22). С учетом гармонического режима и квазистационарного приближения ($\varepsilon_i = 0$) в немагнитной среде ($\mu_i = \mu_0$) эта краевая задача примет вид:

$$\begin{aligned} X''_{zz} - u_i^2 X &= 0, \quad \text{в каждом слое,} \\ [X]_{z=z_i} &= 0, \quad [X'_z]_{z=z_i} = 0, \quad i = 1, \dots, N, \\ [X]_{z=z_0} &= 0, \quad [X'_z]_{z=z_0} = 2\lambda, \\ X &\rightarrow 0, \quad \text{if } |z| \rightarrow \infty, \end{aligned} \tag{1.70}$$

где $u_i = \sqrt{\lambda^2 + k_i^2}$, $k_i^2 = -i\omega\mu_0\sigma_i$, $i = 0, 1, \dots, N$.

Решение имеет вид $X(z, z_0)$, где z – точка наблюдения, z_0 – положение источника. Сначала покажем, что решение краевой задачи для X в случае, если уравнение в (1.70) имеет правую часть, т. е.

$$\bar{X}_{zz}'' - u^2 \bar{X} = g(z) \tag{1.71}$$

есть

$$\bar{X}(z, z_0) = X(z, z_0) + \frac{1}{2\lambda} \int_{z_1}^{z_2} X(z, \bar{z}) \cdot g(\bar{z}) \cdot d\bar{z}. \tag{1.72}$$

Мы предполагаем для простоты (и этого нам достаточно), что функция $g(z)$ отлична от нуля в пределах $z_a \leq z \leq z_b$, причем эта область находится целиком внутри однородного слоя. Итак, подставим решение (1.72) в краевую задачу (1.70), в которой вместо однородного уравнения рассмотрим уравнение (1.71). Условия на границах удовлетворяются, а уравнение (1.71) дает

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{X''_{zz}(z, \bar{z}) - u^2 X(z, \bar{z})}{2\lambda} \cdot g(\bar{z}) \cdot d\bar{z} = g(z). \tag{1.73}$$

Подинтегральная функция равна 0 за исключением точки $\bar{z} = z$, где функция X имеет «источник» и ее первая производная терпит разрыв величиной 2λ (согласно условиям краевой задачи (1.70)), так что

$X''_{zz}(z, \bar{z}) - u^2 X(z, \bar{z}) = 2\lambda \cdot \delta(z - \bar{z})$ и решение (1.72) действительно удовлетворяет уравнению (1.71).

Теперь рассмотрим возмущение параметра u^2 в однородном уравнении для X , член $\Delta u^2 \cdot \bar{X}$ объявим правой частью и получим следующее уравнение для полного поля:

$$\bar{X}''_{zz} - u^2 \bar{X} = \Delta u^2(z) \cdot \bar{X}. \quad (1.74)$$

Как мы показали выше, решение есть

$$\bar{X}(z, z_0) = X(z, z_0) + \frac{1}{2\lambda} \cdot \int_{z_a}^{z_b} X(z, \bar{z}) \cdot \bar{X}(\bar{z}, z_0) \Delta u^2(\bar{z}) \cdot d\bar{z}. \quad (1.75)$$

Рассмотрим постоянное в области $z_a \leq z \leq z_b$ возмущение Δu^2 , так что Δu^2 вынесем за знак интеграла. Далее, при $\Delta u^2 \rightarrow 0$, получим в пределе

$$\frac{\partial X(z, z_0)}{\partial (u^2)} = \frac{1}{2\lambda} \cdot \int_{z_a}^{z_b} X(z, \bar{z}) \cdot X(\bar{z}, z_0) \cdot d\bar{z}, \quad (1.76)$$

и это дает возможность вычислять производные по сопротивлениям слоев.

Если же теперь уменьшать область возмущения при неизменной амплитуде Δu^2 , т. е. $z_a \rightarrow z_b$, то получим

$$\frac{\partial X(z, z_0)}{\partial \bar{z}} = \frac{\Delta u^2}{2\lambda} \cdot X(z, \bar{z}) \cdot X(\bar{z}, z_0). \quad (1.77)$$

Эта формула дает основу для алгоритма расчета производных по координатам границ.

Интеграл в (1.76) можно взять аналитически. Обозначив $X_r = X(z, \bar{z})$, $X_t = X(\bar{z}, z_0)$, получим

$$\int_{z_a}^{z_b} X_r X_t d\bar{z} = \left[\frac{\bar{z}}{2u^2} \left(X_r \frac{\partial X_t}{\partial \bar{z}} - \frac{\partial X_r}{\partial \bar{z}} X_t \right) + \frac{1}{2u^2} X_r \frac{\partial X_t}{\partial \bar{z}} \right]_{z_a}^{z_b}. \quad (1.78)$$

Подставляя значения пределов в первообразную, следует учесть наличие в области $z_a \leq z \leq z_b$ источника (z_0) или приемника (z), т. е. разрывов функций и их производных.

Мы здесь продемонстрировали способ применительно к магнитной моде. В случае электрической моды следует еще учесть, что сопротивления входят в граничные условия и появляются новые «правые части» в краевой задаче.

Подобные алгоритмы реализованы в комплексе Подбор для интерпретации данных ЗСБ-МПП.

1.4. Токи смещения в импульсной электроразведке

В электроразведке (мы имеем в виду, прежде всего, зондирования становлением – ЗС) существуют устоявшиеся представления. Одна из таких, практически мало обсуждаемых вещей, – роль токов смещения в электромагнитных зондированиях земли. Считается, что этим элементом взаимодействия электромагнитного поля и геологической среды можно пренебречь. Другими словами, для физико-математического описания достаточно квазистационарного приближения. Мы не имеем намерения оспаривать это, но считаем необходимым уточнить ситуацию. Этот вопрос следует разделить и посмотреть отдельно малоглубинную электроразведку, в которой используются высокие частоты (или очень ранние времена установления), а также взглянуть с точки зрения использования ТМ- и ТЕ-поляризации электромагнитного поля. На практике используется ТЕ-поляризация (или есть ее преобладание), в которой токи смещения действительно пренебрежимо мало влияют на электромагнитные процессы. Обоснование этого приближения дано еще в фундаментальной работе [76]. Однако появились новые методики геоэлектрических исследований, в которых используется чистое ТМ-поле, и там вопрос о влиянии токов смещения нужно изучать даже в случае глубинной электроразведки.

Ниже приводятся некоторые теоретические сведения, касающиеся переходных процессов на сверхранних временах. В этой стадии в первом уравнении Максвелла плотность тока смещения $\varepsilon \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t$ не мала по сравнению с плотностью тока проводимости из-за быстрого изменения поля. Заметим, что при учете этого члена меняется даже тип уравнения для компонент поля. Впервые полное решение задачи становления для среды с одной границей предложено в работе [89]. В дальнейшем продвинуться удалось мало, если сравнивать с развитием квазистационарного аппарата. Сошлемся, например, на решения для сред с одной и двумя границами, полученные в работе [39] для токовой петли (ТЕ-поле) (Transverse Electric) и для особого гальванического источника чистого ТМ- поля (Transverse Magnetic) – круговой электрический диполь (КЭД) в [98]. Эти решения могут быть полезны для некоторого предварительного геофизического анализа, могут использоваться для тестирования расчетов по более общим алгоритмам (сеточным и интегральным), а также послужить основой или составной частью общего алгоритма для горизонтально-слоистой среды.

Наконец, мы приводим здесь новые, впечатляющие, на наш взгляд, результаты, демонстрирующие, что токи смещения могут играть определяющую роль в глубинных электроразведочных исследованиях, но только при применении чистого ТМ- поля. Мы приводим результаты для КЭД, но читатель может, если угодно, соотносить их и с более традиционным источником – вертикальным электрическим диполем (ВЭД).

1.4.1. Высокочастотные малоглубинные зондирования. Источник – петля

Среда имеет одну границу ($z = 0$), разделяющую однородные полупространства. На оси z в верхнем полупространстве помещен вертикальный магнитный диполь (ВМД) с моментом M_z в точку $z = z_0$ цилиндрической системы координат с осью z , направленной вверх, в «воздух», хотя пока считаем параметры верхнего и нижнего полупространств произвольными (кроме магнитной проницаемости, равной всюду проницаемости вакуума). Возбуждаем устанавливающееся поле выключением тока в нулевой момент времени. Необходимо рассмотреть систему уравнений Максвелла с учетом тока смещения после выключения источника (при $t > 0$). Решаем эту задачу, разделяя переменные. Если идти обычным путем, то мы получим решение в виде свертки Фурье от решения в частотной области. Это решение для однородного пространства хорошо известно, и мы его здесь приводить не будем. Учет токов смещения состоит в том, что в волновом числе вместо

$$k_i^2 = -i\omega\mu_0/\rho_i, \quad (i=1, 2), \quad (1.79)$$

имеем

$$k_i^2 = -i\omega\mu_0/\rho_i - \omega^2\mu_0\varepsilon_i. \quad (1.80)$$

Вроде бы незначительное изменение. Однако учет токов смещения весьма затрудняет численную реализацию преобразования Фурье. Многое более удобное и наглядное решение можно получить, если свести преобразование Фурье к преобразованию Лапласа (посредством замены $i\omega = \gamma_i - s$, $\gamma_i = 1/(2\rho_i\varepsilon_i)$, $i = 1, 2$). Рассмотрим интересный с практической точки зрения случай, когда источник – вертикальный магнитный диполь – расположен на поверхности однородной земли. Поле в виде компонент E_φ и dB_z/dt наблюдается также на дневной поверхности. Эта задача рассматривалась в работе [89], но мы получили отличающийся результат, а именно наличие фронтов с бесконечной амплитудой (для точечного источника при ступенчатом возбуждении).

Итак,

$$E_\varphi = \frac{M_z\mu_0}{2\pi} (A_i - A_0), \quad (1.81)$$

где для A_i имеем:

$$A_i = \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} \cdot \frac{T_i^2}{r^4} \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} (I_i^{(2)} \cdot T_i - I_i^{(1)}) \cdot U(\tau - T) \cdot \varphi_i(\tau) \cdot U(t - \tau) \cdot d\tau + \right. \\ \left. + \varphi_i(T_i) \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i^2 T_i^2}{2} \right) \cdot U(t - T_i) - \varphi'_{it}(T_i) \cdot T_i \cdot U(t - T_i) + + \varphi_i(T_i) \cdot T_i \cdot \delta(t - T_i) \right],$$

здесь $U(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда, $\delta(x)$ – функция Дирака, $I^{(n)}$ – n -я производная по T функции $I_i \equiv I_i^{(0)} = I_0(\gamma_i \sqrt{\tau^2 - T_i^2})$, I_0 – модифицированная функция Бесселя, $T_i = r/c_i$ – время прихода волны, $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_i}$ – скорость света в данной среде, а

$$\varphi_i(\tau) = -\frac{\exp(-\gamma_i \tau)}{\tau^2} \cdot \left\{ 1 + \gamma_i \tau + \exp[-2\bar{\gamma}(t - \tau)] \cdot (2\bar{\gamma}\tau - \gamma_i \tau - 1) \right\}, \\ \bar{\gamma} = 1/(2\bar{\rho}\bar{\epsilon}), \quad \bar{\epsilon} = \epsilon_1 - \epsilon_0, \quad \bar{\rho} = \rho_0 \rho_1 / (\rho_0 - \rho_1), \quad i = 0, 1.$$

Данные формулы пригодны для расчетов. Это общие формулы для произвольных значений сопротивлений и диэлектрических проницаемостей верхнего и нижнего (земля) полупространств. Если же верхняя среда воздух, то в A_0 следует положить $\gamma_0 = 0$, тогда

$$A_0 = \frac{\bar{\rho}}{\mu_0} \cdot \frac{T_0^2}{r^4} \left[\varphi_0(T_0)U(t - T_0) - \varphi'_{0t}(T_0)T_0U(t - T_0) + \varphi_0(T_0)T_0\delta(t - T_0) \right]. \quad (1.82)$$

Выражение для другой практически используемой компоненты – \dot{B}_z – есть:

$$\dot{B}_z = -\left(\frac{1}{r} + \frac{\partial}{\partial r} \right) \cdot E_\phi. \quad (1.83)$$

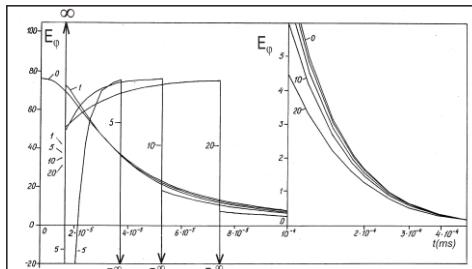


Рис. 1.3. Кривые становления напряженности электрического поля от ступенчатого изменения (до 0) момента ВМД при различных значениях диэлектрической проницаемости земли. Шифр кривых – ϵ_1/ϵ_0 , 0 – квазистационарная кривая.

На рис. 1.3 представлены результаты расчетов, выполненных по формулам (1.80)–(1.82). Напоминаем, что поле возбуждается ступенчатым выключением тока в точечном источнике. Здесь это очень существенно. Кривые $E_\varphi(t)$ рассчитаны для точки наблюдения на расстоянии 5 м от источника (ВМД) на поверхности земли, удельное сопротивлением которой 100 Ом·м. Шифр кривых – относительное значение диэлектрической проницаемости земли. Итак, в нулевой момент времени ток в диполе изменяется до 0. Все, что происходит с компонентой E_φ в точке наблюдения в диапазоне времен от 0 до ∞ , двумя особыми точками разбивается на три области. В первой, $0 < t < T_0$, факт выключения источника еще никак не проявляется согласно известному фундаментальному физическому принципу, который теперь учтен в уравнениях Максвелла. Здесь, соответственно, $E_\varphi = 0$. При $t = T_0 = 16.678$ наносекунд в точку наблюдения приходит волна по воздуху. В этот момент значение E_φ изменяется от 0 до ∞ и возвращается к конечному значению, зависящему от величины диэлектрической проницаемости земли и удельного сопротивления. От T_0 начинается вторая стадия, характеризуемая плавным нарастанием значений поля. Этот процесс зависит от параметров земли (ρ_1 и ε_1), но возбужден волной, прошедшей по воздуху.

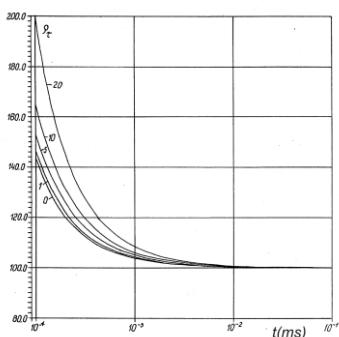


Рис. 1.4. Кривые кажущегося сопротивления при различных значениях диэлектрической проницаемости земли. Шифр кривых – $\varepsilon_1 / \varepsilon_0$, 0 – квазистационарная кривая

В момент времени $T_1 = r \cdot \sqrt{\mu_0 \varepsilon_1}$ приходит волна по земле и значение E_φ претерпевает мгновенное изменение до $-\infty$ и обратно, до некоторого конечного. Здесь начинается третья стадия, где поле плавно спадает, приближаясь к квазистационарному решению. На рис. 1.4 эта стадия процесса отражена в виде кривых кажущегося сопротивления.

Бесконечных значений наблюдаемого поля связано с применением абстрактного, идеального объекта – точечного источника с мгновенно меняющимся моментом. Кстати, для реального источника (петли) конечного размера в этих временных масштабах важно и место подвода тока, т. к. петля – не осесимметричный источник.

В [39] дано также решение для двух границ, существенно более сложное. Вообще, возможности аналитического метода (метода разделения переменных) сильно ограничиваются с учетом токов смещения.

Представление решения в виде Фурье-трансформации полного частотного решения численно не реализуется без дополнительных сложных трансформаций (как, например, это сделано в [73] для двухслойной среды). Практически опыт нескольких десятилетий по созданию оперативного (одномерного) математического обеспечения квазистационарной электrorазведки ЗС мало помогает. Основная причина заключается в смене типа уравнения.

1.4.2. Круговой электрический диполь (КЭД). Сверхранняя стадия ТМ- поля

Токовая петля возбуждает поле ТЕ-поляризации. Рассмотрим теперь сверхраннюю стадию становления поля ТМ-поляризации. В качестве источника чистого ТМ- поля может служить тороидальная катушка (индуктивное возбуждение), вертикальный электрический диполь (ВЭД) (индуктивное и гальваническое возбуждение) или наземный аналог ВЭД – КЭД, который мы здесь и используем. Будем называть круговым электрическим диполем используемое в теоретических описаниях распределение стороннего радиального тока с плотностью, отличной от нуля на окружности радиуса r_0 :

$$j_r^{cm}(r) = \frac{I}{2\pi r} \cdot [U(r - r_0 + dr_0/2) - U(r - r_0 - dr_0/2)], \quad (1.84)$$

где $U(x)$ – функция Хевисайда (рис. 1.5, слева), а также азимутально-однородный радиальный ток, заземленный по окружностям с радиусами $a < b$ (рис. 1.5, правый). Понятно, что наибольшее практическое значение имеет случай центрального заземления ($a = 0$). Кроме того, имеется практическая реализация КЭД посредством конечного набора линий (рис. 1.5, в центре), которая уже давно используется в полевых работах. В одномерной (горизонтально-слоистой) среде такой источник возбуждает в цилиндрической системе координат электрические компоненты E_r , E_z и магнитную H_ϕ , что и определяет КЭД как источник ТМ- поля (Transverse Magnetic).

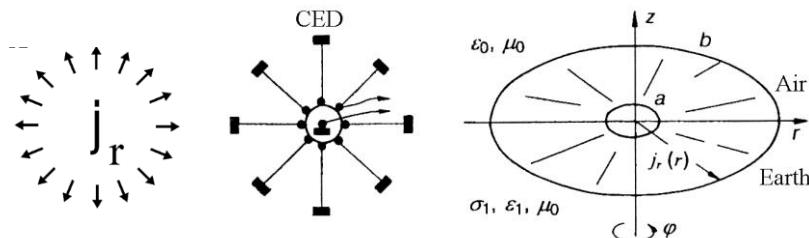


Рис. 1.5. Теоретический, реальный и идеальный круговой электрический диполь

Применим для такого источника тот же способ решения, как для токовой петли. Выражение для градиента в частотной области [98], полученное при некоторых допущениях, есть (при $z \leq 0$):

$$E_r(\omega) = \frac{I_0 b^2}{8\pi\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{\partial^3}{\partial z^2 \partial r} \left\{ \frac{1}{R} \cdot e^{-k_1 R} \right\}, \quad (1.85)$$

где $\tilde{\sigma}_1 = \sigma_1 + i\omega\epsilon_1$. Для перехода во временную область преобразование Фурье трансформируем в преобразование Лапласа посредством подстановки $i\omega = \gamma_i - s$, $\gamma_i = 1/(2\rho_i\epsilon_i)$, $i = 1, 2$. Интегральное преобразование Лапласа позволяет нам получить следующее выражение для радиальной электрической компоненты поля на поверхности земли ($z = 0$), пригодное для численного анализа:

$$E_r(t) = \bar{E}_r + \frac{I_0 b^2}{8\pi\sigma_1} \frac{T_1^2}{r^4} \left[\int_{-\infty}^{\infty} (I^{(2)}T_1 - I^{(1)}) U(\tau - T_1) \varphi(\tau) U(t - \tau) d\tau + \right. \\ \left. + \varphi(T_1) \left(1 + \frac{\gamma_1^2 T_1^2}{2} \right) U(t - T_1) - \varphi'(T_1) T_1 U(t - T_1) + \varphi(T_1) T_1 \delta(t - T_1) \right], \quad (1.86)$$

где обозначения те же, что и выше.

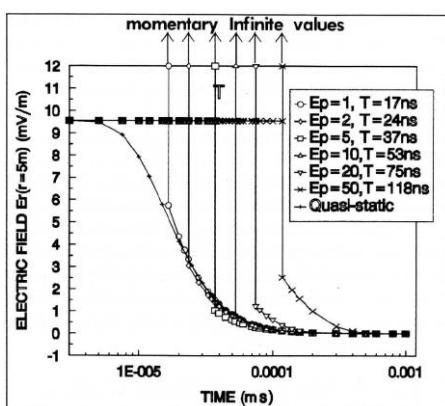


Рис. 1.6. Устанавливающийся электрический отлив среды, возбуждаемой КЭД

мы учтем более реальные условия – плавное (не ступенчатое) изменение тока в источнике или конечные его размеры (сейчас мы приняли $b \ll r$, т. е. фактически источник не имеет размера).

Сравнивая рис. 1.3 и рис. 1.6, видим, что основное отличие от сверхранней стадии поля петли (ТЕ-поля) заключается в отсутствии волны по воздуху. Электромагнитная энергия не излучается в верхнее изолирующее полупространство (воздух) в случае ТМ-поля.

Результаты расчетов по формуле (1.86) показаны на рис. 1.6. 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

1.4.3. Глубинная электроразведка

Наконец, рассмотрим ситуацию «большой», глубинной (структурной) электроразведки. Вопрос об учете токов смещения в традиционной электроразведке, основанной на применении токовых петли и линии, давно окончательно решен, влияние токов смещения пренебрежимо мало в присутствии ТЕ-поляризации, которая всегда есть в поле этих источников. Но, рассматривая чистое ТМ-поле, мы должны заново поставить этот вопрос. Конкретно речь идет о влиянии тонкого высокоомного горизонта. В электроразведке на постоянном токе (постоянное ТМ-поле) этот вопрос ясен: нижележащая толща становится недоступной для исследования. Но в индукционном режиме (гармоническом или в становлении) вопрос сложнее. Квазистационарное приближение мы не можем применять внутри слоя изолятора и должны учесть токи смещения.

Приведем здесь расчет (источник – КЭД) с учетом токов смещения для модели, представленной на рис. 1.7, и, как не раз случалось при анализе поведения ТМ- поля, был получен поразительный результат. На рис. 1.7 сравниваются две кривые становления. Первая – квазистационарная и определяется только верхним слоем. Спад – экспоненциальный. Вторая кривая показывает влияние токов смещения. И оно просто критическое. Дальнейшие расчеты показали также резкую зависимость от сопротивления нижнего слоя. Мы были вынуждены искать подтверждение нашим расчетам. Независимые расчеты были выполнены М. Г. Персовой методом конечных элементов (МКЭ), так что достоверность результата на рис. 1.7 вполне подтверждена.

В Главе 3, где исследуются свойства ТМ- поля, эти новые и интересные результаты приводятся более подробно.

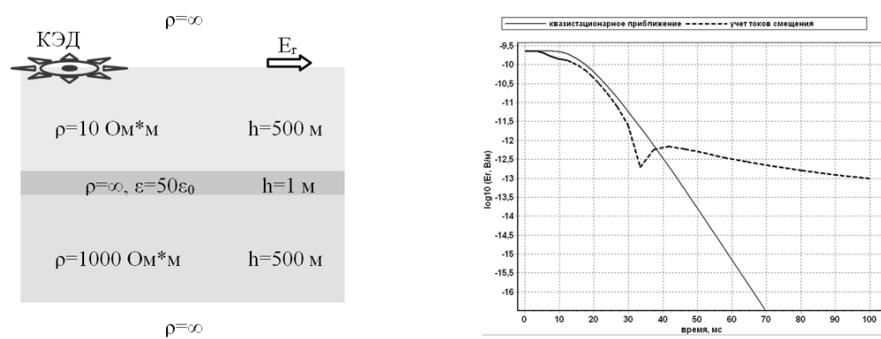


Рис. 1.7. Токи смещения могут играть существенную роль в ТМ-поле даже на поздних временах становления

1.5. Программное обеспечение импульсной электроразведки

Численная реализация одномерных прямых задач импульсной электроразведки (зондирований становлением) заняла долгое время (с 50–60-х гг. прошлого века), и это тесно связано с процессом компьютеризации. Первые массовые расчеты кривых становления публиковались в виде альбомов палеток, которые и использовались для интерпретации. В СССР и России можно отметить два важных события в развитии матобеспечения для импульсной электроразведки. Большое значение имело появление программы АЛЕКС для вычислительных машин серии ЕС [65]. Вскоре на рубеже 80–90-х годов получили широкое распространение персональные компьютеры и появились первые программы для ПК (ЭРА, Подбор).

Эта деятельность, разумеется, имела место во всем мире. В 90-х гг. на Западе получила известность программа ТЕМХ. В дальнейшем, кроме упомянутых, в мире (например, Австралия), а также и в России (Москва, Санкт-Петербург, Новосибирск, Иркутск, Саратов) впоследствии появились и другие программные продукты для метода ИИЭ, а также и для других методов зондирований становлением. За долгий период создания компьютерных программ исследователи предлагали разные, а порой и неожиданные алгоритмы для расчета процесса установления.

1.5.1. О способах решения задачи о становлении электромагнитного поля

Выше предлагались решения задачи становления двумя способами. Во многих деталях, еще больше в их сочетании, эти решения нестандартны. Напомним, что источник учитывался как граничное условие, уменьшено число определяемых функций без введения потенциалов, начато решение задачи с перехода к нестационарной задаче в области пространственных гармоник (классический подход предусматривает введение векторов-потенциалов для точечных источников и переход в частотный режим). Далее, в области пространственных гармоник решается одномерная нестационарная задача двумя способами разделения переменных и получены, соответственно, интеграл Фурье и (в квазистационарном приближении и при бесконечном или нулевом сопротивлении основания) ряд Фурье. Но, отвлекаясь от деталей и порядка применения преобразований, нужно признать, что полученные решения, более удобные, компактные и общие, все же соответствуют двум традиционным способам решения, известным как «решение в частотной области» и «решение во временной области». Как известно, эти два основных подхода к решению задачи об установлении поля в слоистой среде были предложены в наиболее полной форме почти одновременно А. Н. Тихоновым [70] и М. С. Шейнманом [76].

Решение по Шейнману приводит к двукратному интегралу Фурье-Ганкеля. Алгоритм, использованный Шейнманом, получил наибольшее распространение и развитие в России и за рубежом (например, [10], [73]), 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, который является сам по себе рабочим режимом некоторых электромагнитных методов. Так что трудности численной реализации так или иначе были преодолены, но только в квазистационарном приближении. Наиболее значительными численными реализациями этого подхода явились в России программа Л. А. Табаровского и В. П. Соколова ([65]), в которой использовалась при интегрировании сплайн-интерполяция, и программы У. Л. Андерсона за рубежом, в которых он применил свой метод цифровой фильтрации ([85], [86], [87], [88]).

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 Тихонова некоторое время развивался в работах О. А. Скугаревской, П. П. Фролова и других авторов (например, [60], [16]), однако это не привело к появлению эффективной вычислительной процедуры для многослойных сред. За рубежом это решение почти не известно (можем указать лишь [100]) и мало применялось в России. Нужно заметить, что решение Тихонова, которое мы выше кратко привели, вовсе не единственное представление решения задачи установления во временной области. Сам же А. Н. Тихонов дал и другое решение ([69]) методом многократных отражений, удобное в ранней стадии. Общий подход к решению во временной области состоит в переходе к одномерной нестационарной или квазистационарной задаче в области пространственных гармоник. Соответственно, такой подход иногда называют методом устанавливающихся пространственных гармоник. Эту одномерную задачу можно решать различными способами. В работе [93] она решается конечно-разностным способом. Авторы работы [83] разделили переменные (t и z) в краевой задаче и свели ее к задаче Штурма-Лиувилля, которую также предложили решать численно. Собственно, подход Тихонова состоит в последовательном аналитическом решении также и 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, которая расположена 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 ([82], [66]).

Возвращаясь к оригинальной работе А. Н. Тихонова [70], нужно отметить, что там был дан весьма частный случай двухслойной среды, который не очень просто может быть обобщен. Однако нам удалось успешно использовать этот способ решения как чрезвычайно эффективное средство для получения асимптотических выражений для поздних стадий установления полей различных источников ([31], [32], [53]). Мы также успешно численно реализовали и многослойный алгоритм для расчетов процессов установления электрического и магнитного типов при возбуждении различными источниками ([33], [34], [46]). Подчеркнем, что алгоритм Тихонова вполне успешно используется уже десятилетия для расчетов кривых становления в программном комплексе Подбор в реальном диапазоне времен для сред с любым основанием, хотя, как увидим, он наиболее удобен для расчетов поздней стадии процесса. Использование такого алгоритма поясняется в этой работе на некоторых примерах. При численной реализации основные трудности связаны с решением трансцендентного уравнения для собственных значений. Однако эта проблема (проблема начального приближения) решается в связи с необходимостью решать уравнение для каждого узла интегрирования в интегралах Ганкеля.

С системой Подбор, обслуживающей метод ЗСБ, мы познакомимся в Главе 2, посвященной индуктивной импульсной электроразведке, а ниже рассмотрим универсальный программный продукт для зондирований становлением (ЗС).

1.5.2. Программа Выбор-ЗС

Когда на рубеже 80–90-х гг. начала создаваться система Подбор, авторы были под впечатлением от широчайшего применения в структурной электроразведке петлевого варианта ЗС для ближней зоны – ЗСБ (ЗСБЗ). ЗСБ действительно зарекомендовал себя как надежный метод при структурных исследованиях, а также и в других (более малоглубинных) областях применения, где он, при желании, может называться МПП (метод переходных процессов). Между тем надежность и устойчивость результатов ЗСБ имеет и обратную сторону – геоэлектрическую скучность и обобщенность результатов. Интуитивные представления геофизиков-геоэлектриков о сложности взаимодействия реальной геологической среды и электромагнитного поля не удовлетворяются зачастую такими результатами, и они усложняют различным образом геоэлектрический эксперимент. Но это тотчас вызывает потребность в соответствующем матобеспечении, которое для режима установления всегда нетривиально, особенно если объектом

исследований являются также поляризационные процессы. Изменились и технологические условия. Появились компактные индукционные датчики (что позволяет регистрировать и горизонтальные компоненты), применяются магнитометры (сквиды), освоена точная спутниковая привязка во времени и пространстве. В рыночных условиях реализация исторически сложившихся рекомендаций для ЗС (большие правильные петли, длинные прямые линии, прямоугольный импульс тока) слишком дорогостояща, тем более что и не является необходимой с теоретической точки зрения.

Разработчики программы Выбор-ЗС, будучи профессионалами-электроразведчиками и желая более широкого использования электроразведки в геофизической практике, сочли своевременным поддержать с математической стороны любые новации в электроразведке ЗС, возникающие по оригинальным методологическим соображениям либо по технологическим условиям, либо просто по условиям на местности (сложная дикая местность, море, густонаселенная окультуренная зона).

Итак, программа Выбор-ЗС обеспечивает прямое моделирование процесса установления в многослойной (одномерной) земле от произвольного, задаваемого токовыми отрезками источника. Токовые отрезки могут образовывать связанные или несвязанные, замкнутые или заземленные последовательности. Источник возбуждается синхронно импульсом произвольной формы. Рассчитывается отклик после выключения токового импульса. Источник может быть помещен на любой другой границе помимо дневной (очевидное применение – морские работы). Производится расчет всех компонент электромагнитного поля ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z, dB_x/dt, dB_y/dt, dB_z/dt$). Причем горизонтальные рассчитываются по указанному направлению. В зависимости от датчика (приемная электрическая линия, индукционный датчик, магнитометр) рассчитанный сигнал умножается на соответствующий, вводимый в программу коэффициент (длина линии, эффективная площадь датчика, коэффициент магнитометра) для трансформации сигнала в ЭДС. Приемник также может быть помещен на любую границу (фактическую или фиктивную) геоэлектрической среды, в частности, в воздух на некоторую высоту. Процесс установления может быть рассчитан с учетом анизотропии проводимости и процесса вызванной поляризации (ВП) по модели Cole-Cole. В этом случае для целевых слоев среды надо указать, кроме сопротивления, поляризационные параметры η , τ и C .

Выбор-ЗС – универсальное средство прямого моделирования ЗС, которое всегда выручит «на первый случай» до создания специализированного матобеспечения, если применена новая экспериментальная схема. Поясним использование программы на примерах.

1.5.3. Произвольная конфигурация источника и приемников

Пример 1. Зондирования становлением в ближней зоне (ЗСБ)

На рис. 1.8 представлены экранные копии рабочих диалоговых окон программы Выбор-ЗС. Таких окон, собственно, два. В первом, которым открывается программа, представлены конфигурация источника и схема точек наблюдения (пикетов) сигналов, возбуждаемых этим источником. Используется некоторая система координат, определяемая указанием координат концов линий с током и пикетов. Здесь же представлены форма питающего импульса и среда, относимая к данной площади. Вся эта совокупность вместе с содержанием пикетов объявляется «группой». Группа имеет наименование и хранится в базе для возможного вызова и работы с нею. Okno группы позволяет редактировать все элементы (источник, расположение и численность пикетов, импульс), кроме групповой среды, которая уточняется и редактируется в каком-либо пикете. Имеется в виду второе окно, которое открывается для каждого пикета. Здесь мы имеем полевую кривую, можем редактировать среду и делать расчет теоретической кривой становления, которая сравнивается с полевой.

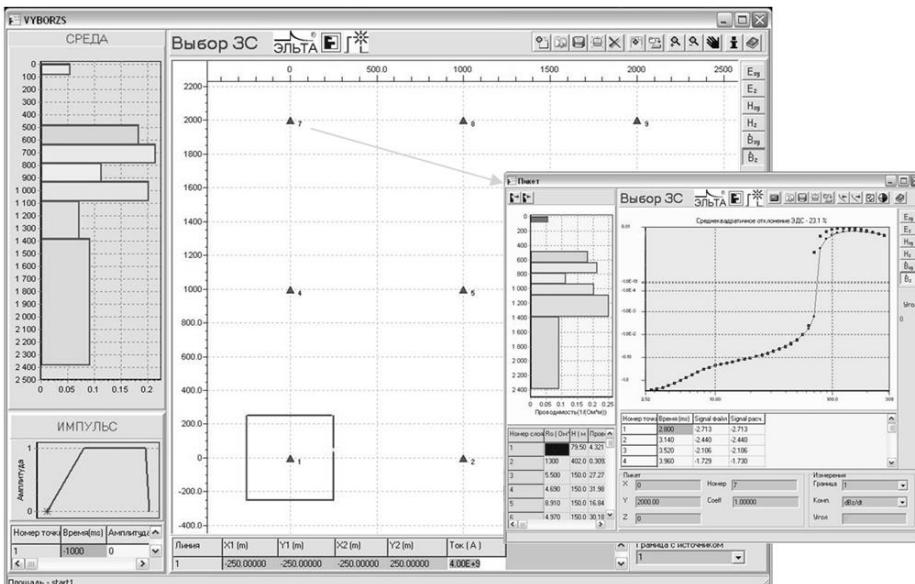


Рис. 1.8. Зондирования становлением в ближней зоне (ЗСБ)

3 В примере на рис. 1.8 источник состоит из четырех линий и образует принятую в ЗСБ квадратную петлю (500x500 м). Учтена реальная форма импульса тока. Центр петли находится в точке $x = 500$, $y = 500$ (на что указывают видимые на рисунке координаты первой стороны-линии). Один

пикет располагается в центре (соосная установка), и есть вынесенные пикеты. В открытом окне для пикета (как пример, пикет 7) представлена полевая кривая «разнесенных» зондирований (с переходом через 0) и сравниваемая с ней теоретическая кривая для корректируемой (табличным способом и посредством мышки) здесь же среды. Можно заметить указания на то, что в группе используются измерения скорости вертикальной магнитной индукции (dB_z/dt), т. е. применяется индукционный датчик, а источник и приемник помещены на дневную поверхность. В данном примере ток в линии (4×10^9) задан как произведение собственно тока (40A), эффективного момента датчика (100000 м^2) и коэффициента 1000, что дает значения сигнала в виде ЭДС в мВ. Однако в окне пикета также задается коэффициент (в примере он 1), в который можно было бы (и даже естественнее) отнести момент датчика и пересчет в милливольты (для таких вещей он и предназначен).

Пример 2. Большая петля

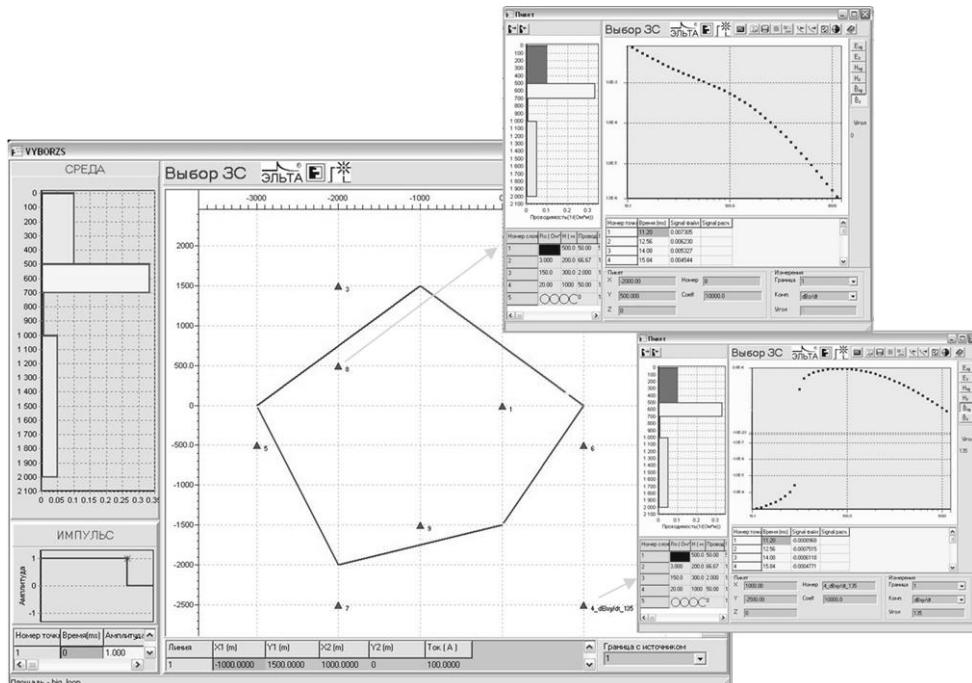


Рис. 1.9. Большая петля

Плотные обширные площадные исследования с закрепленным источником можно организовать, реализовав источник в виде очень большой токовой петли. Возбуждение среды происходит на большом участке. Измерения производятся вне петли и внутри ее с частым шагом (что подразумевает малоглубинные цели). Программа Выбор-3С позволяет произвести соответствующее моделирование. Важно, что вы можете

располагать петлю, сообразуясь с благоприятными особенностями местности (дороги, реки, просеки, опушки леса или перелески и прочее). Необходимо лишь установить координаты вершин (координаты концов линий). Спутниковая привязка крайне удобна в этом случае. Форма петли – какая уж получилась по факту – учится при моделировании.

На рис. 1.9 показана петля до 4 км в поперечнике. Открытый пикет 8 содержит полевую кривую – регистрацию индукционным датчиком с вертикальным моментом и с эффективной площадью 10000 м^2 . Ее теперь можно сравнить с теоретической кривой, стоит только нажать кнопку «расчет». В другом открытом пикете (имя пикета «4_dBxy/dt») содержится особый сигнал – от того же датчика (10000 м^2), ориентированного горизонтально в направлении угла в 135° (вся эта информация имеется на рис. 1.4, т. е. в окнах программы).

Еще нужно отметить, что, конечно, программа Выбор-ЗС не заменяет специализированную программу обработки и интерпретации именно такой методики работ. Она поможет на первом этапе определиться с методикой, опробовать ее и определить эффективность в данных условиях.

Пример 3. Электрическая заземленная линия

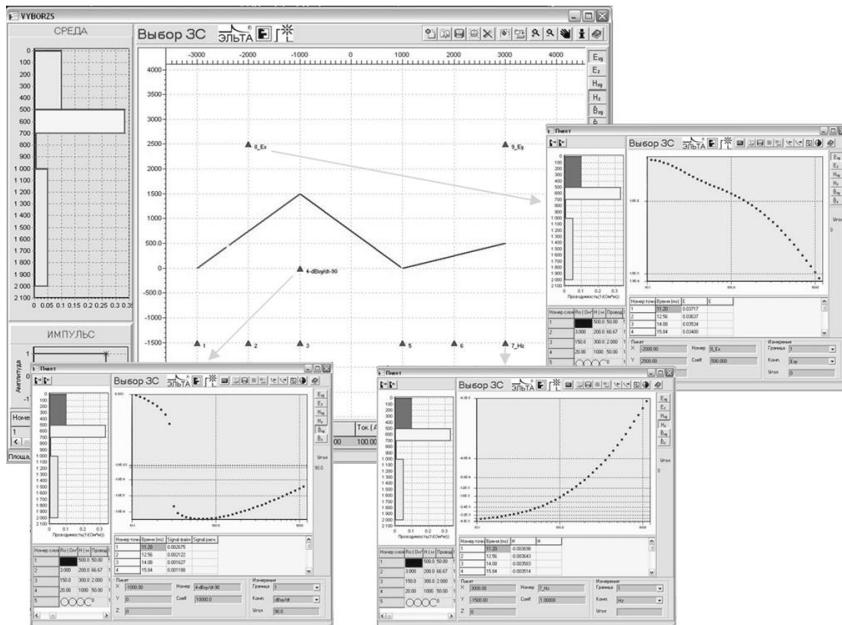


Рис. 1.10. «Ломаная» электрическая заземленная линия

Несколько лет назад случилась такая электроразведочная история, которая, между прочим, существенно повлияла на появление этой программы. В Англии небольшая фирма, специализирующаяся на

изготовлении очень тонких приборов – квантовых магнитометров (сквиды), взялась произвести электроразведочные работы на нефть. Они решили использовать большую электрическую линию и измерять установление самого магнитного поля этими самыми сквидами. Сделали коммутатор на 150 А, но с длинным фронтом выключения. Всю электрическую линию по прямой они выложить не могли (окрестные фермеры были несговорчивы), а расположили вдоль дорог и каналов. Получилась ломаная линия. Вот такие очень нестандартные ЗС. Автор оказал им помочь в математическом плане и тогда же пришел к мысли, что неплохо бы иметь некое универсальное матобеспечение для ЗС.

Представляем на рис. 1.10 ситуацию, близкую к описанной и с легкостью воспроизведенную в программе «Выбор-ЗС». Моделируются разнообразные измерения – E_x , E_y , H_z и dB_z/dt .

Пример 4. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ)

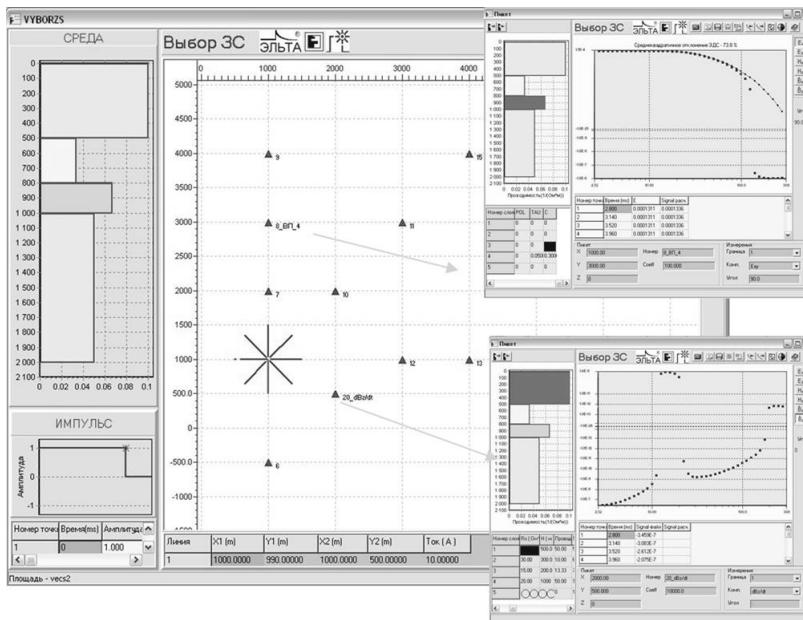


Рис. 1.11. Моделирование сигналов зондирований вертикальными токами (ЗВТ)

Наконец, приведем эпизод с моделированием процесса становления особого рода – гальванического становления, которое возбуждается с дневной поверхности единственным возможным способом – применением специального источника, называемого круговой электрический диполь (КЭД). Он реализуется набором радиально расположенных линий с одинаковым током. Суть такой конфигурации в том, что при этом компенсируется индуктивная составляющая (используемая в петлевом

возбуждении) и остается гальваническая. При этом в магнитных компонентах отклик вмещающей горизонтально-слоистой среды отсутствует, а процесс становления на дневной поверхности проявляет себя радиальным электрическим градиентом, естественно, осложненным процессами ВП.

На рис. 1.11 зафиксирован процесс моделирования сигналов от установки КЭД. На пикете 8 «измерен» сигнал радиальной 100-метровой линией. Этот сигнал, очевидно, осложнен процессами ВП (переход через 0 и медленное затухание). Теоретическая кривая, рассчитанная без учета параметров ВП, совсем другая – однополярная, быстропадающая. Но мы имеем возможность, вводя параметры ВП, подобрать соответствующий поляризующийся разрез.

На пикете 20 выполнены измерения вертикальной скорости индукции. Зафиксировано очень слабое остаточное магнитное поле, возникающее из-за неидеальности источника (конечное число лучей).

Все эти примеры сохранены как отдельные «группы» в базе программы Выбор-ЗС, и вы сами сможете продолжить анализ. Но, разумеется (программа для этого и создана), вы сможете синтезировать свои ситуации. Псевдополевые кривые, которые используются в вышеприведенных примерах создаются в программе благодаря очень полезной возможности придать теоретическому сигналу статус полевого для дальнейшего сравнительного анализа (такая возможность всегда присутствовала во всех версиях системы Подбор для ЗСБ).

1.5.4. Анизотропия

Выше при построении математических решений мы использовали геоэлектрическую модель, в которой каждый слой был однороден и изотропен. Мы старались максимально упростить постановку и ход решения. Однако реальная среда практически всегда обладает анизотропией проводимости. Обычно рассматривают анизотропию с осями, совпадающими с декартовыми. Тогда проводимость описывается тензором:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}. \quad (1.87)$$

Даже эта, не самая сложная, модель анизотропии весьма существенно осложняет решение (например, [47]). Однако основной моделью считается еще более простая ситуация, когда $\sigma_x = \sigma_y$. Обычно вертикальная проводимость меньше горизонтальной. Такая анизотропия мало изменяет приведенное выше решение. Мы должны в системе уравнений Максвелла (1.1)–(1.4) использовать тензор (1.79) с $\sigma_x = \sigma_y$ и вместо $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ требовать $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$. Сошлемся здесь, например, на [10].

Легко понять, принимая во внимание структуру электрических полей, что поле магнитного типа зависит только от горизонтальных сопротивлений, тогда как поле электрического типа – от анизотропии, т. е. от горизонтальных и вертикальных сопротивлений. За годы увлечения индуктивной импульсной электrorазведкой (вроде ЗСБ) электrorазведчики подзабыли о параметре анизотропии, который был весьма существенным в методах постоянного тока (постоянное поле электрического типа).

Программа Выбор-ЗС позволяет учесть анизотропию в процессе становления.

1.5.5. Учет вызванной поляризации

Еще одним уточнением свойств среды, которое возможно моделировать в программе Выбор-ЗС, является учет частотной дисперсии удельного сопротивления. Можно рассматривать эту дисперсию как кажущееся проявление сложных физико-химических процессов (процессы вызванной поляризации), возникающих в сложной на микроуровне геологической среде при протекании электрического тока. Широкое распространение получил феноменологический подход к описанию вызванной поляризации (ВП) в виде модели Cole-Cole [90]:

$$\rho(\omega) = \rho_0 \cdot \left[1 - \eta \cdot \frac{(i\omega\tau)^c}{1 + (i\omega\tau)^c} \right]. \quad (1.88)$$

Таким образом, для учета процессов вызванной поляризации в программе Выбор-ЗС нужно для каждого поляризующегося слоя ввести три параметра – η , τ и C .

Вообще, возможны и другие подходы к описанию процессов ВП, например, [19], [28], [57], [73].

1.5.6. Сложный импульс возбуждения

Теоретические исследования и методические рекомендации в импульсной электrorазведке тяготеют к такому способу импульсного возбуждения, когда постоянный ток мгновенно выключается. На практике длительность пропускания тока регламентируется глубинностью зондирований, а также по экономическим и временными соображениям. Так что длительность импульса влияет на позднюю стадию становления. В ранней стадии оказывается фронт выключения, который не может быть слишком коротким по техническим причинам. В общем, возникает необходимость учесть реальные параметры токового импульса при решении прямой задачи. Кроме того, возникали в свое время идеи использовать специальную форму импульса для оптимизации зондирований (компенсационный метод переходных процессов – КМПП, например, был

реализован). Однако возможности индуктивной импульсной электроразведки, т. е. электроразведки с применением поля магнитного типа, в этом отношении сильно ограничены. Приводим формулу (1.89) для поздней стадии ТЕ-процесса, которая утверждает, что зависимость от формы ($q(\tau)$) импульса исчезает, а влияет только «площадь» импульса ($H(t)$ – поле от «ступеньки»).

$$\tilde{H}(t) = H(t) \cdot \frac{1}{t} \int_{\tau_1}^{\tau_2} q(\tau) d\tau. \quad (1.89)$$

Гораздо интереснее зависит от формы импульса ТМ-процесс. Формула (1.90) описывает позднюю стадию процесса становления ТМ-поля в слое с изолирующим основанием (см. раздел 1.2.2). Сохраняется зависимость от формы импульса, причем посредством и с участием геоэлектрических параметров.

$$\tilde{E}(t) = E(t) \cdot \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{dq(\tau)}{d\tau} \exp\left(\frac{\tau\pi^2}{\mu\sigma h^2}\right) d\tau. \quad (1.90)$$

Так или иначе, возможность произвольной формы токового импульса является важной в современном матобеспечении импульсной электроразведки, и такая возможность реализована в программе Выбор-ЗС (сложный импульс используется выше в первом примере, рис. 1.10, а также и ниже, в «морском» примере, рис. 1.12).

1.5.7. Морской вариант (погружение источника-приемника)

В морских электроразведочных работах обычно используется линия, располагаемая на дне (разумную альтернативу этому трудно придумать). На рис. 1.12 моделируется эта ситуация (слой воды $h = 100$ м, $\rho = 0.1$ Ом·м). Ток в линии большой (500 А), что возможно в море, где имеются мощные судовые генераторы. Однако коммутатор не справляется с выключением такого тока, и фронт очень растянут (50 мс). Как легко проверить в программе, такой фронт влияет на кривые установления, но это не страшно: форма импульса учтена в прямой задаче. Измерения в этом примере также разнообразны. При использовании больших времен учитывается наличие в разрезе сильнопроводящего слоя (морская вода) – до 4.5 сек. На пикете 6 сделаны «обычные» измерения индукционным датчиком (200000 м 2) вертикальной скорости индукции на дневной поверхности (поверхности моря). На пикете 7 произведены измерения электрической составляющей (E_x) с помощью 300-метровой линии, располагаемой на дне. На пикете 8 был опущен на дно магнитометр и измерен процесс установления компоненты H_z . И все эти сигналы могут быть смоделированы в программе Выбор-ЗС для заданной среды и с учетом всех условий.

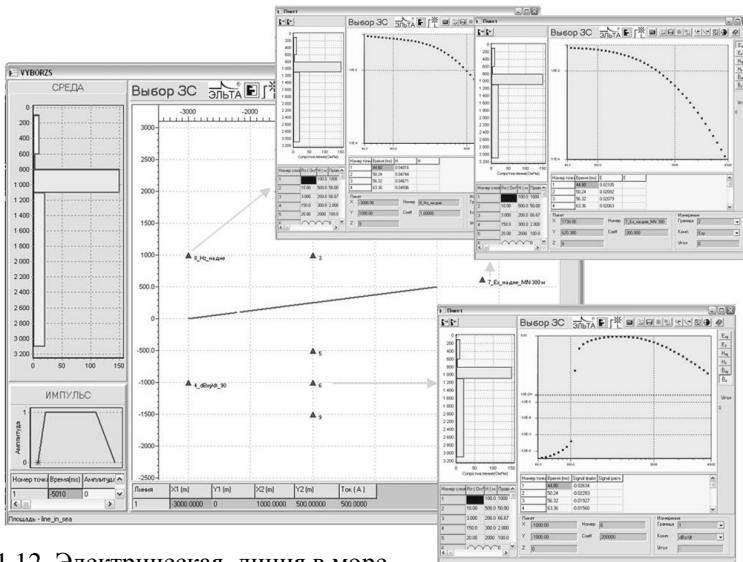


Рис. 1.12. Электрическая линия в море

1.5.8. Инверсия в программе Выбор-ЗС

Программа Выбор-ЗС предназначена, прежде всего, для решения прямых задач (одномерных), т. е., описав среду посредством геоэлектрической модели, мы задаем параметры источника, применяем соответствующий математический аппарат (например, описанный выше) и определяем все компоненты поля в любой точке пространства. Это вполне определенная задача, имеющая единственное решение. Обратная процедура, когда мы имеем значения поля в некоторой области пространства, знаем, естественно, параметры своей приемно-питающей установки и пытаемся определить строение среды, называется обратной задачей. Она гораздо менее определена, обычно не корректна и является серьезной проблемой даже в теоретическом отношении (например, [55], [57]). Практически же геофизики так или иначе должны решать эту задачу в своей повседневной работе, и они придумали много интересных подходов [58], [59], [82], [90], [94], [96], [104], [105], [17], [26], [74], [40], [41], [92]. Процесс решения обратной задачи может быть сложным и многоступенчатым, включать привлечение различных данных (кроме, собственно, обрабатываемых), трансформации, визуализации и компьютерное моделирование. Используются также процедуры автоматического решения обратной задачи (инверсии) конкретных данных, например, кривой становления (или группы таких кривых). В этом, более узком смысле, программа Выбор-ЗС обладает процедурами решения обратной задачи (инверсии). В них решается задача минимизации невязки между полевой кривой и теоретической при варьировании модели среды. В

программе Выбор-ЗС используются алгоритмы Левенберга-Марквардта, [95], [97] и Нелдера-Мида [100].

1.6. 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. Во-первых, 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 процессом. Таким образом, известнейший метод электроразведки – индуктивная импульсная электроразведка (ИИЭ, в частности, 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.

Однако теперь мы можем уточнить, что если рассматривать установки с погруженными элементами, то поле электрического типа возбуждается и индуктивным путем. Например, погруженный горизонтальный магнитный диполь возбуждает поля 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. Обсуждаемый ниже (Глава 3) вариант КЭД с внешним незаземленным окончанием является гальвано-емкостным возбудителем чистого ТМ-поля.

Глава 2. Индуктивные импульсные зондирования

В этой главе рассматриваются некоторые проблемы индуктивной импульсной электроразведки (метод переходных процессов – МПП, зондирования становлением в ближней зоне – ЗСБ и пр.) как наиболее современного и важного метода, основанного на использовании ТЕ-процесса становления в качестве базового. Автор много времени уделил математическому обеспечению этого способа электроразведки и вопросам интерпретации его данных. Эта работа не претендует на систематическое и всестороннее описание практики метода такое, как, например, в книге В. А. Сидорова [58] или у представителей сибирской школы ЗСБ [20], [45]. Мы здесь рассматриваем избранные интересные ситуации и надеемся, что кое-что окажется для читателя новым. Говоря об индуктивных импульсных зондированиях и подразумевая во многих случаях и МПП, мы все же больше будем находиться в кругу проблематики структурной электроразведки – в соответствии с опытом автора. На изложение также повлияло наше намерение представить далее (в главах 3 и 4) альтернативу – неиндуктивную импульсную электроразведку, основанную на использовании переходного ТМ-процесса.

2.1. ТЕ-поле в электроразведке

Мы уже имели случай заметить, что электроразведка начиналась с использования поля электрического типа (ТМ-поля), поскольку на постоянном токе (при чисто гальваническом возбуждении) ТЕ-поле не возникает. Использование этой поляризации геоэлектромагнитного поля началось в индукционных методах электроразведки. Причем быстро обнаружилось, что удобно возбуждать среду индуктивно, незаземленным контуром и принимать так же, индуктивно. А это 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 отличие при этом состоит в том, что ТМ-поле имеет вертикальную электрическую компоненту, ТЕ-поле такой компоненты не имеет.

Сформулируем теперь положительные (или просто удобные) стороны применения ТЕ-поля, в частности, индуктивной импульсной электроразведки (ИИЭ).

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 (в особенности, с соосными петлями) максимально проста, насколько это возможно. Характерно, что достаточно эффективными являются такие простые интерпретационные модели, как S -плоскость и однородное полупространство.
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, допускает простой электродинамический подход при интерпретации.
5. Поле проникает индуктивно вниз через изолирующие горизонты, что является принципиальным преимуществом в сравнении с методами, использующими прямой ток с заземлением.

Эти преимущества привели к тому, что индукционные методики электромагнитных зондирований с использованием только ТЕ-поля (т. е. индуктивные) получили самое широкое распространение. На первом этапе, 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 России и изменений в мировых электроразведочных тенденциях (в сторону малоглубинных исследований).

Как бы там ни было, мы не склонны ожидать возрождения глубинных структурных исследований в значительных 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 только его продольной проводимостью) при широком латеральном распространении вторичных токов. Интересующие аномальные эффекты тонут в этом высокодинамичном 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 использование экономичных методик с закрепленным источником.

2.2. Становление поля магнитного типа

В предыдущем разделе мы говорили о ТЕ-поле, подразумевая и гармонический режим, и становление. Наиболее значимым методом, основанным на применении чистого ТЕ-поля, являются, разумеется, индуктивные импульсные зондирования. Конечно, автор вместе с читателем понимают, что задача электроразведки вовсе не состоит в реализации ТЕ- или ТМ-процессов. Индуктивная импульсная электроразведка (ИИЭ) применяется и в существенно трехмерных средах, где говорить о разделении поля на Н- и Е-поле проблематично. Вообще, ТЕ-ТМ-подход в геоэлектрике имеет значение постольку, поскольку важна одномерная слоистая модель.

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 Главе 1.

2.2.1. Процесс становления в полупространстве

Выражения для устанавливающегося поля вертикального магнитного диполя при ступенчатом изменении момента в однородном полупространстве хорошо известны [10], [25], [17], [73]. 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:

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

Здесь

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

где

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

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

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 удается найти удобное аналитическое представление для (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 (2.3) и подставляя в (2.1).

2.2.2. 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 спад поля определяется лишь суммарной продольной проводимостью, 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 продольной 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 (хотя впервые ее решение приводится еще в [62]). 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:

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

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

$$[E_\varphi] = 0, \quad [H_r] = S \cdot E_\varphi. \quad (2.5)$$

Определение S -плоскости и вывод этих условий даны еще в работе [76]. Для получения этих условий нужно рассмотреть первое уравнение Максвелла внутри тонкого (δh) проводящего (σ) слоя при тенденции: $\delta h \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow \infty$ так, что $\delta h \cdot \sigma \rightarrow S$ и использовать непрерывность тангенциальных компонент поля на простых границах.

Разделяя переменные и принимая во внимание представления постоянного поля ВМД:

$$\begin{aligned} H_r &= -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda^2 e^{-\lambda|z|} d\lambda = -\frac{M_z}{4\pi} \frac{3rz}{(r^2 + z^2)^{5/2}}, \\ H_z &= -\frac{M_z}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 e^{-\lambda|z|} d\lambda = \frac{M_z}{4\pi} \frac{r^2 - 2z^2}{(r^2 + z^2)^{5/2}}, \end{aligned}$$

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 :

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

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

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

Поставим задачу для функции Z :

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

Решение ищем в виде

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

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

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

При решении задачи (2.9) удовлетворяем также начальному условию в (2.8) и легко получаем, что $\alpha = \frac{2\lambda}{\mu_0 S}$ и в области $0 \leq z \leq h$

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

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

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

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

2.2.3. Релаксация поля в пачке S-плоскостей

Решение для 2-х плоскостей ранее приводилось (например, [54]), а становление в присутствии N проводящих плоскостей рассматривалось в [66]. Здесь мы приведем совершенно прозрачное развитие решения для одной плоскости, полученное в предыдущем подразделе. Итак, имеется теперь N плоскостей с параметрами S_i , h_i , $i = 1, 2, \dots, N$. Краевая задача (2.8) для функции Z имеет теперь вид:

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

Решение ищем в виде

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

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

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

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

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

или

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

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

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

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, [82]).

2.2.4. 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. Воспользуемся представлением решения (по Тихонову), предложенным в предыдущей главе. Этот случай интересен тем, что решение можно представить в виде однократного интеграла, что позволяет получить весьма быструю программу, которая использовалась автором для различных трансформаций 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 $u_j = \sqrt{m u_0 \alpha_j / \rho - \lambda^2}$, а 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 (2.18):

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

и получим для компонент поля удобные для расчета выражения в виде однократных интегралов, причем в отличие от (2.18) с прямым вычислением подынтегральной функции:

$$\begin{aligned}E_\varphi &= -I\rho a \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right] \exp(-2\lambda H) du, \\ H_r &= Ia \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \frac{\lambda^2 u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right]}{u^2 + \lambda^2} \exp(-2\lambda H) du, \quad 2.19 \\ H_z &= -Ia \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda a) \frac{\lambda^2 u \exp \left[-\frac{t\rho}{\mu_0} (u^2 + \lambda^2) \right]}{u^2 + \lambda^2} \exp(-2\lambda H) du.\end{aligned}$$

Здесь источник и приемник подняты на высоту H над пластом.

2.2.5. Поздняя стадия ТЕ-процесса в многослойной среде

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

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

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 α_j стремятся к 0 – 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 (2.20) в подынтегральном выражении сохранить только первый член ряда при $t \rightarrow \infty$.

Определим теперь величину α_0 при $\lambda \rightarrow 0$, считая ее 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 (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 электроразведки (например, [59]). 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, он впервые был получен для многослойной среды в работе [75].

Получено самое позднее асимптотическое представление. Сохраняя следующие члены в разложении решения по степеням малости переменной λ , можно получить и более ранние асимптотики, как это делалось для простых сред в [70], [31].

2.2.6. Становление поля ВМД в среде со сверхпроводящим основанием

В геоэлектрической практике плохо проводящее основание, которое можно представить изолятором, вполне обычное явление, и решение задачи в виде ряда Фурье (по Тихонову) имеет прямые практические приложения. С другой стороны, если ситуация такова, что проводимость основания на 2–3 порядка превосходит среднюю проводимость исследуемой верхней части разреза, то 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 [60]. Нами реализована возможность расчета поля установления во многослойной среде с идеально-проводящим основанием в системе Подбор. Ниже в этой главе исследуется некоторый парадокс, возникающий при интерпретации данных, полученных в средах с сильнопроводящим основанием. Рассмотрим решение для двухслойной (ρ, h) среды в этом случае. Вместо (2.18) получим

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

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.

2.3. Линеаризация прямых задач индуктивной электроразведки

В предыдущей главе анализировалась, в частности, основная прямая задача индуктивных зондирований становлением. С точки зрения интерпретационного процесса это 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 какущихся 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.

2.3.1. 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 Тихонову) предполагает квазистационарность уже на стадии постановки краевой задачи. Такая 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). Достаточно часто обнаруживается, что такая модель недостаточна, но любое ее усложнение 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.

Эта 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, [34], где приведены решения прямой задачи ЗС частотным способом и по 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.

2.3.2. 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:

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

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), получим для полного поля

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

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:

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

Можно было бы показать, что (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 содержательны. 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 $\hat{L}[\mathbf{E}] = \int K_{IP} \cdot \mathbf{E} dt$, можно построить алгоритмы для учета возмущений проводимости, для учета квазистационарного вклада токов смещения или оценить влияние вызванной поляризации во временной области. Ниже демонстрируются некоторые применения формул (2.26) и (2.27).

2.3.3. Производные 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. В Главе 1 уже предлагалось решение прямой задачи с «попутным» вычислением производных по параметрам разреза. Здесь дадим алгоритм для вычисления производных в контексте линеаризации.

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

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

где функция Z определяется в результате решения соответствующей одномерной краевой задачи. Рассмотрим теперь возмущение $\Delta\sigma$ в неограниченной по простирианию 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 (2.26):

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

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).

2.3.4. 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 реалия, которую нельзя долго игнорировать, не рискуя потерять перспективу метода ИИЭ. Разумеется, имеется возможность численных расчетов трехмерной прямой задачи разностными методами или методом

интегральных уравнений. Однако этот аппарат еще пока слабо проник в живой оперативный интерпретационный процесс. 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 (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 (двухмерного) возмущения проводимости на фоне базовой одномерной модели:

$$E_\phi(r, z, r_0, z_0, t) = E_\phi^0(r, z, r_0, z_0, t) + \\ + I \cdot \iint_S \int_{-\infty}^t \mathbf{E}(\bar{r}, \bar{z}, r_0, z_0, \tau) \cdot \Delta\sigma(\bar{r}, \bar{z}) \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{E}(r, z, \bar{r}, \bar{z}, t - \tau) d\tau d\bar{r} d\bar{z}. \quad (2.30)$$

Это некоторое приближение, в котором 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 в (2.27). Впрочем, это все условно и область S в (2.27) 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 -ой 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:

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

где

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

Функцию E для полупространства можно определить как

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

где

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

$\tau = t \lambda^2 / (\mu_0 \sigma)$, $u = \sqrt{\tau} + \lambda z / (2\sqrt{\tau})$, 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

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

где

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

а $u_1 = \sqrt{\tau} + \lambda z / \sqrt{\tau}$.

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

Линеаризованная квазитрехмерная задача

Теперь, пользуясь предложенным выше подходом, построим алгоритм решения трехмерной прямой задачи для стандартной модификации индуктивной импульсной

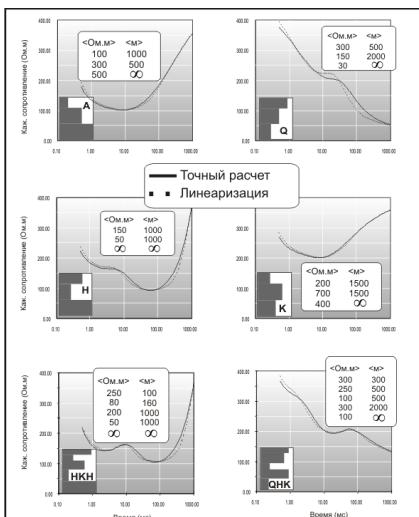


Рис. 2.1. Кривые кажущихся сопротивлений для слоистой модели. Сравнение точных и линеаризованных расчетов

электроразведки – зондирования в ближней зоне (ЗСБ) с петлевым источником и индуктивным приемником вертикальной магнитной индукции. 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 .

Построим решение в гармоническом режиме, а затем произведем Фурье-трансформацию во временную область. Выражение в гармоническом режиме для поля источника-петли (например, компонента E_ϕ) в i -ом слое представляется в следующем виде:

$$E_\phi(r, z, t) = -i\omega\mu_r \frac{M_z}{\pi a} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) \lambda X(\lambda, \omega, z) d\lambda, \quad (2.36)$$

где a – радиус токовой петли, $M_z = I\pi a^2$ – определяется как момент источника, $r^2 = x^2 + y^2$, а функция X (магнитная мода) – решение одномерной краевой задачи для слоистой среды. Этой формулы фактически нам достаточно для построения аномального отклика от локального возмущения проводимости.

Итак, построим алгоритм для параллелепипедальной области возмущения проводимости, обеспечивающий единообразное описание, произвольного по структуре и форме возмущения проводимости, прямоугольной сеткой. На рис. 2.2 представлена схема генерации аномального отклика возмущения $d\sigma$ проводимости в прямоугольной области V . В соответствии с первым уравнением Максвелла, область возмущения можно представить совокупностью электрических диполей с моментами $dI = d\sigma \cdot E_\phi \cdot dx dy dz$, где E_ϕ – нормальное (не возмущенное) поле. Замена полного поля нормальным как раз и дает приближенное линеаризованное решение.

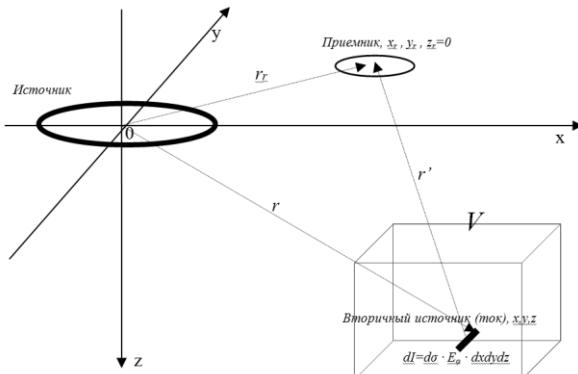


Рис. 2.2. Учет вторичных источников

Используя в данном случае то обстоятельство, что задача симметрична относительно источника и приемника (петлевого), получим для аномального

отклика (ЭДС) локального прямоугольного включения для данной приемно-питающей установки (центр источника находится в начале координат, центр приемной петли – на плоскости $z = 0$):

$$dE(r, t) = d\sigma \cdot (\mathbf{i}\omega\mu)^2 \frac{M_z q_z}{\pi^2 ab} \int_0^\infty \int_0^\infty R(\lambda, \lambda') \lambda \lambda' Z(\lambda, \lambda', \omega) d\lambda' d\lambda, \quad (2.37)$$

где

$$Z(\lambda, \lambda', \omega) = \int_{z_1}^{z_2} X(\lambda, \omega, z) X(\lambda', \omega, z) dz = \left[\frac{X'_z(\lambda) X(\lambda') - X(\lambda) X'_z(\lambda')}{\lambda^2 - \lambda'^2} \right]_{z_1}^{z_2}, \quad (2.38)$$

$$R(\lambda, \lambda') = J_1(\lambda a) J_1(\lambda' b) \cdot \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} f(x, y) J_1(\lambda r) J_1(\lambda' r') dx dy,$$

$r' = \sqrt{(x_r - x)^2 + (y_r - y)^2}$, b – радиус приемной петли, $q_z = \pi b^2$ – эффективная площадь приемника, x_i , y_i , z_i – границы прямоугольного объекта, функция $f(x, y)$ – угловой коэффициент.

Мы здесь воспользовались свойствами функции X как решения граничной задачи [45]. Во временной области решение получается преобразованием Фурье выражения (2.37). Этот алгоритм программно реализован в системе Подбор. При написании кодов (на языке Фортран) учитывалось, что функция (интеграл) R не зависит от частоты и рассчитывается один раз, а при вычислении матрицы значений $Z(\lambda, \lambda')$ использовались заранее насчитанные вектора $X(\lambda)$, $X'_z(\lambda)$. В результате написана и отлажена процедура MAG3D расчета аномального сигнала от локального прямоугольного объекта. Процедура в виде dll-модуля может быть внедрена в любую систему обработки данных ЗСБ.

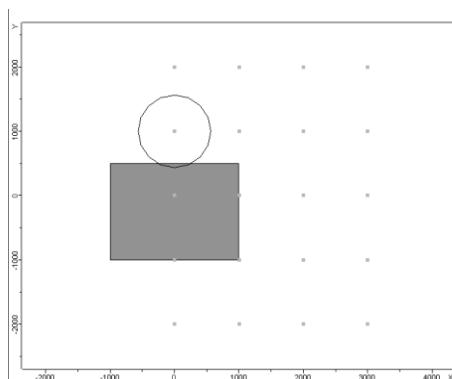


Рис. 2.3. Модель для тестирования программы MAG3D.

Основное тестирование процедуры MAG3D заключалось в сравнении с точными трехмерными расчетами методом конечных элементов (М. Г. Персова, Ю. Г. Соловейчик). На рис. 2.3 представлена одна из использованных моделей.

Вмещающая среда двухслойная ($\rho_1 = 100$ Ом·м, $h_1 = 1000$ м, $\rho_2 = 1000$ Ом·м). Объект по оси X от -1000 до 1000 м, по Y от -1000 до 500 м, по Z от -600 до -300 м, $\rho = 50$ Ом·м (проводящий). Петля с радиусом 564 м, с центром

в точке (0, 1000 м), ток 1 А. 20 приемников с единичными моментами расположены, как показано на рисунке (пронумерованы снизу вверх и слева направо). Приемник, расположенный в центре петли, имеет номер 4.

Итак, представим для сравнения кривые становления в приемниках 1, 3 и 18.

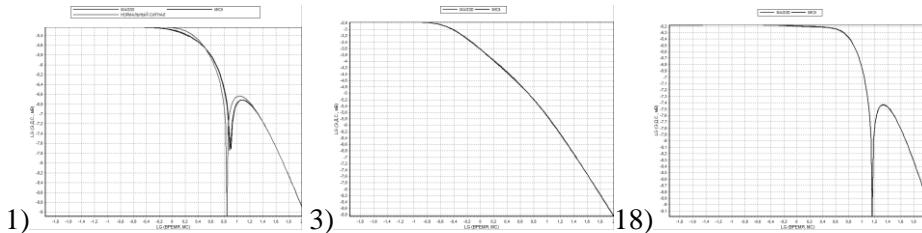


Рис. 2.4. Сравнение результатов MAG3D и МКЭ в приемниках 1, 3 и 18

Этот результат тестирования, конечно, более чем удовлетворительный. Однако на рис. 2.4 (1) приведена также кривая становления для вмещающей среды – нормальный сигнал. Видно, что влияние неоднородности небольшое, поэтому хорошо работает борновское приближение. Этот пример, кстати, показывает низкую эффективность метода ЗСБ при исследовании латеральных неоднородностей. Наблюдаемый сигнал большей частью связан с вмещающей средой, а не с целевым объектом.

2.3.5. 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

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

Формально применяя выражение (2.26), интегрируя и пользуясь определением и свойствами символической функции Дирака, а также

используя решение базовой задачи методом Тихонова, получим для времен $t > 0$:

$$E_\varphi = \sum_{i=1}^{N-1} E_\varphi^{(i)},$$

$$E_\varphi^{(i)} = -\frac{I}{2} \cdot \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda a) a \left[\sum_{j=0}^{\infty} \frac{P_{ji}}{M_j} \exp(-\alpha_j t) \right] d\lambda, \quad (2.40)$$

$$P_{ji} = (\lambda \zeta_{ji+1} - \zeta'_{ji+1}) \exp(\lambda z_{i+1}) - (\lambda \zeta_{ji} - \zeta'_{ji}) \exp(\lambda z_i),$$

где M_j, ζ_j и α_j определены в Главе 1.

Нетрудно увидеть, учитывая свойства функций ζ_j , что $\sum_i P_{ji} = 2\lambda$ и (2.40) фактически совпадает с решением по Тихонову.

Такое представление решения прямой задачи, которое в каждый момент времени представляет отклик в виде суммы откликов по слоям, может быть полезно при построении процедуры инверсии, а также при анализе эффективности применения различных форм возбуждающего импульса тока (программа СЛОЙ комплекса Подбор для DOS).

2.3.6. Приближенный учет токов смещения в задаче установления

Мы уже замечали в Главе 1, что учет токов смещения сильно усложняет аналитические решения задачи об установлении. Снова можем отослать к работам [89], [23] и [39]. Но теперь в рамках рассматриваемого линеаризованного подхода предложим приближенный способ учета влияния токов смещения методом вторичных источников, объявив волновой член $-\varepsilon \cdot \partial \mathbf{E} / \partial t$ сторонним током и заменив в нем полное поле квазистационарным.

Ограничивааясь, таким образом, линейным приближением в соответствии с формулой (2.27), получим квазистационарную добавку от волнового члена. На рис. 2.5 представлены кривые ЭДС в соосной приемной петле ($r = 2.82$ м), отражающие модели процесса установления в

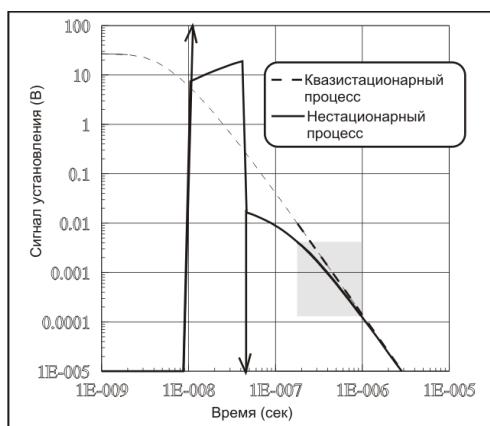


Рис. 2.5. Приближенный учет токов смещения в процессе установления

квазистационарную и нестационарную модели процесса установления в

двухслойной среде ($\rho_1 = 200 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\epsilon_1 = 20$, $h_1 = 50 \text{ м}$, $\rho_2 = \infty$) 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 [39] и из кривой, рассчитанной в соответствии с предложенным здесь способом. В затемненной области обе кривые, практически, совпадают.

Заключая этот раздел, заметим, что значение приближенных линеаризованных алгоритмов прямой задачи состоит еще и в том, что создаются условия для применения весьма развитого аппарата линейной инверсии. Заметим 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, явилась бы полезным дополнением к известным методам расчета ВП в индуктивной электроразведке [28], [91], [19].

2.4. Об интерпретации данных индуктивной импульсной электроразведки

Вопрос об интерпретации сигналов ИИЭ имеет две стороны. Во-первых, он связан с теорией обратных задач в геофизике, это сложная тема, и здесь мы лишь можем указать для углубленного изучения такие работы, как [55], [57]. Вторая сторона состоит в практических наработках электроразведчиков, реализующих конкретные методики (ЗСБ, МПП), и в этой связи предлагаем посмотреть [58], [45], [59]. Мы же рассмотрим несколько интересных 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, автор предлагает рассмотреть другое решение, основанное на приближенном (линеаризованном) трехмерном подходе.

2.4.1. Одномерный подход к интерпретации данных ИИЭ

Так совпало, что процесс развития математических средств интерпретации данных ИИЭ происходил параллельно с процессом всеобщей компьютеризации. По мере роста доступности компьютеров математический аппарат вырос от расчета кажущихся удельных сопротивлений и продольных проводимостей до автоматизированной многослойной инверсии. Однако это оставалось в рамках одномерного подхода. Надо прямо сказать, что такой подход к данным индуктивной импульсной электроразведке до сих пор

остается превалирующим. Тому есть несколько причин объективного и субъективного характера. ТЕ-процесс становления, который является базовым физическим основанием ИИЭ, в силу наличия только горизонтальных компонент электрического поля «охотно» воспринимает реальную геологическую среду как горизонтально-слоистую. Соответственно, отклик довольно легко интерпретируется в рамках горизонтально-однородной модели. Устойчивость, надежность подхода привлекают электроразведчиков, и они распространяют одномерный подход на вполне трехмерные задачи.

Рассмотрим, как это делалось на примере работ в Йемене с гидрогеологическими целями. На профиле длиной около 6 км было выполнено 16 зондирований с установкой 200x200 м, с током 20 А. На рис. 2.6 по этому профилю представлен геоэлектрический разрез, составленный по результатам одномерной интерпретации на каждом пикете. Основная часть разреза представляет собой систему чередующихся низкоомных и высокоомных пластов, имеющих падение в западном направлении под углом около 10 градусов. Система чередующихся пластов представляет собой вулканические породы, а именно: низкоомные, рыхлые, водонасыщенные туфы сменяются плотными высокоомными эфузивами. В основании разреза выделены тавильские песчаники. Таким образом, с помощью электроразведки удалось закартировать склон палеовулкана, перекрывающего отложения тавильских песчаников. В дальнейшем в районе восточной части профиля по космоснимкам обнаружен кратер палеовулкана.

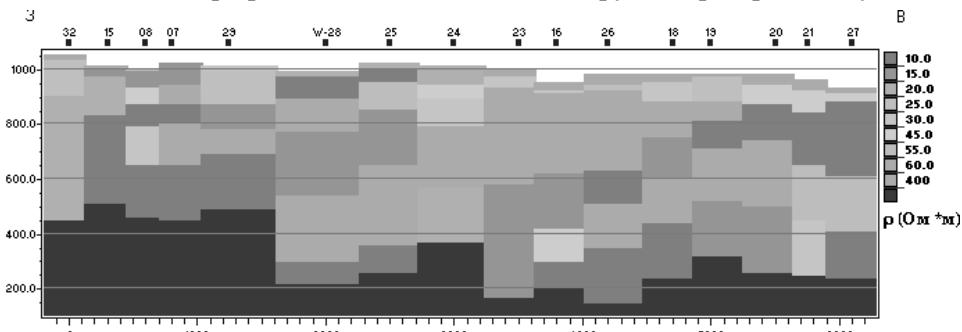


Рис. 2.6. Геоэлектрический разрез участка Warazan, Йемен по результатам интерпретации данных ЗСБ в системе Подбор. 1997 г. (Предоставил А. К. Захаркин)

Такой результат воспринимается самими геофизиками и заказчиками работ как вполне удовлетворительное решение задачи трехмерного характера. И сложно критиковать электроразведчиков за упрощенный подход. Во-первых, они вполне понимают обобщенный характер своих сигналов и сомневаются в полезности более сложных моделей. Во-вторых, играет свою роль применяемая установка (соосная) более других претендующая на звание «точечной». Наконец, оперативного, эффективного, общедоступного и стандартизованного трехмерного аппарата трехмерной инверсии нет. Тем не

менее следует все же понимать, что выявленная трехмерная ситуация имеет характер кажущейся. Применяя одномерный подход к сигналам, интерпретатор, возможно, сглаживает более тонкую «высокочастотную» информацию, которая была добыта в полевых условиях с большими трудами.

2.4.2. Система Подбор и другие

Распространение персональных компьютеров в 80-х гг. в геофизической среде потребовало создания соответствующего математического обеспечения для электромагнитных методов в первую очередь для метода переходных процессов (МПП, или для зондирований в ближней зоне – ЗСБ).

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 пользовательского графического интерфейса и удачным решением проблемы быстродействия 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 использованы алгоритмы У. Андерсона [85], [86], [87], [88], в которых решение задачи установления 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 [83]. Наконец, в системе Подбор использовалось решение во временной области Тихонова [70],



Рис. 2.7. Автор проводит первые расчеты кривой становления на полевом компьютере (методом Тихонова). Норильский район, конец 80-ых.

действительная арифметика которого существенно способствовала быстродействию 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 [65]. В системе Подбор также был привлечен частотный подход и реализован глубокий синтез решения во временной области и решения в частотной области.

Нужно отметить, что, кроме упомянутых, в мире (например, Австралия), а также и в России (Москва, Санкт-Петербург, Новосибирск, Иркутск, Саратов) впоследствии появились и другие программные продукты для метода ИИЭ, а также и для других методов зондирований становлением. Система Подбор была создана в наиболее простом варианте на рубеже 80–90-х гг. и с тех пор существовала, развивалась и широко применялась в виде ряда версий, сменив среду разработки и используемую операционную систему (Борланд Паскаль и DOS до версии 3.5 – на Delphi и Windows). В ней, с одной стороны, реализован математический аппарат, приведенный в Главе 1, а с другой, обеспечены весьма развитым сервисом методические принципы зондирований становлением в ближней зоне (ЗСБ) [45]. Тут следует подчеркнуть, что эта система создавалась и развивалась в целях обеспечения, прежде всего, структурной электроразведки. Применение Подбора в каких-то нестандартных малоглубинных модификациях метода переходных процессов требует особой квалификации пользователей-геоэлектриков.

Главными особенностями данного оперативного матобеспечения для зондирований становлением в ближней зоне являются:

1. синтез решений «в частотной области» и решений «во временной области»;
2. интегральный способ расчета производных сигнала по параметрам разреза по тому же алгоритму и параллельно расчету самого сигнала – крайне полезное обстоятельство для процедур решения обратных задач;
3. последовательное расширение прямых и обратных задач зондирований становлением (ЗС) для зондирований со сложной формой питающего импульса;
4. усложнение геоэлектрической модели среды в рамках одномерной в виде учета анизотропии и параметров вызванной поляризации (версия 5);
5. привлечение оперативных процедур решения трехмерной прямой задачи (по описанному выше в этой главе алгоритму).

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

$$e(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) \left\{ \int_0^{\infty} F(\lambda, \omega) d\lambda \right\} d\omega \quad (2.41)$$

или, изменив порядок интегрирования,

$$e(t) = \int_0^{\infty} T(\lambda, t) d\lambda, \quad (2.42)$$

где

$$T(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) F(\lambda, \omega) d\omega. \quad (2.43)$$

Мы сейчас представили решение задачи становления в рамках подхода, известного, как «решение в частотной области». При некоторых ограничениях, а именно изолирующие или идеально проводящие верхнее и нижнее полупространства в квазистационарном приближении, можно представить

$$T(\lambda, t) = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \exp[-\alpha_j(\lambda)t] X_j(\lambda), \quad (2.44)$$

и это будет уже решение «по Тихонову» или «решение во временной области». Иначе говоря, мы рассматриваем решения в виде интеграла и ряда Фурье, которые обсуждались в Главе 1. Это, конечно, является условным, и речь идет просто о разных вариантах разделения переменных. Однако при численной реализации (2.43) и (2.44) мы сталкиваемся с весьма различными проблемами. При интегрировании (2.43) 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:

$$\Delta T(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) Q(\omega) [F(\lambda, \omega) - F_0(\lambda, \omega)] d\omega, \quad (2.45)$$

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 (2.44) легче рассчитывается в поздней стадии, нет проблем при помещении источника и приемника на один уровень.

В системе Подбор используются оба эти представления следующим образом. Разумеется, если основание разреза изолирующее, то используется решение «по Тихонову». Если основание проводящее и есть необходимость применять решение в виде интеграла Фурье, то интегрируется разность (2.45), 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 (2.45) радикально упрощается из-за резкого сужения необходимого частотного диапазона. В целях быстрого расчета также анализируется глубинность с учетом заданного диапазон времен, для которого нужно рассчитать процесс становления, и «обрезается» снизу «лишняя» среда. При этом опять-таки возникает возможность использования решения в виде ряда.

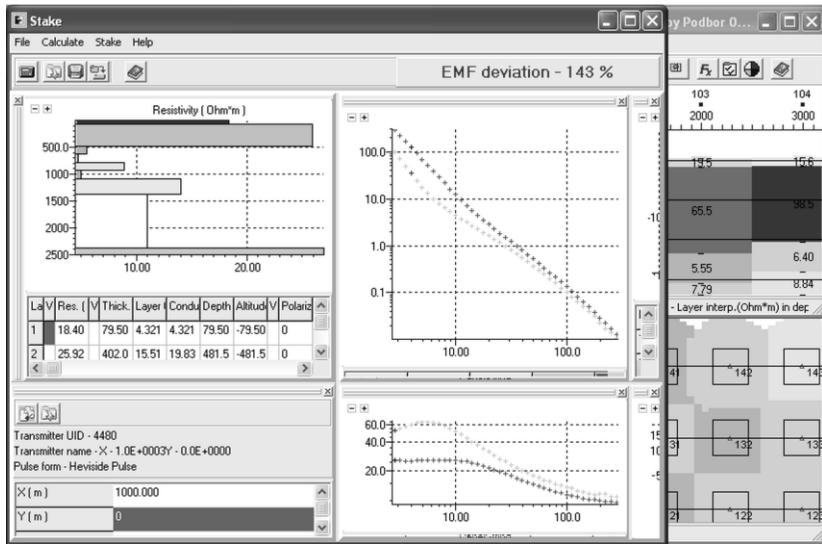


Рис. 2.8. Основные окна интерфейса системы Подбор, версия 5.0, 2013 г.

В последнее время состав процедур прямых задач в системе Подбор пополнился более универсальной процедурой «в частотной области», в которой проблема сходимости решена за счет гибкого использования метода деформации пути интегрирования в комплексной плоскости.

Текущий дизайн системы Подбор показан на рис. 2.8. Программа доступна в интернете в виде демонстрационной версии, обладающей довольно большими методическими возможностями.

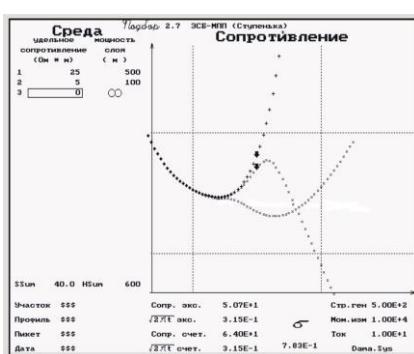


Рис. 2.9. Кривые кажущихся сопротивлений для сред с изолирующим, проводящим и

виде принятых в ЗСБ кривых ρ_t) в диапазоне времен от 3 до 500 мсек. 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 идеально проводящего основания происходит экспоненциально, что отражается *резким ростом* значений

2.4.3. Влияние сильно проводящего слоя или основания

На рис. 2.9 представлен пример расчетов (произведенных в системе Подбор) для соосной приемно-питающей установки ЗСБ кривых становления (в

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.

2.4.4. Боковые влияния

Чисто индуктивный способ возбуждения получил широчайшее распространение. Причины этого понятны. В некоторых случаях эффективная альтернатива этому способу возбуждения вряд ли возможна,

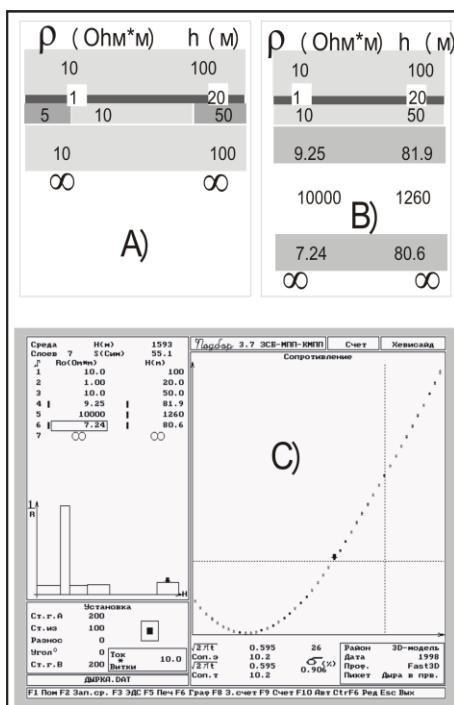


Рис. 2.10. Искажающее влияние удаленных неоднородностей при одномерной инверсии. а) исходная модель (дефицит проводимости в третьем слое в круглой области под пунктом зондирования); б) модель – результат одномерной инверсии; в) практически совпадающие кривые кажущихся сопротивлений, расчетные для исходной модели и результата инверсии

например, выявление проводящих локальных объектов в высокоомной вмещающей среде. Можно определить ТЕ-процесс 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 электrorазведке, когда говорят о зондировании, 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. 2.10А описан геоэлектрический разрез общей мощностью до изолирующего основания 270 м. В 3-

ем слое имеется включение повышенного сопротивления в виде круга диаметром 4000 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 3-ем слое трансформировалось в ложный глубинный проводящий горизонт. Искажен и прилегающий к неоднородному нижний слой (рис. 2.10В). На рис. 2.10С 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 мерами (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.

2.4.5. Интерпретация площадных данных ИИЭ

Очевидным направлением развития индуктивной импульсной электроразведки (будем иметь в виду ЗСБ, прежде всего) в эффективный производственный полевой геофизический метод всегда представлялось осуществление площадной системы сбора информации при закрепленном 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 были предприняты великие. Теперь следует констатировать, что эффективного конкурентоспособного глубинного электромагнитного метода со сбором и переработкой больших объемов площадной информации не создано.

Можно спорить о том, возможно ли это в принципе. Причины могут обсуждаться с различных позиций. Мы видим серьезную проблему в отсутствии оперативного трехмерного подхода к интерпретации площадных данных. Самым распространенным, считавшимся либо самодостаточным, либо вполне полезным приемом было применение заимствованных (с учетом

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 «разнесенных» кривых зондирований накапливался также отрицательный опыт в виде неинтерпретируемых искажений кривых кажущихся параметров.

Приведем теперь интересный пример, который для авторов является некоторым объяснением прошлых неудач и, может быть, явится предостережением для тех, кто не оставляет попыток построить надежную и универсальную трансформацию данных разнесенных зондирований. На рис. 2.11 (изображение старого графического пользователяского интерфейса системы Подбор) представлена кривая для весьма простой одномерной трехслойной среды. Наблюдаемый в окрестности времени 1 мс резкий импульсный всплеск (шириной всего около 0.4 мс) очень необычен.

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 ее поведение. Действительно, аномалия выявила 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», автор использовал для тестирования программу АЛЕКС и получил тот же результат. Постепенно сформировался приведенный пример как реальный теоретический факт. В дальнейшем А. К. Захаркин получил весьма близкую кривую физическим моделированием, аппроксимировав среду набором металлических пластин. Кстати сказать, мы привели изначальный пример, но среду можно еще более упростить до двухслойной ($\rho_2 = 3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$)

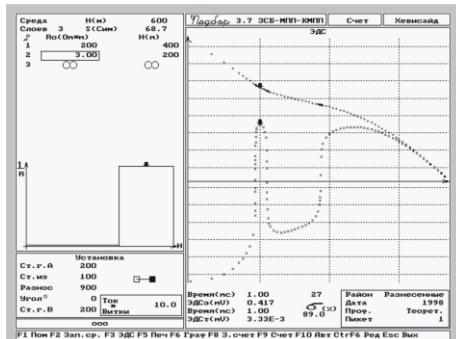


Рис. 2.11. Сравнение соосных и разнесенных зондирований при ступенчатом возбуждении

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 [26]). Но речь идет о трудностях с трансформацией «разнесенного» отклика всего лишь одномерной слоистой среды, а ведь на самом 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 втором слое. На расстоянии мы наблюдаем сложную суперпозицию полей двух токовых колец.

2.4.6. От одномерного к трехмерному

Еще раз отметим очевидное, что площадные исследования проводятся с целью выявления латеральных изменений. Применение к площадным данным ИИЭ 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). Это некорректный подход, и можно попытаться пояснить это конкретнее.

Допустим, в горизонтально-слоистой одномерной среде есть проводящее включение. Согласно первому уравнению Максвелла, его влияние 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 через, как видим, совершенно неадекватную одномерную интерпретацию, то полученная картина кажущихся параметров может не иметь смысла или, скажем так, она очень легко наполняется ложным смыслом.

Разумеется, необходимость разработки трехмерного подхода к сбору и обработке данных индуктивных импульсных зондирований осознавалась всегда, а в рудном варианте всегда была очевидной. Исследовались различные теоретические возможности построения оперативных прямых трехмерных процедур (например, [49]), развивались новые интерпретационные подходы (например, [17], [74], [30]), предлагались решения «трехмерной» проблемы в методическом плане (например, [52]). Все же отсутствие на практике оперативной трехмерной интерпретации по-прежнему является весьма драматичным фактом индуктивной импульсной электроразведки.

Предостерегая от упрощенного подхода, автор не ратует за формально строгое решение обратной трехмерной задачи на реальном полевом материале. Это пока еще делает зондирования становлением весьма длительным, дорогостоящим и слишком интеллектуальным занятием [71]. 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 закрепленном источнике – вычесть рассчитанное поле нормальной (одномерной), вмещающей среды и интерпретировать остаток как устанавливающееся в нормальной среде поле переменных и распределенных электрических диполей, имея целью найти распределение этих источников. И такой подход применяется (нечто подобное делается в частотном режиме в [78]). 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. А вот что надо 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, [90]). 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 подходу, который предлагается ниже.

2.4.7. Томографический подход

Выше описан способ построения линеаризованных решений задач становления различной размерности. Сама структура этих решений подразумевает и алгоритм инверсии как линейную инверсию. Дополнив это ядро подхода способами описания трехмерной среды и способами оценки результата, можно получить подход, который вполне характеризуется как томографический.

Этот 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 [94] посвящена результатам мониторинга процессов восстановления нарушенной окружающей среды с использованием ERT. В ней также приводится обзор методических приемов, применяемых при проведении ERT, в т. ч. 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. Следовательно, 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 [84]. Основным содержанием указанной работы является анализ разрешающих свойств межскважинной электромагнитной томографии. Схема анализа предполагает цилиндрическую симметрию относительно источника, и это также довольно характерно. Понятно, что в приближении лучевой оптики может применяться методика прослеживания лучей для исследования интенсивно затухающих электромагнитных волн. Вообще, в этой области часто используются приемы, характерные для кинематической

сейсмомагнитной инверсии. На радоновской инверсии, например, основан метод межскважинного просвечивания, предложенный в [96].

К другому направлению относится начатая исследователями Ливерморской лаборатории и лаборатории Беркли совместно с Индустриальным Консорциумом работа над программой низкочастотной электромагнитной скважинной съемки, в которой они развивают необходимые программы инверсии для интерпретации данных измерений. По их мнению, с помощью низкочастотной скважинной томографии возможно получить информацию о подповерхностных структурах с высоким разрешением. В статье [104] 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 [105]. Вариант инверсии электромагнитных данных ЗС, который предлагается в этой работе, наиболее близок именно к последнему подходу, и, 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 является также приближенное, но достаточно подробное и универсальное описание среды (или возмущения некоторого параметра среды) как совокупности стандартных, однородных внутри элементов.

Таким образом, развивающийся подход основывается на следующих положениях:

1. область возмущения 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,

$$\begin{aligned} E(t_1) &= E_0(t_1) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta \sigma_j \cdot G_j(t_1), \\ E(t_2) &= E_0(t_2) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta \sigma_j \cdot G_j(t_2), \\ \dots & \\ E(t_i) &= E_0(t_i) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta \sigma_j \cdot G_j(t_i), \\ \dots & \\ E(t_N) &= E_0(t_N) + I_0 \cdot \sum_{j=1}^K \Delta \sigma_j \cdot G_j(t_N), \end{aligned} \tag{2.46}$$

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

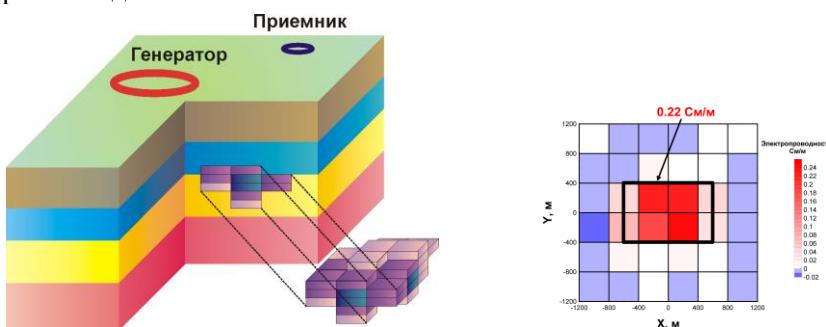


Рис. 2.12. Томографическое исследование локальной среды

Этот подход иллюстрируется также на рис. 2.12. Выделенная область среды, подлежащая подробному изучению, разбивается на стандартные элементы, для которых делается линейная инверсия. Структура среды оценивается по полученному «образу» (справа на рис. 2.12).

Нетрудно предположить, приняв во внимание хотя бы ошибки в экспериментальных данных, что нужно 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 мы использовали стандартный алгоритм, позволяющий находить общее решение переопределенной системы уравнений, основанный на методе наименьших квадратов и разложении по сингулярным числам [72]. Мы вполне убедились, что обращение системы (2.46) отражает некорректность решения обратной задачи. Оно весьма неустойчиво, неоднозначно и нуждается в регуляризации такой, как в [92] (Occam's inversion).

Одномерная томографическая инверсия

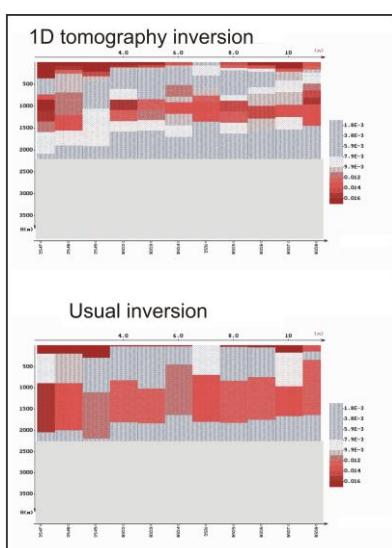


Рис. 2.13. Томографическая и обычная обработка профильных данных ЗСБ

одномерных задачах.

Развитие и утверждение совершенно новой системы интерпретации требует значительного времени, измеряемого годами и даже десятилетиями. Несмотря на появление таких систем автоматизированного подбора многослойного разреза, как ЭРА и Подбор, вполне доступных, среди электроразведчиков долгое время были упорные приверженцы ручной интерпретации на основе кажущихся кривых. Самые 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

Итак, линеаризованное решение одномерной слоистой задачи в окрестности однородного полупространства построено выше в этой главе. В нашем распоряжении некоторое количество данных (значений ЭДС, соответствующих отсчетам времени, $i = 1, 2, \dots, N$), которые составляют левую часть линейной системы (2.86). Зондируемое полупространство рассечем 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 (2.46), определяя возмущение проводимости каждого томографического элемента среды (слоя).

На рис. 2.13 мы приводим пример томографической обработки полевых профильных данных ЗСБ. Традиционная интерпретация была проведена опытным интерпретатором с использованием системы Подбор (А. К. Захаркин). Разрез, построенный с помощью томографического подхода, конечно, отличается в деталях, но нужно заметить, 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.

О трехмерной томографической инверсии

Как уже говорилось, от томографического подхода ожидают решения проблемы двухмерной и трехмерной инверсии. Именно это является главной целью развиваемого здесь подхода. Однако учитывая новизну томографического подхода в интерпретации данных импульсной электроразведки, эксперименты с синтетическими данными и приведенный «одномерный» пример имеют самостоятельный интерес, но в еще большей степени отражают суть этого подхода. И надо отметить, что трехмерная томографическая интерпретация не требует разработки каких-то дополнительных математических средств по отношению к тому, что использовано в одномерном случае. Линеаризованное решение для поля локального включения («трехмерного» томографического элемента) в референтную среду построено нами выше в этой главе. Автор видит основные проблемы в выработке определенных стратегий в манипуляциях с трехмерными объектами в зависимости от количества и характера данных, априорной информации и конечной цели интерпретационного процесса. Разумеется, есть проблемы регуляризации.

Однако томографический подход, как частный случай трехмерного подхода к интерпретации, требует определенного количества независимых данных и в конечном итоге специальных технологий проведения полевых измерений. Эти технологии должны иметь, конечно, площадной характер. Иначе можно сказать, что томографический подход должен начинаться в поле.

Пока что мы можем продемонстрировать трехмерную томографическую инверсию только синтетических данных на рис. 2.14.

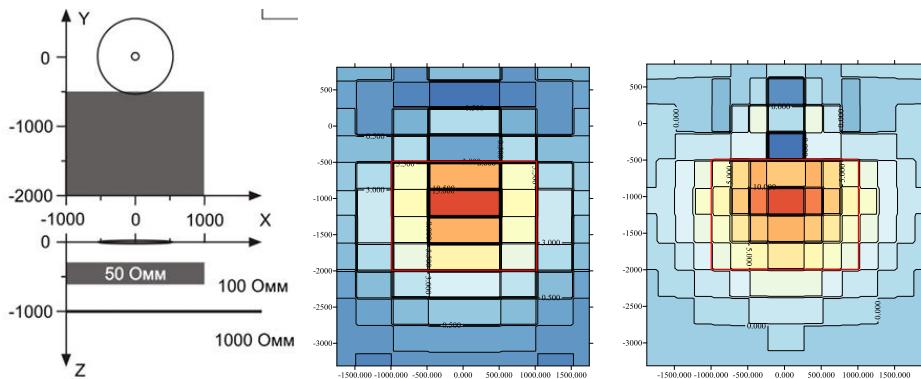


Рис. 2.14. Пример томографической 3D-инверсии. Модель (в плане и в разрезе) и результаты для различных томографических сеток

2.5. Заключение

В заключение хотелось бы еще раз обратить внимание на главные (взаимосвязанные) особенности индуктивного процесса становления – широкий латеральный охват среды и высокодинамичный регистрируемый сигнал при том, что это определяется только продольной проводимостью разреза. Эти объективные обстоятельства определяют принципиальную ограниченность метода. Но есть и субъективные вещи. Первая особенность требует почти всегда трехмерного (по проводимости) подхода к интерпретации, а вторая предъявляет серьезные требования к измерительной аппаратуре. Практически это трудновыполнимые требования. В то же время весьма распространенный одномерный подход без особых проблем выдает кажущуюся одномерную модель на каждом пикете или по площади и создается иллюзия решения трехмерной задачи. Однако одномерный подход может сгладить и отфильтровать «трехмерную» составляющую сигнала или исказить ее. В последние годы ситуация стала меняться и все больше электрораведочных команд применяют, по крайней мере, прямую трехмерную задачу. Это, может быть, повлияет на тенденцию появления, время от времени, сообщений о фиксации некоторых «неклассических» эффектов, позволяющих говорить о некотором «сверхразрешении»

геоэлектромагнитного метода. В связи с этим мы хотели бы сказать, что, не отрицая возможности проявления тонких «неклассических» эффектов даже при ТЕ-зондировании, 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. Нам кажется, что наш (в ИИЭ) главный параметр – удельное сопротивление – не совсем еще исчерпан. Было интересно 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. Из всех этих обстоятельств вполне уместно сделать и такой вывод, что, может быть, стоит подумать о других инструментах для геоэлектрических экспериментов, нежели петля и ТЕ-процесс становления.

Глава 3. Поле электрического типа

Мы вполне убеждены, что «ТЕ-ТМ-анализ» в задачах контролируемой геоэлектрики был бы необходим и при отсутствии возможности возбуждения чистого ТМ-поля. Например, вполне традиционный источник – горизонтальная электрическая линия (ГЭЛ) – это сложный источник, состоящий из трех: протяженного индуктивного (провод с током) и двух гальванических (заземления по концам провода). Даже чисто электродинамическая картина является довольно сложной. Однако именно этот источник используется для изучения процессов вызванной поляризации (ВП). При этом возникает совершенно причудливая смесь сложного электродинамического поля и разнородных процессов ВП (первичного и вторичного, гальванического и индукционного). А если это происходит в условиях латеральной неоднородности?

В этой главе рассматриваются свойства поля электрического типа (Е-поле, Е-мода, ТМ-поле) применительно к геоэлектроразведке с контролируемыми источниками. ТМ-поле реально не только в качестве фракции поля любого сложного заземляемого источника, но оно (также, как и ТЕ-поле) является полным полем вполне реального и давно известного источника – мы имеем в виду вертикальный электрический диполь (ВЭД) или линию (ВЭЛ). В Главе 1 предложен наземный источник ТМ-поля – круговой электрический диполь (КЭД). Свойства ТМ-поля, разумеется, будут показаны как свойства полей этих источников (впрочем, существуют и другие, еще более экзотические).

Надо отметить, что 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 в течение десятилетий.

3.1. Где прячется ТМ-поле?

Автор этого труда очень надеется, что он поможет молодому читателю разобраться в том, как устроен электроразведочный метод. Когда автор сам был молодым человеком и начинающим электроразведчиком, он никак не мог понять, что же общего между традиционной электроразведкой на постоянном токе и набиравшей силу импульсной методикой с незаземленными петлями. Собственно говоря, эта книга является ответом на тот давний вопрос. Сейчас можно коротко сказать, что известные методы постоянного (прямого) тока основаны на использовании постоянного ТМ-поля (поле электрического типа, Е-поле), тогда как импульсная электроразведка с петлями имеет дело с переходным ТЕ-процессом (поле магнитного типа, Н-поле), и общего тут, действительно, не так уж много.

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 Н-поле. 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 гораздо меньше вклада Н-поля. Хорошо известно, что компоненты устанавливающегося поля горизонтальной электрической (заземленной) линии (ГЭЛ) или диполя (ГЭД) 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 (опасаемся, что как раз 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, которое и определяет общие свойства петли и линии как источников. Поведение же Е-поля совершенно иное. Оно спадает экспоненциально (в среде с изолирующим основанием) и всегда зависит от вертикального размера среды. Между прочим, даже в одной из самых первых работ по установлению электромагнитного поля в земле (А. Н. Тихонов, О. А. Скугаревская, [70]) в компоненте A_z вектора-потенциала горизонтального диполя была выделена часть, поведение которой резко выделялось (экспоненциальный спад). К сожалению, авторы имели целью только позднее асимптотическое решение (индуктивное), естественно, пренебрегали быстропадающей компонентой, не обсуждали и не анализировали физическую подоплеку.

На рис. 3.1 представлены для режима становления относительные вклады Н-поля и Е-поля в суммарное поле для установки типа АВМН (осевой и экваториальной). В начальной стадии вклады примерно одинаковы и имеют разные знаки, в последней же электрическое поле горизонтального электрического диполя определяется становлением поля магнитного типа. А что касается магнитных компонент, то на дневной поверхности все они принадлежат ТЕ-полю.

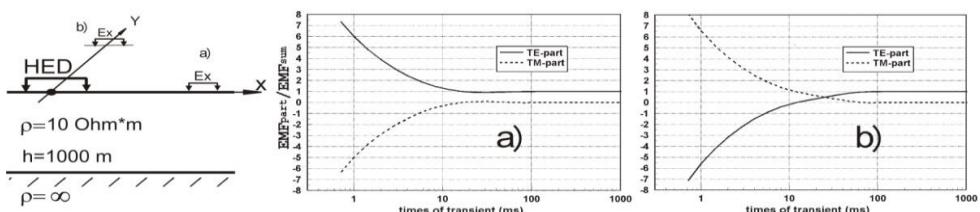


Рис. 3.1. Доли Н-поля и Е-поля в общем поле E_x от ГЭД для осевой – а) и экваториальной установок – б)

Чтобы в поздней стадии становления иметь значительный вклад поля электрического типа, нужно весьма основательно подумать о конфигурации возбуждающего стороннего тока. Уже упоминалась в Главе 1 и будет обсуждаться ниже 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 путем размещения вертикальной питающей линии в скважине и измерения радиального электрического поля на поверхности земли. Мы сейчас покажем, что без четкого понимания радикального различия 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 градуса проявятся такими же малыми искажениями в измеряемом отклике, в особенности, на больших расстояниях и поздних временах процесса установления. Рассмотрим геоэлектрическую модель (пласт $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h = 1000 \text{ м}$), в которой размещена питающая линия, заземленная верхним концом у дневной поверхности, а нижним – на кровле изолирующего фундамента. Пусть отклонение нижнего конца от вертикали составляет 50 м (т. е. наклон 2.8°), ток 10 А, и проводятся азимутальные измерения радиальной приемной

линией в 200 м при удалении от скважины 2000 м. На рис. 3.2 представлены результаты расчетов становления, выполненных для наклонной линии. Она (ее момент) представлена как векторная сумма строго вертикальной линии (1000 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

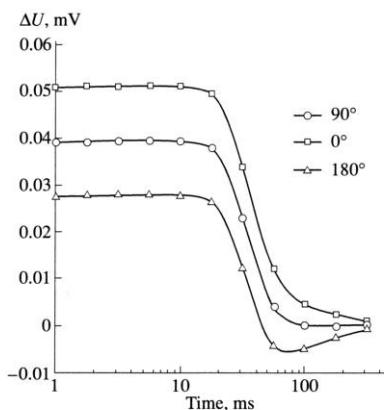


Рис. 3.2. Установливающееся поле линии, заземленной в скважине, которая имеет слабое отклонение от вертикали

вертикальной линии. Как видим, наклон привел к качественным изменениям сигнала и даже к появлению перехода через 0. Если исходить из незначительности влияния наклона, то тогда нужно признать среду в

окрестности скважины существенно неоднородной или обсуждать, может быть, процессы ВП.

3.2. Становление поля ВЭД в двухслойной среде

Радикально различаются ТЕ- и ТМ-поля в характере поведения в процессе установления. Что касается ТЕ-процесса (т. е., например, процесса становления, возбуждаемого петлей), то его свойства изучены очень хорошо и широко известны. Характернейшей особенностью поздней стадии является зависимость поля лишь от интегрального показателя среды – суммарной продольной проводимости. Получим для сравнения выражение для поздней стадии процесса установления поля ВЭД.

Рассмотрим двухслойную модель среды с изолирующим основанием. Проводящий (σ) верхний слой ($0 \leq z \leq h$) является изотропным и немагнитным. ВЭД помещаем на оси z , направленной вниз, внутри слоя в точке $z = z_0$, и его момент определим как $I_z = Idz$, где I – ток. Уравнения Максвелла в квазистационарном приближении для ненулевых компонент (E_r , E_z и H_φ) представляются в цилиндрической системе координат в слое в виде:

$$-\frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \sigma E_r, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\varphi)}{\partial r} = \sigma E_z, \quad \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu_0 \frac{\partial H_\varphi}{\partial t}, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rE_r)}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \quad (3.1)$$

Разделяя переменные, мы можем предложить решение в виде:

$$\begin{aligned} H_\varphi &= \frac{I_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda V(z, t, \lambda) d\lambda, \\ E_r &= -\frac{I_z}{4\pi\sigma} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda V'_z(z, t, \lambda) d\lambda, \\ E_z &= \frac{I_z}{4\pi\sigma} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \lambda^2 V(z, t, \lambda) d\lambda. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Таким образом, для функции V после выключения тока в источнике получаем следующую краевую задачу в области $0 \leq z \leq h$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \lambda^2 V = \frac{\mu_0}{\rho_1} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad 0 < z < h, \\ V = 0, \quad z = 0, h, \\ V = \bar{V}(\lambda, z), \quad t = 0, \\ V \rightarrow 0, \quad t \rightarrow \infty. \end{array} \right. \quad (3.3)$$

Здесь $\bar{V}(\lambda, z)$ – решение для постоянного тока, т. е. решение краевой задачи

$$\begin{cases} \bar{V}_{zz}'' - \lambda^2 \bar{V} = 0, & 0 \leq z \leq h, \\ \bar{V} = 0, & z = 0, h, \\ [\bar{V}]|_{z=z_0} = 0, \quad [\bar{V}_z]|_{z=z_0} = 2\lambda, \end{cases} \quad (3.4)$$

где учитывается источник как требование к магнитному полю вблизи него (формула Био-Савара)

$$H_\varphi = \frac{I_z}{4\pi} \frac{r}{[r^2 + (z - z_0)^2]^{3/2}} \equiv \frac{I_z}{4\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) \lambda \exp(-\lambda |z - z_0|) d\lambda.$$

Далее разделяя переменные в (3.3), предлагаем решение для функции V в виде $V \approx \zeta(z) \cdot \exp(-\alpha t)$. Для функции ζ получаем простую краевую задачу:

$$\begin{cases} \zeta_{zz}'' + (\alpha \mu_0 \sigma - \lambda^2) \zeta = 0, & 0 < z < h, \\ \zeta = 0, & z = 0, h. \end{cases} \quad (3.5)$$

Очевидно, что задаче (3.5) удовлетворяет множество решений $\zeta_j = \sin(j\pi z/h)$, $j = 1, 2, 3, \dots$, причем $\alpha_k = \left(\frac{j^2 \pi^2}{h^2} + \lambda^2 \right) \frac{1}{\mu_0 \sigma}$, так что

общее решение для функции V есть

$$V = \sum_{j=0}^{\infty} C_j \cdot \zeta_j(z) \cdot \exp(-\alpha_j t). \quad (3.6)$$

Коэффициенты C_j определяем при удовлетворении начального условия для функции V , рассматривая (3.6) при $t = 0$ и пользуясь ортогональностью функций ζ_k в области $0 \leq z \leq h$. Итак,

$$C_j = \frac{\int_0^H \bar{V}(z) \zeta_j(z) dz}{\int_0^H \zeta_j^2(z) dz} = \frac{4\lambda}{h\mu_0\sigma} \cdot \frac{\sin(j\pi z_0/H)}{\alpha_j}$$

и окончательное решение можно записать в таком виде:

$$\begin{aligned} H_\varphi &= \frac{I_z}{\pi h^2} \sum_{j=1}^{\infty} e^{-j^2 \pi^2 \bar{t}} \sin(j\pi \bar{z}) \int_0^{\infty} R_j e^{-\lambda^2 \bar{t}} \lambda J_1(\lambda \bar{r}) d\lambda, \\ E_r &= -\frac{I_z}{h^3 \sigma} \sum_{j=1}^{\infty} e^{-j^2 \pi^2 \bar{t}} j \cos(j\pi \bar{z}) \int_0^{\infty} R_j e^{-\lambda^2 \bar{t}} \lambda J_1(\lambda \bar{r}) d\lambda, \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$E_z = \frac{I_z}{\pi h^3 \sigma} \sum_{j=1}^{\infty} e^{-j^2 \pi^2 \bar{t}} \sin(j\pi \bar{z}) \int_0^{\infty} R_j e^{-\lambda^2 \bar{t}} \lambda^2 J_0(\lambda \bar{r}) d\lambda,$$

где

$$R_j = \frac{\lambda \sin(j\pi z_0 / h)}{\lambda^2 + j^2 \pi^2}, \quad \bar{t} = \frac{t}{\mu_0 \sigma h^2}, \quad \bar{r} = \frac{r}{h}, \quad \bar{z} = \frac{z}{h}.$$

Для получения асимптотических выражений, справедливых в поздней стадии становления (при $t \rightarrow \infty$), достаточно взять первый член ряда ($j = 1$) и рассмотреть интегралы в (3.7) при малых λ . Приведем, например, результат для радиального градиента на дневной поверхности. При $t \rightarrow \infty$

$$E_r(t) \approx \frac{I_z r}{\pi^2 \sigma h^4} \cdot \sin\left(\frac{\pi z_0}{h}\right) \cdot \left(\frac{\mu_0 \sigma h^2}{2t}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\mu_0 \sigma h^2}\right). \quad (3.8)$$

Таким образом, поведение ТМ-процесса в поздней стадии принципиально иное, чем поведение ТЕ-процесса. Сохраняется зависимость поля от вертикальной структуры георазреза. Если имеется изолирующая граница, то спад экспоненциальный.

Впервые (и более подробно) становление поля ВЭД было рассмотрено еще в работе [13]. Но в те времена, когда широко распространялся метод индуктивной импульсной электроразведки в виде ЗСБ, никому не пришло в голову, что были обнаружены проявления большой альтернативы – неиндуктивной импульсной электроразведки. Свойства поля ВЭД явились проявлением свойств ТМ-поля.

3.3. Круговой электрический диполь (КЭД). Однородная земля

До недавнего времени система представлений о возможностях и особенностях электроразведочного метода зондированиями становлением (ЗС) формировалась на основе свойств индуктивного (ТЕ) поля. С этой привычной точки зрения свойства поля ВЭД выглядят весьма необычно и даже шокирующие. Но мы настаиваем, что индуктивная электроразведка составляет только одну половину электроразведочного метода. Значит, мы должны 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 необходима скважина, и это резко ограничивает возможности применения такого источника. Однако они остаются и могут быть соблазнительными, например, при оконтуривании залежи, когда обычно имеется некоторое количество скважин. В таком случае приходится говорить о других проблемах, прежде всего о наклоне скважины. Следует также отметить более технические трудности: сложности размещения и заземления

линии в скважине, практически малая величина тока (~ 10 А). Наконец, заметим, что необсаженные скважины мало доступны для электроразведчиков, обсадка же создает новый ряд проблем. Конечно, особую область применения ВЭД представляют морские работы. Здесь о преимуществах и недостатках ВЭД нужно говорить отдельно.

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 в 1982 г. [51]. Первоначально идея КЭД возникла как раз из-за усилия построить наземный аналог вертикального электрического диполя. В дальнейшем теория нового источника была развита в трудах [32], [35], [36], [98], [99], а также в серии работ, посвященных обоснованию нового метода электроразведки, который основан на применении КЭД (Глава 4).

3.3.1. Гармонический режим

В этом подразделе мы фактически воспроизводим текст работы [98], подготовленной и опубликованной при активном участии покойного профессора Дж. Р. Уэйта (Аризонский университет), который любезно и с воодушевлением откликнулся на наше сообщение о круговом электрическом диполе. Предложенный им подход очень удобен при описании нестационарного поля КЭД.

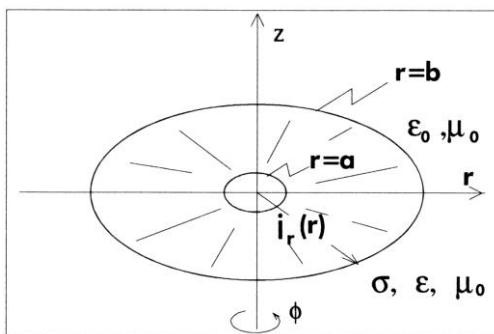


Рис. 3.3. Модель среды, источник и система координат

Итак, модель, которую мы сейчас используем, весьма проста. Как показано на рис. 3.3, радиальный ток с поверхностью плотностью $j_r(r)$ в А/м сосредоточен на границе между двумя однородными 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 $\exp(i\omega t)$, где ω – угловая частота.

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

$$E_r = \frac{1}{\tilde{\sigma}_j} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial r \partial z}, \quad (3.9)$$

$$E_z = \frac{1}{\tilde{\sigma}_j} \cdot \left(-k_j^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A, \quad (3.10)$$

$$H_\varphi = -\frac{\partial A}{\partial r}, \quad (3.11)$$

где $k_j^2 = i\omega\hat{\sigma}_j\mu_0$, $\tilde{\sigma}_j = \sigma_j + i\omega\epsilon_j$ 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.

$$E_r(z = +0) - E_r(z = -0) = 0. \quad (3.12)$$

Второе граничное условие есть следствие уравнений Максвелла и требует, чтобы

$$H_\varphi(z = +0) - H_\varphi(z = -0) = -j_r(r). \quad (3.13)$$

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

$$A = \int_0^\infty f_0(\lambda) \exp(-u_0 z) J_0(\lambda r) d\lambda, \quad z > 0, \quad (3.14)$$

$$A = \int_0^\infty f_1(\lambda) \exp(+u_1 z) J_0(\lambda r) d\lambda, \quad z < 0, \quad (3.15)$$

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

Теперь нужно определить $f_0(\lambda)$ и $f_1(\lambda)$. Используя (3.9) и (3.11), мы получим, что

$$\frac{f_0(\lambda)}{f_1(\lambda)} = -\frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \frac{u_1}{u_0}. \quad (3.16)$$

С другой стороны, используя (3.11) и (3.13), мы потребуем, чтобы

$$\int_0^\infty [f_0(\lambda) - f_1(\lambda)] \lambda J_1(\lambda r) d\lambda = -j_r(r). \quad (3.17)$$

Обращение этого выражения дает:

$$f_0(\lambda) - f_1(\lambda) = S(\lambda), \quad (3.18)$$

где

$$S(\lambda) = \int_0^{\infty} j_r(r) r J_1(\lambda r) dr. \quad (3.19)$$

Из (3.16) и (3.18) получаем:

$$f_0(\lambda) = \frac{-\tilde{\sigma}_0 u_1 S(\lambda)}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1}, \quad (3.20)$$

$$f_1(\lambda) = \frac{\tilde{\sigma}_1 u_0 S(\lambda)}{\tilde{\sigma}_1 u_0 + \tilde{\sigma}_0 u_1}. \quad (3.21)$$

Подставив эти выражения в (3.14) и (3.15), мы получим формально решение для вектора-потенциала, пригодное для любого распределения радиальной плотности тока $j_r(r)$. Все компоненты поля можно получить посредством операций, указанных в (3.9)–(3.11).

Сейчас мы определим радиальную плотность как

$$\begin{aligned} j_r(r) &= I_0 / (2\pi r), & a \leq r \leq b, \\ j_r(r) &= 0, & r < a, \quad r > b, \end{aligned} \quad (3.22)$$

где I_0 – полный ток. В этом случае

$$S(\lambda) = \frac{I_0}{2\pi} \cdot \int_a^b J_1(\lambda r) dr = \frac{I_0}{2\pi\lambda} \cdot [J_0(\lambda a) - J_0(\lambda b)]. \quad (3.23)$$

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, которые радиально подводят общий ток I_0 . Если $a \rightarrow 0$, мы имеем точечный электрод в центре и $J_0(\lambda a) = 1$. Если мы далее примем $\lambda b \ll 1$, то $J_0(\lambda b) \approx 1 - \lambda^2 b^2 / 4$ и тогда

$$S(\lambda) \approx \frac{I_0 \lambda b^2}{8\pi}. \quad (3.24)$$

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

Для многих геофизических приложений может быть сделано и другое приближение. Если $|k_0 r| \ll 1$ (т. е. r много меньше, чем длина волны в воздухе), $u_0 \approx \lambda$ 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 том смысле, что $|\tilde{\sigma}_1| \approx |\sigma_1 + i\omega\varepsilon_1| \gg \varepsilon_0\omega$. С учетом этих условий (3.20) и (3.21) упрощаются:

$$f_0(\lambda) \approx -\frac{\hat{\sigma}_0 u_1 S(\lambda)}{\hat{\sigma}_1 \lambda} \quad (3.25)$$

и

$$f(\lambda) \approx S(\lambda). \quad (3.26)$$

Теперь вместо (3.14) и (3.15) получаем для $z > 0$

$$A \approx -\frac{\hat{\sigma}_0}{\hat{\sigma}_1} \cdot \int_0^\infty S(\lambda) \frac{u_1}{\lambda} \exp(-\lambda z) J_0(\lambda r) d\lambda \quad (3.27)$$

и для $z < 0$

$$A \approx \int_0^\infty S(\lambda) \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda. \quad (3.28)$$

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

$$A \approx -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\tilde{\sigma}_0}{\tilde{\sigma}_1} \cdot \int_0^\infty u_1 \exp(-\lambda z) J_0(\lambda r) d\lambda, \quad z > 0, \quad (3.29)$$

$$A \approx \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \int_0^\infty \lambda \exp(u_1 z) J_0(\lambda r) d\lambda, \quad z < 0. \quad (3.30)$$

Когда $z = 0$, интеграл в (3.29) может быть взят следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty u_1 J_0(\lambda r) d\lambda &= \int_0^\infty (\lambda^2 + k_1^2) u_1^{-1} J_0(\lambda r) d\lambda = \\ &= \left[k_1^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right]_0^\infty u_1^{-1} J_0(\lambda r) d\lambda = \\ &= \left[k_1^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] I_0 \left(\frac{k_1 r}{2} \right) K_0 \left(\frac{k_1 r}{2} \right), \end{aligned} \quad (3.31)$$

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 есть:

$$\int_0^\infty u_1 \exp(-\lambda z) J_0(\lambda r) d\lambda \cong k_1 \cdot \int_0^\infty \exp(-\lambda z) J_0(\lambda r) d\lambda = \frac{k_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (3.32)$$

Тогда в этом случае

$$A \cong -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\tilde{\sigma}_0}{\tilde{\sigma}_1} \cdot \frac{k_1}{(r^2 + z^2)^{1/2}}. \quad (3.33)$$

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

Что касается случая $z < 0$ (т. е. в земле), то мы получаем довольно просто из (3.30), что

$$\begin{aligned} A &= \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \frac{\lambda}{u_1} \cdot \exp(u_1 z) \cdot J_0(\lambda r) \cdot d\lambda = \\ &= \frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(-k_1 R)}{R} \right] = -\frac{I_0 b^2}{8\pi} \cdot \frac{z}{R^3} \cdot (1 + k_1 R) \cdot \exp(-k_1 R), \end{aligned} \quad (3.34)$$

где $R = \sqrt{r^2 + z^2}$.

Сравним это последнее выражение для потенциала A , определенного для КЭД, 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 $|\hat{\sigma}_1| \gg \epsilon_0 \omega$ (т. е. как и для КЭД) мы имеем для ВЭД [73]:

$$A = \frac{Idzh}{2\pi} \cdot \frac{z}{R^3} \cdot (1 + k_1 R) \cdot \exp(-k_1 R), \quad (3.35)$$

где $z > h$. Сравнивая (3.34) и (3.35), мы видим, что поля КЭД и ВЭД совпадают при выполнении условия

$$Idzh = I_0 b^2 / 4. \quad (3.36)$$

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

Необходимо еще уточнить (на это нам указал профессор Дж. Р. Уэйт), что выражение (3.35) описывает поле квадруполя. Вертикальный электрический диполь ведет себя как квадруполь из-за границы с воздухом. В однородном пространстве ВЭД есть истинный диполь, а КЭД и там квадруполь. Строго говоря, КЭД следовало бы назвать круговым

электрическим квадрупольем. Но вряд ли имеет смысл на этом настаивать с практической точки зрения.

3.3.2. Незаземленная установка КЭД

Основная трудность при практическом использовании питающей установки КЭД состоит в необходимости равномерного по кругу заземления внешних электродов. Возможный способ обойти это требование заключается в применении незаземленной модели (заземляется только центральный электрод). Это интересное предложение сделал Дж. Р. Уэйт в частной переписке с нами.

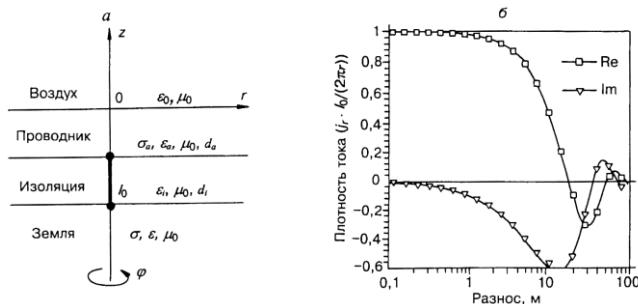


Рис. 3.4. Модель незаземленной установки КЭД и распределение плотности тока

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. 3.4а, 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 землею, третий слой – сама земля. Источник возбуждения – вертикальная электрическая линия, заземленная в первом слое и в нижнем полупространстве (на кровле). Это вполне классическая модель. Нетрудно получить выражение для вектора-потенциала, воспользовавшись, например, [73]. Достаточно громоздкое выражение (только z -компонента) упрощается, если мы примем, что $d_a \rightarrow 0$ (толщина проводящего слоя – установки КЭД) и $d_i \rightarrow 0$ (толщина изоляции). В этом случае мы получаем в воздухе ($z > 0$):

$$A = -\frac{I_0}{2\pi} \cdot \tilde{\sigma}_0 \sigma_1 T \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) e^{-i\mu_0 z} \lambda d\lambda}{(u_0 S + \tilde{\sigma}_0) (u_0^2 \sigma_1 T + u_1)}, \quad (3.37)$$

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

Мы можем сделать и другое приближение, которое уже использовалось выше. Это $|k_0 r| \ll 1$ и $u_0 \approx \lambda$. Кроме того, мы можем принять, что $S \cong \sigma_a \cdot d_a$. При этих условиях (3.37) упрощается до

$$A_0 = -\frac{I_0}{2\pi} \cdot \frac{i\omega\epsilon_0}{S} \cdot \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda}{(\lambda^2 + u/T / (\sigma_1 + i\omega\epsilon_1))}. \quad (3.38)$$

Итак, теперь вектор-потенциал зависит от параметров питающей установки S и T как элемента геоэлектрической среды. Прежде для заземленной маленькой установки мы пренебрегали этим. Здесь использовалось граничное условие (3.13), 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 $z = 0$, мы получим, что

$$j_r(r) = S \cdot E_r = \frac{S}{i\omega\epsilon_0} \cdot \frac{\partial^2 A_0}{\partial r \partial z}, \quad z = 0. \quad (3.39)$$

На рис. 3.4б показано распределение плотности как отношение

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

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

Заключая этот раздел, заметим, что мы обсуждали установку КЭД с идеальной азимутальной симметрией. Практически такая (конечно, небольшая) установка может быть выполнена из металлической сетки. Установка же 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, она – не осесимметричный источник в области больших частот. При возбуждении же радиальным сторонним током («ТМ-возбуждении») среда не дает магнитного квазистационарного отклика на дневной поверхности и в воздухе, КЭД не обладает собственной индуктивностью и остается симметричным на всех частотах.

3.4. Поле КЭД в многослойной среде

В предыдущем разделе мы привели 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, которого мы всегда будем помнить с благодарностью). Теперь же мы вновь возвращаемся к математическому аппарату, построенному нами в Главе 1.

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

$$H_\varphi(r, z, t) = -\frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \left[\sigma_i V(z, t, \lambda) + \varepsilon_i \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial t} \right] \lambda d\lambda, \quad (3.40)$$

$$E_r(r, z, t) = -\frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_1(\lambda r) J_1(\lambda r_0) \frac{\partial V(z, t, \lambda)}{\partial z} \lambda d\lambda, \quad (3.41)$$

$$E_z(r, z, t) = \frac{Idr_0}{2\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) J_1(\lambda r_0) V(z, t, \lambda) \lambda^2 d\lambda. \quad (3.42)$$

Для функции V мы получили в Главе 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 нами с использованием обоих решений (интеграл и ряд) в математическом обеспечении для метода ЗВТ (Глава 4).

Обращает на себя внимание, 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.

Поле КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием мы получили в Главе 1, раздел 1.2.2. Для функции V имеем:

$$V(z, t) = -\frac{2\pi}{\sigma} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{j}{j^2\pi^2 + \lambda^2 h^2} \cdot \sin\left(\frac{j\pi}{h} z\right) \cdot \exp\left[-\frac{t(j^2\pi^2 + \lambda^2 h^2)}{\mu_0 \sigma h^2}\right]. \quad (3.43)$$

А ниже рассмотрим некоторые более сложные конкретные решения для традиционных объектов импульсной электроразведки.

3.4.1. КЭД и S-плоскость

В индуктивной импульсной электроразведке важную роль играет идеализированная модель геоэлектрической среды – *S*-плоскость в воздухе. Посмотрим, может ли эта модель поддержать ТМ-процесс? Обратимся к формуле (3.43) для функции V в случае 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

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

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

С другой стороны, *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 $\mu \equiv \mu_0$. В качестве источника рассмотрим дифференциальный КЭД, т. е. такой, при котором радиальный ток имеется только на окружности радиуса r_0 (рис. 3.5). Момент определим как Idr_0 и помещаем пока на глубину z_0 внутри слоя (рис. 3.5). В момент $t=0$ источник выключается. Определяя поле в пределах проводящей толщи, будем придерживаться квазистационарного приближения.

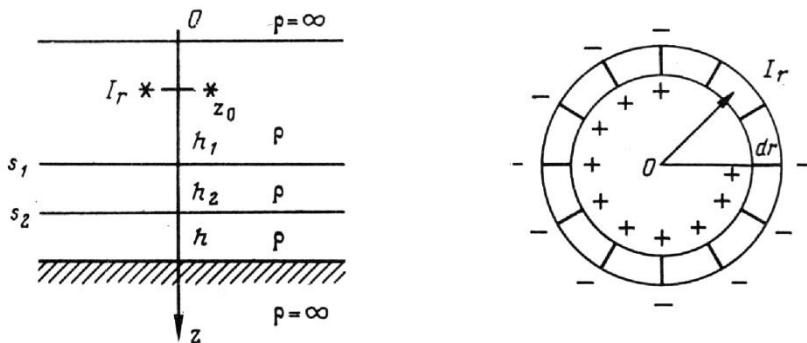


Рис. 3.5. Модель среды и КЭД

В этом случае решим задачу традиционным образом, введя вектор-потенциал обычным для электрического источника способом:

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}. \quad (3.44)$$

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

$$E_r = \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial r \partial z}, \quad H_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad E_z = -\mu_0 \dot{A}_z + \rho \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2}. \quad (3.45)$$

Компонента A_z должна удовлетворять достаточным условиям:

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

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

$$[A'_z]|_{z=h_i} = 0, \quad [A_z]|_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial A_z}{\partial z}, \quad i = 1, 2, \quad (3.46)$$

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:

$$A_z = \frac{Idr_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \quad (3.47)$$

Функция Z должна удовлетворять краевой задаче:

$$\begin{aligned} Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ Z(0) &= Z(h) = 0, \\ [Z'_z]|_{z=h_i} &= 0, \quad [Z]|_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}, \quad i = 1, 2, \\ Z &\rightarrow 0, \quad t \rightarrow \infty, \\ Z &= \bar{Z}, \quad t = 0, \end{aligned} \quad (3.48)$$

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

$$\begin{aligned} \bar{Z}''_{zz} - \lambda^2 \bar{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ \bar{Z}(0) &= \bar{Z}(h) = 0, \\ [\bar{Z}'_z]|_{z=z_0} &= 0, \quad [\bar{Z}]|_{z=z_0} = 2J_1(\lambda r_0), \\ [\bar{Z}'_z]|_{z=h_i} &= 0, \quad [\bar{Z}]|_{z=h_i} = -\rho S_i \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z}, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.49)$$

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

Решение задачи (3.48) ищем в виде

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp\left[-(k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0}\right]. \quad (3.50)$$

Функции X_j должны удовлетворять условиям (индекс j опускаем):

$$\begin{aligned} X''_{zz} + k^2 X &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ Z(0) &= Z(h) = 0, \\ [X'_z]_{z=h_i} &= 0, \quad [X]_{z=h_i} = -\rho S_i X'_z, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Заметим, что решение задачи (3.51) не зависит от λ .

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

$$X_i(z) = A_i \cos(kz) + B_i \sin(kz), \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.52)$$

Применяя граничные условия (3.51), найдем коэффициенты A_i, B_i :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0, \\ B_1 &= 1, \\ A_2 &= P_1 c_1^2, \\ B_2 &= 1 + P_1 c_1 s_1, \\ A_3 &= A_2 \cdot (1 - P_2 s_2 c_2) + B_2 \cdot P_2 c_2^2, \\ B_3 &= -A_2 \cdot P_2 s_2^2 + B_2 \cdot (1 + P_2 \cdot s_2 c_2), \end{aligned} \quad (3.53)$$

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

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \quad (3.54)$$

В (3.50) остается определить коэффициенты C_j , которые должны обеспечить выполнение начального условия:

$$\bar{Z}(z) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z). \quad (3.55)$$

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

$$C_j = \frac{\int_0^h \bar{Z}(z) X_j(z) dz}{\int_0^h X_j^2(z) dz}. \quad (3.56)$$

Берем верхний и нижний интегралы по частям, учитываем условия задач для функций \bar{Z} (3.49) и X_j (3.51) и получаем

$$C_j = \frac{J_1(\lambda r_0)}{\lambda^2 + k_j^2} D_j X'_j(z_0), \quad (3.57)$$

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 (3.47) в виде, удобном для расчетов:

$$A_z(r, z, t) = \frac{Idz}{4\pi} \sum_{j=1}^{\infty} D_j X_j(z) X_j(z_0) G_j(r, t), \quad (3.58)$$

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

$$G_j = \int_0^{\infty} \frac{J_0(\lambda r) R(\lambda)}{\lambda^2 + k_j^2} \exp \left[-(\lambda^2 + k_j^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right] d\lambda, \quad (3.59)$$

где $R(\lambda) = Idr_0 J_1(\lambda r_0)$ – для дипольного источника, $R(\lambda) = I[J_0(\lambda b) - 1]/\lambda$ – в случае источника, заземленного в центральной точке и по радиусу $r = b$ (установка КЭД радиуса b).

При $t \rightarrow \infty$ интеграл (3.59) определяется в области значений $\lambda \rightarrow 0$ и можно предложить на поздней стадии выражение для радиального градиента электрического поля на дневной поверхности:

$$E_r \approx \frac{Ib^2 r}{16\pi h \alpha^2} \exp \left[-k_1^2 \alpha - \frac{r^2 + 4b^2}{4\alpha} \right], \quad (3.60)$$

где $\alpha = t\rho/\mu$. Поскольку в уравнение для k_1 входят все параметры среды, из (3.60) следует, что как бы ни были малы различия двух геоэлектрических разрезов (принадлежащих к рассматриваемому нами классу (рис. 3.5)) наступит стадия процесса становления, когда поля будут различаться как угодно много. Нам нужно только убедиться, что такая уникальная разрешающая способность проявляется в измеряемом диапазоне сигнала-отклика.

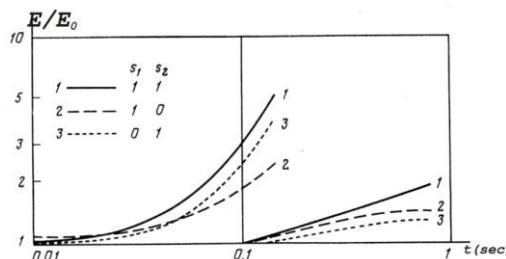


Рис. 3.6. Результаты расчетов для КЭД и установки МПП

На рис. 3.6 приведены расчеты, выполненные для разреза, который определяется набором параметров: $\rho = 20 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $h = 2000 \text{ м}$, $S_1 = 20 \text{ См}$, $h_1 = 1500 \text{ м}$, $S_2 = 20 \text{ См}$, $h_2 = 2000 \text{ м}$. Использовалась установка: $b = 500 \text{ м}$, $I = 50 \text{ А}$, радиальная приемная приемная линия $200 - 700 \text{ м}$. 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 – $800 \times 800 \text{ м}$, измерительная – $400 \times 400 \text{ м}$, 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.

3.4.2. 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 обстоятельство 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 его поперечное сопротивление не совсем уж велико.

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

$$\begin{aligned} \bar{Z}_{zz}'' - \lambda^2 \bar{Z} &= 0, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\ \bar{Z}(0) &= \bar{Z}(h) = 0, \\ [\bar{Z}_z']|_{z=z_0} &= 0, \quad [\bar{Z}]|_{z=z_0} = 2 \cdot J_1(\lambda r_0), \\ [\bar{Z}_z']|_{z=h_1} &= -\frac{T}{\rho} \lambda^2 \bar{Z}_0(h_1), \quad [\bar{Z}]|_{z=h_1} = 0, \\ [\bar{Z}_z']|_{z=h_2} &= 0, \quad [\bar{Z}]|_{z=h_2} = -\rho S \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z}, \end{aligned} \tag{3.61}$$

а нестационарное:

$$\begin{aligned}
 Z''_{zz} - \lambda^2 Z &= \frac{\mu_0}{\rho} \dot{Z}, \quad 0 < z < h, \quad (z \neq h_1, h_2), \\
 Z(0) &= Z(h) = 0, \\
 [Z'_z] \Big|_{z=h_1} &= -\frac{T}{\rho}, \quad [Z] \Big|_{z=h_1} = 0, \\
 [Z'_z] \Big|_{z=h_2} &= 0, \quad [Z] \Big|_{z=h_2} = -\rho S_i \frac{\partial Z}{\partial z}, \\
 Z &\rightarrow 0, \quad t \rightarrow \infty, \quad Z = \bar{Z}, \quad t = 0.
 \end{aligned} \tag{3.62}$$

Решая эту задачу аналогично предыдущей, найдем, что

$$Z(z, t) = \sum_{j=1}^{\infty} C_j X_j(z) \exp \left[-(k_j^2 + \lambda^2) \frac{t\rho}{\mu_0} \right]. \tag{3.63}$$

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

$$X_{ji}(z) = A_{ji} \cos(k_j z) + B_{ji} \sin(k_j z), \quad i = 1, 2, 3. \tag{3.64}$$

Опуская индекс j :

$$\begin{aligned}
 A_1 &= 0, \quad B_1 = 1, \\
 A_2 &= -\frac{T\lambda^2}{\rho k} s_1^2, \quad B_2 = 1 + \frac{T\lambda^2}{\rho k} s_1 c_1,
 \end{aligned} \tag{3.65}$$

$$A_3 = A_2(1 - \rho S_k s_2 c_2 - 2) + B_2 \cdot \rho S_k c_2^2,$$

$$B_3 = A_2 \rho S_k s_2^2 + B_2(1 + \rho S_k s_2 c_2),$$

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

$$A_3 \cos(kh) + B_3 \sin(kh) = 0. \tag{3.66}$$

Далее

$$C = \frac{4(\lambda^2 + k^2) J_1(\lambda r_0) X'(z_0)}{h(X'_1)^2 + h_1 \Delta_1 + \frac{T\lambda^2}{k^2 \rho} X_1^2 + h_2 \Delta_2 + \frac{\rho S}{k^2} (X'_2)^2}, \tag{3.67}$$

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

$$A_z = \frac{Idr_0}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda r) Z(\lambda, z) d\lambda. \tag{3.68}$$

Заметим, что уравнение (3.66) зависит от переменной интегрирования λ , и, в отличие от задачи с S -плоскостями, теперь нужно решать уравнение

для k_j (3.66) в каждом узле интегрирования (3.68). В поздней стадии процесса становления решения определяется первым членом ряда (3.63), причем интеграл (3.68) определяется при $\lambda \rightarrow 0$. Из условий краевой задачи (3.61) следует, что в этом случае влияние T -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 T -объект интересующей нас аномалией или мешающим фактором. Продемонстрируем это, используя расчеты по приведенному алгоритму.

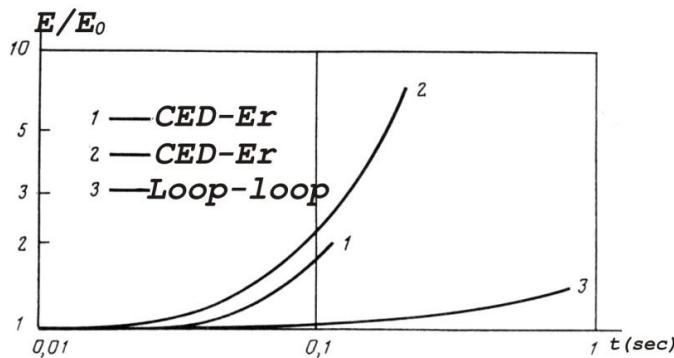


Рис. 3.7. Результаты расчетов для КЭД и установки МПП

На рис. 3.7 представлены нормированные кривые для разреза, где проводящий горизонт (20 См) перекрыт экраном с поперечным сопротивлением $T = 40000 \text{ Ом} \cdot \text{м}^2$ (например, $h = 20 \text{ м}$, $\rho = 2000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$). Вмещающая среда та же, что и в предыдущем подразделе (2 S-плоскости) — $h = 2000 \text{ м}$, $\rho = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, одинаковой является и приемно-питающая установка. В диапазоне сигнала до 1 мкВ отношение к нормальному полю ($S = 0$) достигает величины 2 (кривая 1), тогда как соответствующая величина для петлевой установки — 1.4 (кривая 3). Остается также возможность увеличивать аномальный сигнал из подэкранный 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.

Рассмотрим еще один пример (рис. 3.8), воспользовавшись программой Выбор-3С и ее интерфейсом. В ту же вмещающую среду ($h = 2000 \text{ м}$, $\rho = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) на глубине 1500 м помещены два одинаковых проводящих тонких пласта ($h = 20 \text{ м}$, $\rho = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) и тонкий промежуточный пласт между ними ($h = 20 \text{ м}$, $\rho = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и $\rho = 2000 \text{ Ом} \cdot \text{м}$). Это тот случай, когда индуктивная импульсная электроразведка в лице, например, ЗСБ не могла бы заметить изменение сопротивления в этом слое от 20 до 2000 Ом·м. А вот поле КЭД существенно меняется, спад поля заметно быстрее, и

среднеквадратичное отклонение кривых становления достигает 240 %

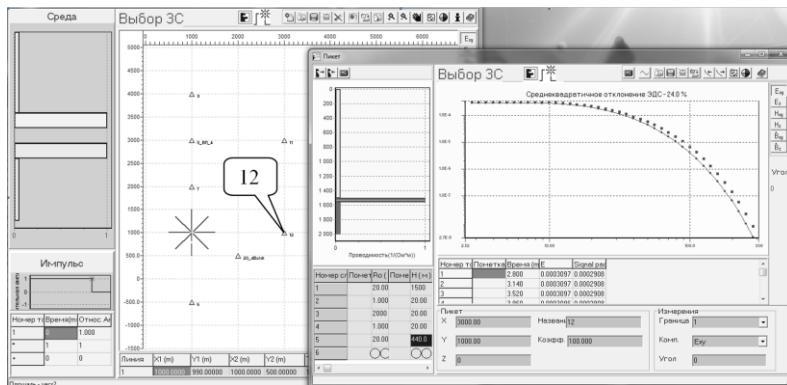


Рис. 3.8. Интерфейс программы Выбор-ЗС. Источник – КЭД, открыт пикет 12 на расстоянии 200 м от центра КЭД

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, и это требует осторожного обращения с ним. Очевидными проблемами, решение которых определит меру применимости этого источника, являются требования к геометрии установки при практической реализации, а также влияние геологических помех и рельефа.

3.5. Становление поля КЭД в присутствии изолирующего экрана. Токи смещения

Выше мы рассмотрели ситуацию с высокоомным экраном. А если горизонт является тонким, но полным изолятором? В электроразведке на постоянном токе этот вопрос ясен: нижележащая толща становится недоступной для исследования. Но в индукционном режиме (гармоническом или в становлении) вопрос сложнее. В квазистационарном приближении изолирующий экран остается изолирующим. Однако квазистационарное приближение мы не можем применять внутри слоя-изолятора. Необходимо учесть токи смещения.

В Главе 1 был приведен уже пример такого учета. Рассмотрим ситуацию более подробно. Нами произведена серия расчетов с учетом токов смещения для модели с изолирующим тонким слоем, представленной на рис. 3.9а (радиус КЭД 500 м, разнос 2000 м, $\rho_2=1.0e56 \text{ Ом} \cdot \text{м}$), и, как мы уже отмечали, был получен поразительный результат. На рис. 3.9б сравниваются кривые становления для разных значений диэлектрической проницаемости изолирующего горизонта. Первая – квазистационарная ($\epsilon_2 = 0$) и определяется только верхним слоем. Спад – экспоненциальный. Остальные кривые

показывают радикальное влияние токов проводимости, включая смену знака сигнала (E_r).

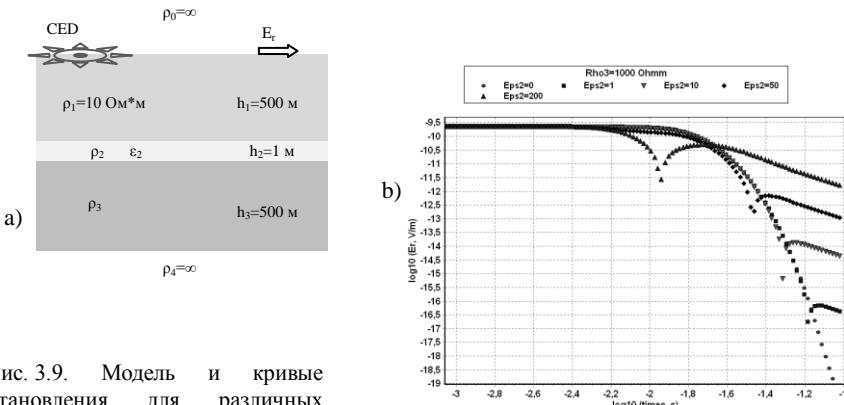


Рис. 3.9. Модель и кривые становления для различных значений диэлектрической проницаемости второго слоя

Следует пояснить, что эти результаты получены и взаимно подтверждены расчетами по двум совершенно разным алгоритмам. Первый

реализует метод Фурье и включает в себя расчет в частотной области (полуаналитический алгоритм). Второй состоит в применении метода конечных элементов (МКЭ, численный алгоритм), обычно используемого для решения трехмерных задач [71]. Кроме того нами получена простая формула для поздней стадии в частном случае модели на рис. 3.9а ($\rho_1=\rho_3=\rho$, $h_1=h_3=h$ и $h_2 < h$):

$$E_r = \frac{I r_0^2 r}{16\pi} \cdot \frac{\rho^3}{h^3} \cdot \frac{\epsilon_2^2}{h_2^2} \cdot \frac{1}{t^2},$$

Рис. 3.10. Разные сопротивления под экраном

где r_0 – радиус КЭД, r – разнос. Это еще одно подтверждение результатов на рис. 3.9.

Дальнейшие расчеты показали также хорошую зависимость от сопротивления нижнего слоя. На рис. 3.10 представлены эти расчеты (относительная диэлектрическая проницаемость изолирующего слоя принята равной 50).

Результаты, показанные на рис. 3.9 и 3.10, конечно, довольно шокирующие для электроразведки. Но сразу возникает вопрос о практической применимости этих эффектов. Реальная геологическая среда никогда не является идеальным изолятором. Как повлияет на роль токов

смещения конечная проводимость экрана? На рис. 3.11 показана эта зависимость. Видно, что снижение сопротивления даже до 1000000 Ом·м приводит к тому, что кривые для такого сопротивления и для 1000 Ом·м (т. е. экран сливаются с нижележащим слоем) практически близки в поздней стадии.

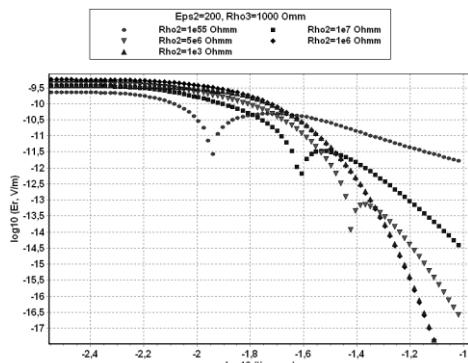


Рис. 3.11. Зависимость от сопротивления высокоомного горизонта

существенны в обычной электроразведке, в обычном пространственно-временном масштабе, но только с участием чистого ТМ- поля.

В глубинных зондированиях для моделей сред с изолирующими включениями токи смещения также могут играть большую роль при возбуждении ТМ-поляризованного поля. Однако, в силу конечной проводимости реальной геологической среды, актуальность этой проблемы сильно снижается. Ранее (в Главе 1) мы рассматривали токи смещения на сверхранних временах при малоглубинных зондированиях. Отличие рассматриваемой здесь ситуации состоит в том, что эти токи

3.6. Вертикальная электрическая линия и КЭД

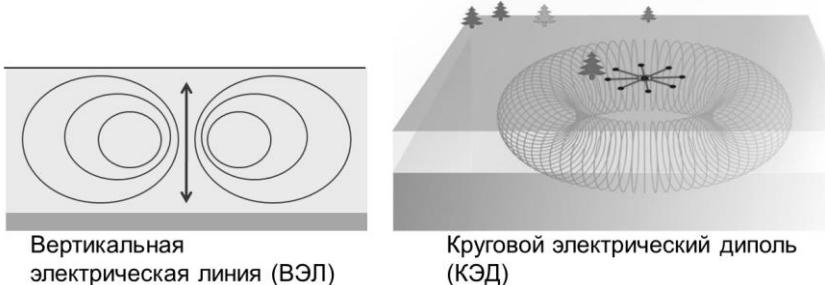


Рис. 3. 12. Тороидальные системы токов ВЭЛ и КЭД

Как мы видели, и вертикальный электрический диполь, и круговой электрический диполь возбуждают поля только электрического типа со сходной пространственной структурой распределения токов в среде – в виде тороидальной системы (рис. 3.12). Насколько же далеко продолжается эта схожесть, в том числе и на количественном уровне? Выше, анализируя свойства поля КЭД в полупространстве, мы показали, что при выполнении соотношения

$$Idz \cdot z_0 = I_0 b^2 / 4, \quad (3.69)$$

где Idz – момент, z_0 – глубина погружения ВЭД, I_0 – ток, b – радиус КЭД, отклик в низкочастотной области совпадает.

Теперь сравним поля КЭД и ВЭД в процессе становления. Выше в этой главе мы получили асимптотические выражения для поля ВЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием. Аналогичное выражение для КЭД мы получали и в Главе 1. Итак, при $t \rightarrow \infty$ для ВЭД имеем

$$E_r(t) \approx \frac{Idz \cdot r}{\pi^2 \sigma h^4} \cdot \sin\left(\frac{\pi z_0}{h}\right) \cdot \left(\frac{\mu_0 \sigma h^2}{2t}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\mu_0 \sigma h^2}\right). \quad (3.70)$$

Для КЭД, соответственно, градиента поля КЭД:

$$E_r(t) \approx \frac{I_0 b^2 r}{4\pi \sigma h^5} \cdot \left(\frac{\mu_0 \sigma h^2}{2t}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 t}{\mu_0 \sigma h^2}\right). \quad (3.71)$$

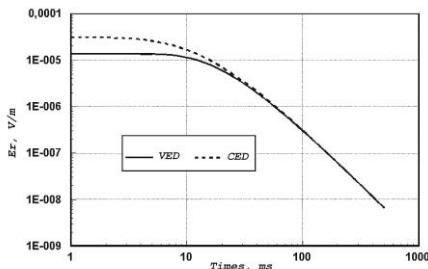


Рис. 3.13. Поля (E_r) КЭД и ВЭД в полупространстве

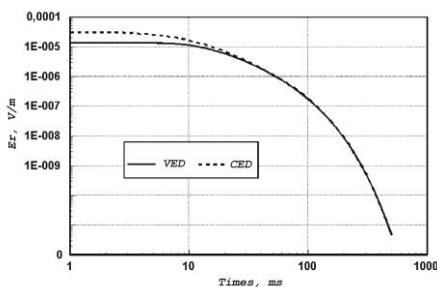


Рис. 3.14. Поля КЭД и ВЭД в двухслойной среде

На рис. 3.14 сравниваются поля ВЭД и КЭД в двухслойной среде с изолирующим основанием. Глубина до фундамента 2000 м, $\rho = 10$ Ом·м. ТМ-поле, возбуждаемое круговыми и вертикальными электрическими диполями, спадает в этих условиях экспоненциально, как и было установлено нами выше аналитическим путем.

Мы видим, что при небольшом погружении ВЭД ($\frac{\pi z_0}{h} \ll 1$) поля ВЭД и КЭД совпадают при том же условии (3.69).

Приведем теперь ряд численных расчетов, сравнивая переходные поля ВЭД и КЭД (E_r), для полупространства, двухслойной среды и более сложной. Во всех случаях примем момент ВЭД $Idz = 10000$ А·м и будем погружать на глубину 500 м. КЭД радиусом 500 м и с током 80 А будем размещать на дневной поверхности. Во всех случаях радиальный градиент фиксируется на удалении 1000 м. Легко проверить, что параметры ВЭД и КЭД удовлетворяют соотношению (3.69).

На рис. 3.13 приведены кривые становления для полупространства ($\rho = 10$ Ом·м). Спад в этом случае степенной.

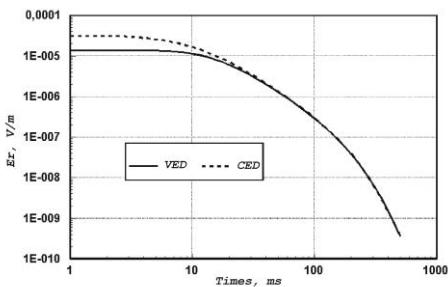


Рис. 3.15. Поля КЭД и ВЭД в трехслойной среде

Полученные аналитические соотношения для простых сред и численные расчеты для более сложных показывают, что КЭД является наземным аналогом вертикальной электрической линии. В контексте этой работы сходство поведения полей этих источников с геометрией легко объяснимо. Оба источника возбуждают поля только электрического типа, хотя и различным способом (ВЭД – гальванически и индуктивно, КЭД – только гальванически). Однако в процессе становления начинают превалировать общие свойства ТМ-поля над начальными условиями. Вообще, это интересный результат, позволяющий соотнести новый источник (КЭД) с электроразведочной традицией, к которой все же принадлежит вертикальный электрический диполь.

3.7. ВЭД и КЭД в море

Итак, при выполнении условия $Idzh = I_0 b^2 / 4$ поля ВЭД и КЭД количественно близки. Можно сказать, что КЭД является наземным аналогом вертикальной электрической линии в области низких частот или в поздней стадии становления. Эта аналогия весьма устойчива и распространяется на слоистую среду. Но такая ситуация связана с наличием границы с воздухом, которая делает поле ВЭД квадрупольным. На рис. 3.17 поясняется конфигурация токов в земле.

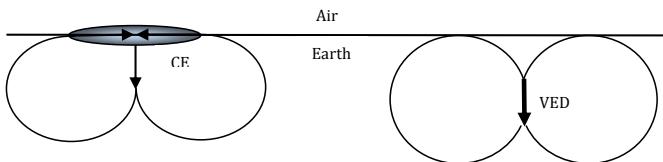


Рис. 3.17. КЭД и ВЭД образуют схожую конфигурацию токов под дневной поверхностью

Однако при погружении в глубокое море ситуация меняется. В однородном пространстве поле ВЭД становится именно полем диполя, а поле КЭД остается квадрупольным.

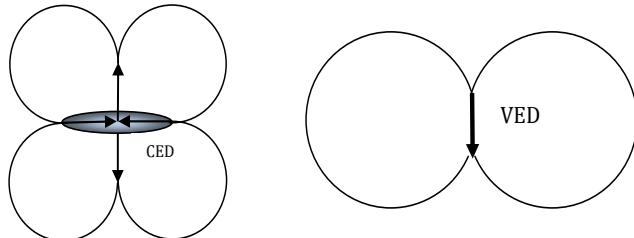


Рис. 3.18. КЭД и ВЭД в однородном пространстве

ВЭД образует одну тороидальную систему токов, а КЭД – две тороидальные системы: верхнюю и нижнюю (рис. 3.18). Так что с погружением в глубокое море свойства ВЭД и КЭД могут сильно различаться. Особенно это проявляется в режиме установления. Поле КЭД может вести себя весьма сложным образом из-за эволюции и взаимодействия двух тороидальных систем вторичных токов.

3.8. Магнитное поле КЭД

Если КЭД расположен на дневной поверхности, то нормальное (одномерного происхождения) магнитное поле на дневной поверхности и выше отсутствует. Иногда говорят, что КЭД не имеет собственного магнитного поля (как имеет его токовая петля), а оно связано только с токами в среде. Однако это утверждение не совсем верно, и во всяком случае его следует уточнить.

Рассмотрим частный случай, когда внешний радиус большой (бесконечный). Такую токовую систему можно рассматривать как точечное заземление с радиальным подводом тока. Но известно [18], что оно обладает магнитным полем, которое имеет вид в воздухе (начало координат в точке заземления, постоянный ток)

$$H_\varphi^o = \frac{I}{4\pi r} \left(1 - \frac{|z|}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right). \quad (3.72)$$

Значит, поскольку полное поле в воздухе равно 0, радиальный ток тоже имеет магнитное поле в точности такое же, но с обратным знаком. В земле магнитное поле заземления такое же, как и в воздухе (3.82), а поле радиального тока меняет знак. Соответственно, в земле суммарное магнитное поле КЭД с бесконечным радиусом есть

$$H_\varphi = \frac{I}{2\pi r} \left(1 - \frac{|z|}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right). \quad (3.73)$$

Итак, квазистационарное магнитное поле КЭД в одномерной среде присутствует только в проводящих слоях. Причем, если часть разреза отделена непроводящим горизонтом, то квазистационарное поле туда не проникает. Такую ситуацию на дневной поверхности можно рассматривать

как полную компенсацию магнитного отклика горизонтально-слоистого разреза. В этих условиях мы вполне можем рассчитывать зафиксировать слабые сигналы аномалий разного рода. Например, поле локального объекта, выделенного по сопротивлению. Посмотрим, как это выглядит при трехмерном математическом моделировании (рис. 3.19).

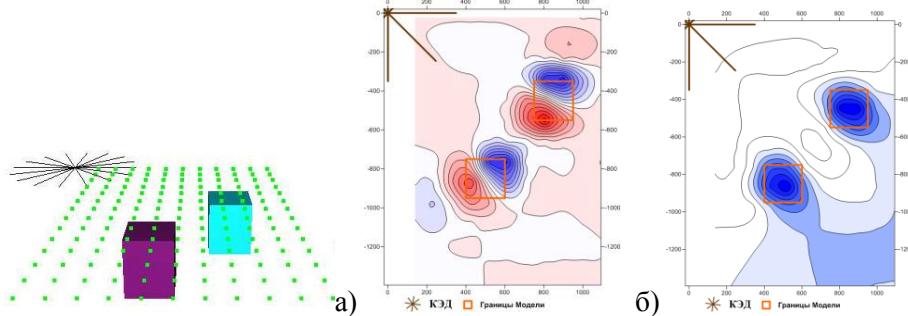


Рис. 3.19. Трехмерное моделирование магнитного поля КЭД. Карты изолиний наблюдаемого сигнала: а) – dB_z/dt , б) – dB_ϕ/dt

3.9. Тороидальная катушка

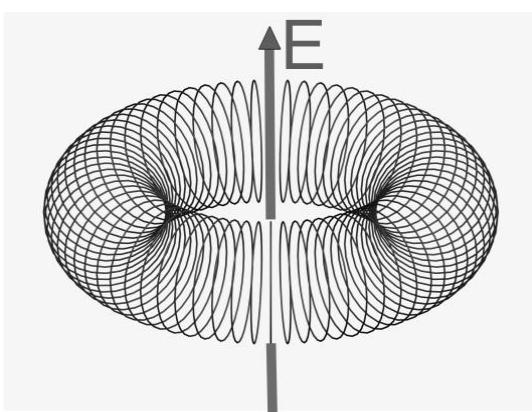


Рис. 3.20. Тороидальная катушка – источник ТМ-поля

Для полноты следует упомянуть о тороидальной катушке как источнике ТМ-поля (рис. 3.20). Интересно, что в этом случае поле электрического типа возбуждается индуктивно. Такой источник «работает» только будучи погруженным в проводящую среду, и его нельзя размещать на дневной поверхности. Теория этого источника рассматривалась, например, в [103], [43]. Тороидальную катушку вряд ли

возможно изготовить большого размера. Известны идеи использовать такой источник в индукционном каротаже. Разумно рассмотреть применение такого источника в морской малоглубинной электrorазведке, когда изучаются придонные породы.

3.10. Заключение. Свойства ТМ-поля. Процессы 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, образуя 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 электроразведки 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 при этом не определяется только суммарной продольной проводимостью, как это имеет место для ТЕ-процесса становления.
- 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 нему.
- 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.
- ТМ-поле с дневной поверхности возбуждается только посредством заземлений. Внутри среды возможно и индуктивное возбуждение.
- 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 становления различным образом «формируют» кажущиеся параметры. Именно использование обоих этих процессов (а не только индуктивного) позволило бы более успешно изучать электромагнитные свойства реальных сред.

- Наконец, отдельно от предыдущего пункта отметим важное следствие гальванического способа возбуждения (прямой ток источника) и наличия вертикальной компоненты электрического поля при использовании процесса электрического типа – усиленное возбуждение электрохимических процессов (процессов вызванной поляризации).

Завершая Главу 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. Наставая на этом, мы должны теперь 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, все вышеперечисленные пункты практически могут переоцениваться на фоне последнего пункта. Можно исследовать вопрос теоретически, но сошлемся на проведенные полевые эксперименты, которые 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 (подробнее в Главе 4). Однако мы снова утверждаем, что наш электродинамический анализ весьма полезен и даже эффективен. Именно он позволяет сейчас, например, заключить, что для изучения процессов ВП линия АВ (или ГЭЛ) – источник сложный и неудобный, а установка КЭД – очень хороша (азимутальная однородность поля, скоротечность электродинамического процесса). Понятно, что имеется в виду принципиальная сторона вопроса, а не проблемы раскладки проводов.

Глава 4. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ)

В предыдущих Главах 1 и 3 мы много говорили (а в Главе 2 подразумевали эту альтернативу) о возможности нестационарной (импульсной) электrorазведки с использованием ТМ- поля. Мы описали подходящий наземный источник, аналог непрактичной вертикальной линии – круговой электрический диполь (КЭД), пока еще в идеализированном виде, но вроде бы допускающий простую реализацию в виде радиальных токовых линий. Так что, как кажется, вполне подготовили читателя к описанию все еще нового метода электrorазведки, хотя история его начинается с уже довольно далекого начала 90-ых гг. С тех пор проведен целый ряд успешных работ на нефть и руду в различных странах мира. Метод получил название зондирования вертикальными токами (ЗВТ), которое отражает наличие вертикальной компоненты электрического поля, присущее ТМ-полю. Можно определить ЗВТ как метод зондирований становлением с неиндуктивным источником и как метод, основанный на процессе становления электрического типа.

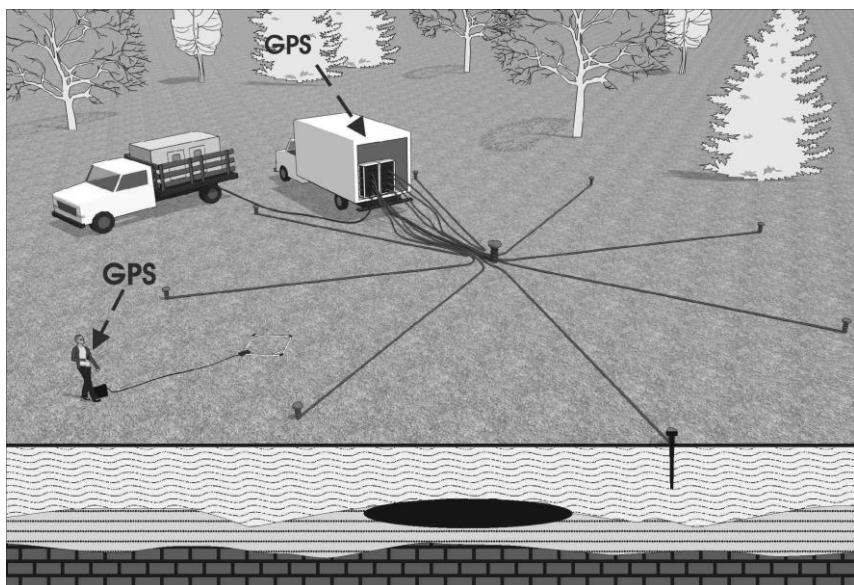


Рис. 4.1. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ)

На рис. 4.1. дано довольно наглядное представление о методе ЗВТ. Питающая установка – круговой электрический диполь – выполнена здесь восемью радиальными линиями, заземленными по внешним концам. Внутренние концы от центра подсоединенны (или продолжаются) каждый к своему импульсному источнику тока. Вторые полюса источников присоединены к центральному заземлению посредством общего «обратного»

проводника. Восемь импульсных источников тока в виде отдельных блоков дополняются двумя общими блоками управления, синхронизации и питания, что и составляет силовую аппаратуру ЗВТ. Она питается от источника тока (дизель-генератора) промышленного образца, который арендуется в районе проведения работ или предоставляется заказчиком. Измерительная часть технологии ЗВТ представлена на рисунке фигуркой оператора и измерительным комплексом. В данном случае используется индуктивный датчик. Рисунок не передает реальных масштабов этой геоэлектрической технологии. Радиус КЭД, т. е. длина радиальных линий, достигает 2 км, а измерения проводятся на площади вокруг КЭД при удалении до 5 радиусов. При измерениях фиксируется скорость вертикальной магнитной индукции (как изображено на рис. 4.1), а также – горизонтальной (теми же датчиками, поставленными на «ребро») и электрическая компонента – приемными линиями длиной 50–200 м. Силовой и измерительные комплексы синхронизируются сигналами спутниковой глобальной навигационной системы, как и привязка мобильного измерительного комплекса.

Но что дает эта сложная новация электроразведке, какие задачи может решить ЗВТ из тех, которые не решаются в традиционных зондированиях становлением (ЗС)? Сейчас мы укажем некоторые примеры.

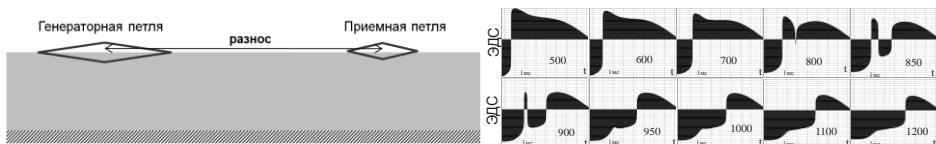


Рис. 4.2. Многоразносные зондирования с петлями. Шифр кривых становления – значение разноса (в метрах)

Эпизод первый. Многоразносные зондирования с фиксированной мощной генераторной петлей и мобильными индуктивными приемниками рассматривались когда-то несомненной перспективой импульсной электроразведки, обещающей мощный конкурентно-способный перед сейсмикой производственный метод. Этого не случилось. Предлагаем возможное объяснение. Площадные работы, по определению, ставятся с целью изучения латеральных изменений. Но посмотрим (рис. 4.2), как сигнал от одномерной среды (т. е. нормальный фон) зависит от разноса. Он меняется катастрофически (смотрите, например, кривую для разноса 850 м), нет никакой надежды учесть и снять этот фон с достаточной точностью, чтобы зафиксировать некие латеральные изменения разреза. Если, конечно, сам разрез не претерпевает катастрофических изменений. А теперь заменим в установке на рис. 4.2. токовую петлю на КЭД. Проблема решена: фона просто нет. КЭД посылает в землю ток 160 А, и даже слабые неоднородности хорошо видны (будучи вторичными источниками) в площадном сигнале, поскольку фон не мешает.

Эпизод второй. Теперь читателю должно быть понятно, что ЗСБ ныне используется в основном в варианте соосных петель. «Разнесенных» зондирований делается мало, и они имеют вспомогательное значение. С соосной установкой площадную информацию собрать затруднительно (в структурных задачах), и дело обычно ограничивается профильными работами. Однако существует важная задача, которая могла бы оправдать трудозатраты по перемещению большой соосной установки. Такой задачей является разведка и оконтуривание нефтегазовых залежей. В Татарстане не одно десятилетие проводились вполне качественные работы ЗСБ и плотность таких наблюдений иногда была высока. Но по результатам ЗСБ задача оконтуривания не решалась.

На рис. 4.3 представлен справа площадной сигнал ЗВТ-М от фиксированной установки КЭД, являющийся разведка и оконтуривание нефтегазовых залежей. В Татарстане не одно десятилетие проводились вполне качественные работы ЗСБ и плотность таких наблюдений иногда была высока. Но по результатам ЗСБ задача оконтуривания не решалась. На рис. 4.3 представлен справа площадной сигнал ЗВТ-М от фиксированной установки КЭД,

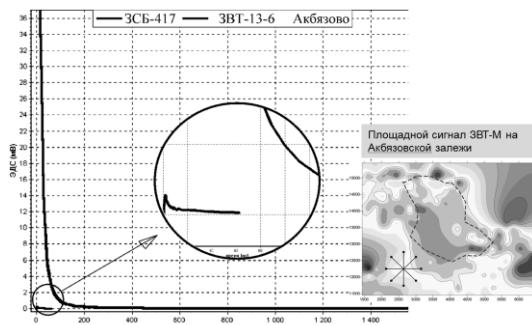


Рис. 4.3. Сигналы ЗСБ и ЗВТ-М над запасами

и по его рельефу можно вполне определенно судить о контуре залежи (Акбязовской). На рисунке сравниваются два реальных сигнала – ЗСБ и ЗВТ, полученных примерно в одном месте. Сигнал ЗВТ весьма мал в сравнении с сигналом ЗСБ (фрагмент увеличен), но

он непосредственно связан с изменениями среды под воздействием углеводородов. Огромный и динамичный сигнал ЗСБ определяется проводимостью всей вмещающей толщи. Хотя теперь, в отличие от многоразносных наблюдений, он довольно стабилен, но «вытащить» из него растворенную информацию о слабом объекте (залежь) не удается. Опять-таки применение ТМ- поля позволило избежать проблемы «лишнего» сигнала.

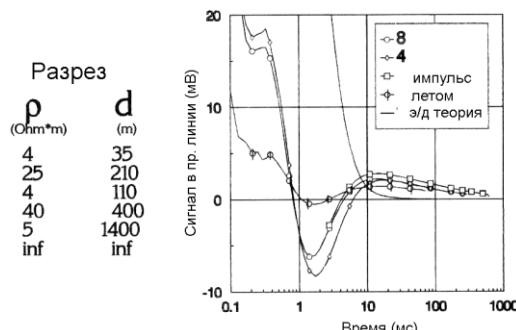


Рис. 4.4. Электрический сигнал ЗВТ. Поляевые сигналы («8» – 8 лучей, «4» – 4 луча, «импульс» – длинный импульс, «петом» – повторение измерений), и теоретическая кривая («э/д теория»)

успешного решения нефтепоисковых задач привлекать другие параметры, помимо сопротивления. Ими, например, являются параметры вызванной поляризации (ВП). Известны и

соответствующие методы (с установкой АВМН). Регистрируется сигнал установления, который в этом случае в различной мере есть смесь электродинамического установления и процесса релаксации ВП. При этом электродинамическая часть является помехой, которую следует удалить. Для этого предпринимаются самые серьезные меры как, например, в методе ДНМЭ, но зачастую они недостаточны. В этой связи большой интерес представляют отсутствие в электромагнитном поле установки КЭД долгоживущей магнитной моды и скоротечность процесса становления электрической моды. На рис. 4.4 представлена серия полевых измерений устанавливающегося электрического поля от КЭД при разных условиях (4 и 8 радиальных линий КЭД, длинный импульс, измерения зимой и летом). Приведена также теоретическая кривая становления для КЭД, рассчитанная для полученной по ЗСБ среде. Реальный электрический сигнал во второй стадии становления на несколько порядков превышает теоретический, т. е. мы имеем «чистый» сигнал ВП (вызванная поляризация), и речь идет о новой эффективной методике ВП, в которой проблема «лишнего» сигнала решена.

Итак, можно сказать, что применение ТМ-поля в электроразведке есть следующий шаг, избавляющий нас от «нормального» сигнала традиционной электроразведки ЗС. Это обычный ход прогресса в экспериментальных исследованиях. Вот, например, что говорят физики:

«Многие из нас, когда были студентами, слышали такую фразу: то, что является искомым сигналом сегодня, будет фоном завтра... В начале года (2012) «следы», оставленные бозоном Хиггса, были для нас ценнейшим, важнейшим сигналом, но, возможно, уже к концу следующего года они станут фоном, который нужно учесть и очистить, чтобы увидеть следы «новой физики» за пределами Стандартной модели».

В электроразведке действительно происходило нечто похожее. Когда-то основным сигналом был сигнал от неотключаемого источника. Он стал мешать при решении более тонких задач, превратился в мешающий фон, и электроразведчики избавились от него: отключили источник и стали регистрировать только «эхо» – процесс становления. Теперь уже речь идет о том, что устанавливающийся сигнал традиционных ЗС, зависящий от всей вмещающей толщи, стал во многих случаях фоном, помехой. ТМ-поле позволяет на физическом уровне убрать этот фон как темное стекло и предлагает увидеть новые сигналы и не просто слабые, а иногда и другой природы («новая физика»), в чем мы убедимся ниже.

4.1. История и аналоги

Коснемся истории возникновения метода ЗВТ. В нем предполагается установка КЭД в качестве источника электромагнитного поля. В то же время ЗВТ на практике открыл новое направление в электроразведке – неиндуктивные импульсные зондирования или нестационарная ТМ-электроразведка. С этой точки зрения следует упомянуть некоторые

предшествующие факты, имеющие отношение к этому направлению, а также и некоторые аналоги с использованием вертикальной электрической линии.

Возможно, первым предложением электроразведки на переменном ТМ-поле (постоянное ТМ-поле используется в электроразведке на постоянном токе) следует считать изобретение О. В. Назаренко в 1961 г. для морской электроразведки. Идея понятна из рисунка (рис. 4.5). Важно, что в описании изобретения упоминался режим установления. Разумеется, ни сам автор, ни

кто-либо в то время не оценили предложение именно в терминах ТЕ-ТМ. Не были известны и свойства устанавливавшегося поля вертикальной электрической линии.

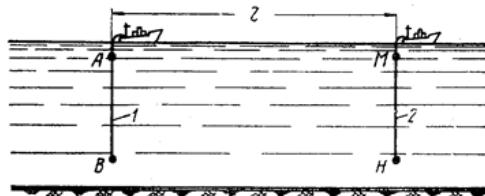


Рис. 4.5. ВЭД в море. Рисунок из а. с. О.В. Назаренко «Устройство для морской электроразведки», 1961 г.

М. М. Гольдмана и В. С. Могилатова в 1978 г. [13]. Там были отмечены совершенно необычные свойства процесса установления поля ВЭД. Но и в этой работе результаты не были оценены как проявления свойств ТМ-поляризованного поля. Сам взгляд на поле контролируемого источника как на суперпозицию ТЕ- и ТМ-полей с разными свойствами и возбуждаемых различными способами от одного источника (индуктивно и гальванически) медленно внедрялся в среду геоэлектриков, несмотря на то, что теория настойчиво это указывала. Автор может привести тут работу Дж. Р. Уэйта за 1986 г. [102] о чувствительности ТМ-моды к тонкому высокомонному горизонту как одну из первых.

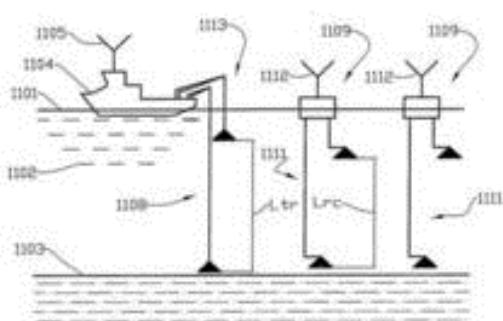


Рис. 4.6. ВЭД в море. Рисунок из патента P.Barsukov et al. «A method for hydrocarbon reservoir mapping...», 2005 г.

Впервые свойства вертикального электрического диполя (ВЭД) во временной области основательно были исследованы в работе

1978 г. [13]. Там были отмечены

иные свойства вертикального диполя в море. Вот, например, на рис. 4.6 иллюстрируется патент, полученный в 2005 г. Фирма «PetroMarker» (Норвегия) реально использовала эту методику морской электроразведки. В патенте предусмотрен импульсный режим питания источника, и он характеризуется как источник ТМ- поля, так что мы имеем дело, безусловно, с

неиндуктивной импульсной электроразведкой. Впрочем, если сравнить рис. 4.4 и рис. 4.5, то мы обнаружим, что более чем 40-летний прогресс в электроразведке обозначился только радиоканалом передачи данных. Мы все же настроены скептически по отношению к надежности и стабильности ВЭД (ВЭЛ) как источника Е-поля. Проблема неглубокого (на шельфе) моря также очень существенна.

Что касается КЭД, то идея возникла примерно в 1980 г. как результат сильного желания построить наземный аналог столь замечательно проявившего себя в режиме становления вертикального электрического диполя. В 1982 г. был зафиксирован приоритет автора [51]. Однако в те годы это предложение не воспринималось серьезно. Росли объемы применения ЗСБ. Казалось, в скорое время будет реализована площадная методика с мощной закрепленной петлей. Круговой электрический диполь заинтересовал позже, когда на примере сейсморазведки стало ясно, что добротная детальная геолого-геофизическая информация стоит денег и они выплачиваются.

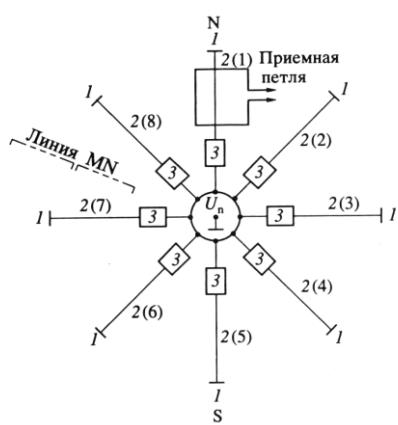


Рис. 4.7. Схема первого полевого эксперимента с установкой КЭД

четких представлений о возможных основанных на применении нестационарного поля электрического типа. 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 самом начале 90-х гг. в Новосибирске началась систематическая работа по разработке метода ЗВТ, первоначально поддержанная в СНИИГГиМС. Велись теоретические и аппаратурные исследования, планировался 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. В то время авторы не имели еще направлениях развития метода.

В районе работ развита мощная толща осадочных образований, характерная для всей Западно-Сибирской платформы. Геоэлектрический разрез был определен посредством ЗСБ и представлен выше на рис. 4.4.

Для проведения полевого эксперимента был разработан упрощенный макет электроразведочной системы зондирований вертикальными токами с использованием измерителя «Цикл-4». Новым для электроразведки элементом в этом комплексе являлась система выравнивания токов в лучах установки в ее самом первом варианте. Работы проводились с 8-лучевой установкой (рис. 4.7). Длина луча (радиус КЭД) 500 м. Расположение на местности производилось по теодолиту. Заземление каждого конца линии делалось 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.

Приемная 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 ниже границы промерзания (0.5 м). Приемная петля 100x100 м располагалась, согласно рис. 4.7, 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 обеспечивает стабильность заданного распределения токов. В частности, несмотря на большой разброс сопротивлений

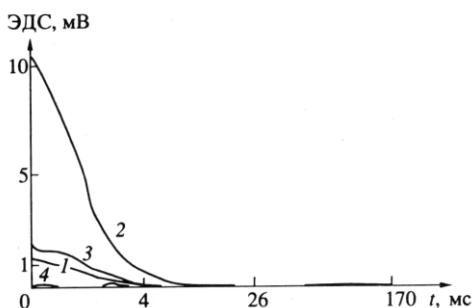


Рис. 4.8. Сигналы с петли при разных наборах лучей с током

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 1300 мс. Регистрация сигналов с петли и приемной линии производилась с накоплением.

На рис. 4.8 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 (4-лучевая 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 4-лучевой установки.

На втором этапе проводились измерения сигнала с приемной электрической (заземленной) линии. Был получен отклик, радикально отличающийся от теоретического сигнала электродинамического становления, с двумя переходами через 0 (рис. 4.4). Таким образом, был зафиксирован сложный переходный процесс, в котором значительную и, за краткостью электродинамического становления, основную роль в поздней стадии имеют другие процессы. Много позже этот сигнал был проинтерпретирован с использованием параметров ВП.

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 внимание авторов сконцентрировалось в основном на площадной регистрации магнитного отклика (ЗВТ-М). Для обоснования методики было организовано физическое и математическое моделирование. В 1995 г. были проведены первые работы на реальном геологическом объекте (Прутовская аномалия, Украина). Этот этап отражен в публикациях [44], [98], [99].

В дальнейшем аппаратурно-методические разработки и производственные работы были сосредоточены в фирмах «Эльта-Гео» – «EMTEK AS» – «ЗаВeT-ГEO», теоретические работы велись в Институте геофизики СО РАН. С тех пор работы методом ЗВТ-М были проведены на рудных и нефтяных объектах в России (Татарстан, Норильский район, Якутия, Камчатка), в Казахстане, в Италии, в Австралии, в Финляндии, в США (Колорадо, Калифорния, Вайоминг). Развивались методика, средства интерпретации и аппаратурная база. Третье поколение силовой системы выравнивания токов обеспечивает теперь общий ток 160 А.

4.2. Физическое моделирование

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 с временным диапазоном, вписывающимся 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. Неполный учет этой проблемы на первом этапе приводил к появлению сильного фона от остаточного индуктивного поля. 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.

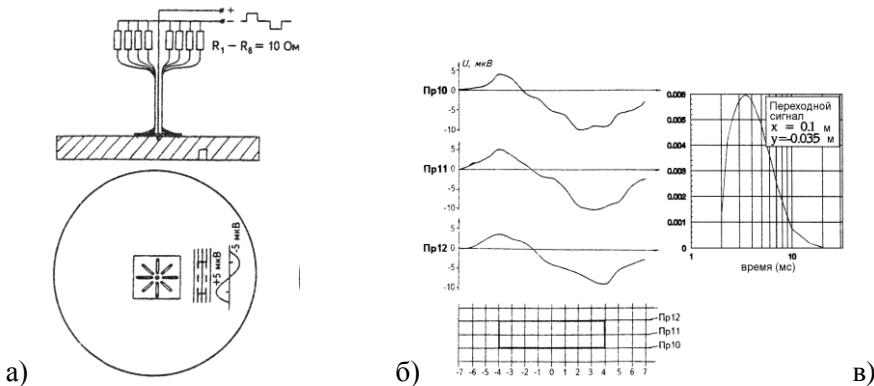


Рис. 4.9. а – физическая модель, разрез и план, б – профильные кривые ЭДС, в – сигнал становления

В конце концов, был отлит диск диаметром 50 см и высотой 6 см (из свинца). 8-лучевая установка КЭД была выполнена на печатной плате. Длина луча (радиуса) составила 5 см. Токи в линиях ограничивались и выравнивались высокоточными резисторами с 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. 4.9а. Въемка (высокоомный локальный объект) размерами 8x2 см и глубиной 3.5 см расположена на расстоянии 5 см от внешнего электрода. Ток в лучах установки поддерживался равным 2 А. Сигнал (ЭДС в приемной катушке) переходного процесса был измерен по трем профилям, проходящим через въемку. По результатам измерений были построены графики ЭДС в приемной катушке по профилям 10–12, проходящим через въемку (рис. 4.9б.). На графиках видно, что наибольшие значения ЭДС соответствуют краям въемки. Здесь же представлен пример переходного сигнала, фиксируемого приемной катушкой. Напоминаем, что переходный процесс в данном случае обусловлен только наличием неоднородности.

В дальнейшем въемка заполнялась медной вставкой (проводящий локальный объект). Данные физического моделирования сравнивались с результатами математического. Это физическое моделирование стоило больших усилий и теперь выглядит немного наивно. Но именно так создавалась методика совершенно нового способа электроразведки.

4.3. Математическое обеспечение ЗВТ

Электродинамические основы теории ЗВТ в одномерной среде изложены выше в главах 1 и 3, где описывались весьма необычные свойства поля 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 процессами ВП, нежели электродинамическим становлением. Тем не менее этот «одномерный» математический аппарат составляет теоретическую базу зондирований вертикальными токами и поставляет элементы математического обеспечения процесса обработки данных и методической подготовки работ. Например, одномерное математическое моделирование используется для определения глубинности конкретной установки КЭД в конкретных геоэлектрических условиях или для расчета остаточного поля от реальной (или дефектной) установки КЭД.

Одномерный математический аппарат ЗВТ развивался вместе с методом от первой теоретической работы в 1992 г. [32] до вполне замкнутой теории в рамках «дуальной» (ТЕ-ТМ) физико-математической модели индукционной электrorазведки [34], [46], [47]. Большую роль тут сыграло описание источников для наземной электrorазведки как произвольное распределение плоского стороннего тока. Такое описание предложено нам профессором Дж. Р. Уэйтром, за что мы глубоко ему благодарны. Что касается обосновываемой ниже методики ЗВТ-М, в которой регистрируется на дневной поверхности магнитный отклик, возникающий из-за нарушений горизонтальной однородности, то, очевидно, моделирование должно иметь трехмерный характер. В связи с этим вопрос о трехмерном моделировании в ЗВТ стоял остро с самого начала. В 90-х гг. оно было мало доступно для любого метода ЗС. В случае же ЗВТ требовалось еще учесть необычный источник. Тем не менее уже тогда 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 электrorазведки [71]. При использовании КЭД тестиировался 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. Разработчики ЗВТ и в дальнейшем много сотрудничали с этой группой в лице

Ю. Г. Соловейчика и М. Г. Персовой, а в последние годы пользовались программой GeoPrep, разработанной этим коллективом.

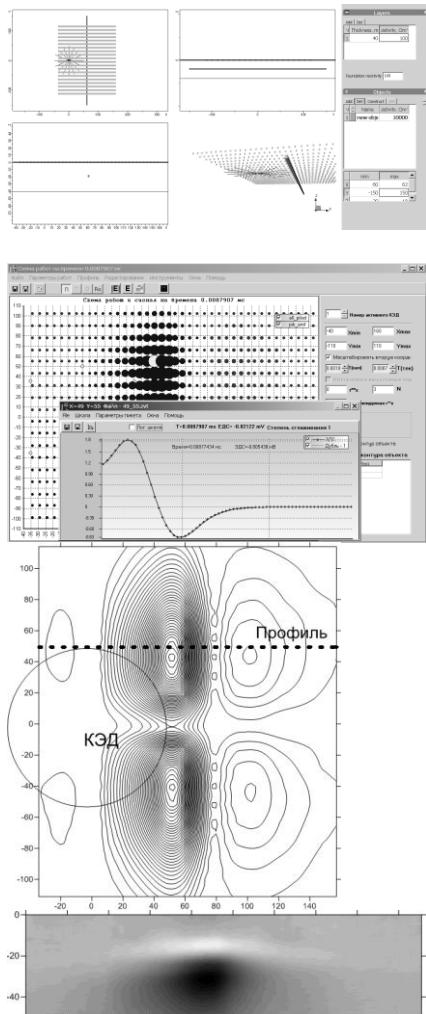


Рис. 4.10. 3D математическое моделирование в ЗВТ. Интерфейсы программ GeoPrep и ЗавЕТ-М. Модель – подземный проход. Внизу – площадной рельеф сигнала и кажущийся разрез

объекта в плане, а кажущийся разрез – о глубине.

В дальнейшем, когда перспективы методики с приемом магнитного отклика стали весьма серьезны, пришло понимание того, что трехмерное моделирование для ЗВТ-М должно быть доступной, оперативной и простой процедурой. Нами был разработан приближенный (линеаризованный) подход, в котором неоднородность рассматривалась как малое возмущение

Пример такого расчета показан на рис. 4.10. Исследуется возможность определять методом ЗВТ небольшие подземные пустоты (например, карстовые). Среда – полупространство с сопротивлением 100 Ом·м. Горизонтально вытянутое на 300 м тело сечением 2x2 м ($60 \leq X \leq 62$ м, $-150 \leq Y \leq 150$ м) на глубине (центр) 19 м имеет сопротивление 10000 Ом·м. Источник – КЭД (круговой электрический диполь) радиусом 50 м с общим током 10 А в импульсном режиме. Центр КЭД в начале координат. Измеряем величину $\partial B_z / \partial t$ индуктивным датчиком с эффективным моментом 10000 м². При фиксированном КЭД производим площадные измерения. С каждого пикета имеем переходную кривую. На определенном времени строим карту ЭДС.

Рис. 4.10 представляет интерфейс программы GeoPrep, загруженный нашей моделью, а также пример кривой становления на одном из пикетов (это уже интерфейс программы обработки данных ЗВТ ЗавЕТ-М). Сигналы вполне измеримые и даже большие, до 1 мВ. Результат наиболее выражен на времени 0.0087 мс, и на этом времени представлена карта изолиний наблюденной ЭДС. Она дает довольно характерное и убедительное представление о местоположении

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 Главе 2. На рис. 4.11 сравниваются результаты расчетов в борновском приближении и по методу конечных элементов. Оба расчета представлены в интерфейсе программы обработки данных ЗВТ-М (ЗаВeT-М). Сигналы (в данном случае синтетические) отображены по площади на определенном времени процесса установления посредством маркировки пикетов в зависимости от величины (размер кружочка) и знака (цвет). Изображения качественно весьма близки. В данном случае точность приближенного подхода вполне достаточна для практических целей.

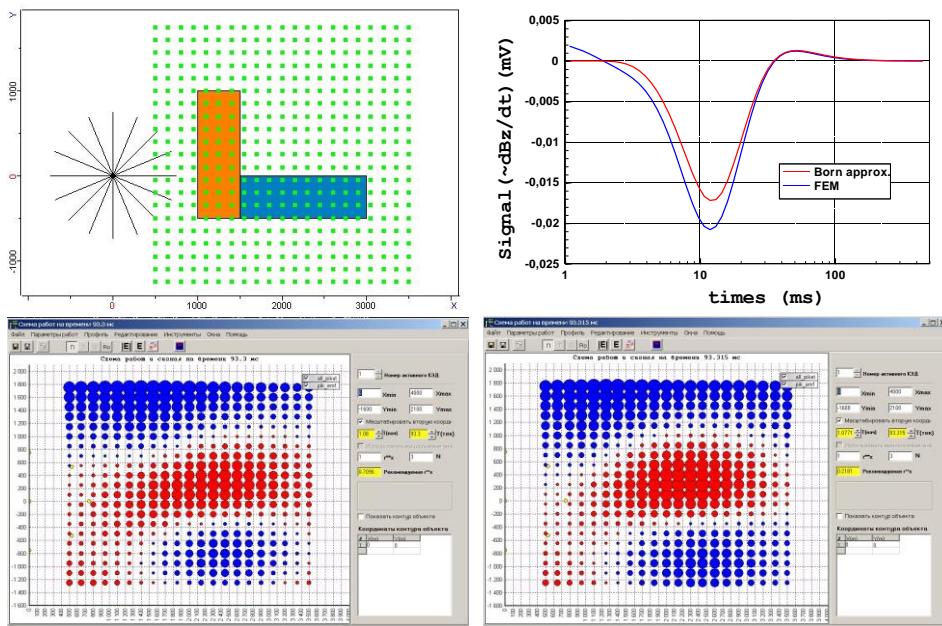


Рис. 4.11. Слева борновское приближение, справа МКЭ

Как уже мог понять читатель, элементы математического аппарата ЗВТ, необходимые для проектирования и подготовки полевых работ, а также и для обработки и интерпретации полученных данных, сосредоточены в программе ЗаВeT-М. Характерной методической особенностью метода ЗВТ-М, тесно связанной с его физическими основаниями, является площадной, даже плотный площадной, сбор информации при фиксированном источнике (КЭД). Соответственно, в программе ЗаВeT-М предусмотрены процедуры обработки и визуализации такого рода данных. Разумеется, есть возможность просмотра отдельных кривых становления на конкретных пикетах. Но надо

сказать, что объектом обработки и интерпретации в ЗВТ-М является площадной сигнал на определенном времени или весь куб данных.

4.4. Идеальный и реальный КЭД

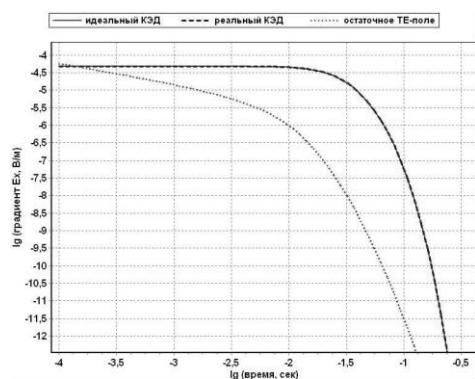


Рис.4. 12. Кривые от реального и идеального КЭД и остаточная ТЕ-мода.

помощью равномерно распределенных используют 8-лучевую установку. Здесь мы отвлечемся от технических проблем (точная геометрия и равенство токов в лучах), а рассмотрим только принципиальный вопрос – соответствие идеального источника и источника, составленного из восьми токовых радиальных линий. Вопрос этот не простой, и тонкость состоит в том, что эти источники с точки зрения ТМ-ТЕ-подхода – разные. Идеальный КЭД, по определению, источник ТМ-поля. А реальный (8-лучевой) – источник смешанный, в его поле есть «недобитая» ТЕ-мода. Понятно, что она существенна на ранних временах становления вблизи источника и вроде бы должна быть мала на более поздних временах в сравнении с ТМ-модой. Но ведь мы знаем, что ТЕ-мода имеет более длительный процесс становления и на самых поздних временах будет превалировать. Практика и теория, однако, показывают, что в значительном, практически используемом диапазоне ТЕ-моду можно считать пренебрежимо малой. В некоторых случаях (в рудных работах) влияние индуктивной составляющей все же заметно, и его необходимо учитывать на ранних временах посредством математического (одномерного) моделирования. На рис. 4.12 приведены три кривые становления для радиального электрического градиента. Сравниваются кривые для идеального и 8-лучевого КЭД, а также приведена кривая для части сигнала, обусловленной ТЕ-полем.

Реализация на практике питающей установки КЭД может быть различной в зависимости от размеров. Небольшая установка может быть осуществлена в виде металлического диска или сетки с центральным заземлением и с равномерным заземлением по краям. Последнее, впрочем, обеспечить сложно. Возможно, в этом случае лучше вообще отказаться от внешнего заземления, предполагая малоглубинную высокочастотную методику. В больших масштабах реализовать КЭД можно с радиальных линий. Практически

реализовать КЭД можно с радиальных линий. Практически

4.5. Как использовать ТМ-поле?

Итак, мы предлагаем источник, возбуждающий только ТМ-поле в горизонтально-слоистом геоэлектрическом разрезе. Наше внимание к переходному процессу ТМ-типа было привлечено его интересными свойствами. ТМ-процесс как будто обещает новые возможности для исследования одномерных сред. Мы также помним, что главное физическое отличие ТМ- поля от ТЕ- поля – наличие вертикальной компоненты электрического поля. Вертикальный ток в условиях тонкослоистого строения осадочной толщи, безусловно, интересная форма взаимодействия электромагнитного поля и геосреды. Конечно, этот фактор присутствует и при использовании традиционного источника – заземленной токовой линии, но она индуцирует также и мощный процесс магнитного типа, который превалирует в поздней стадии.

Нормальный, «одномерный» процесс становления поля КЭД проявляется на дневной поверхности только в виде радиальной компоненты электрического поля. Именно измерения этого электрического сигнала позволяют воспользоваться особыми свойствами переходного ТМ- поля. Однако эта возможность сильно усложняется из-за процессов вызванной поляризации, которые интенсивно возбуждаются гальваническим источником, весьма активно себя проявляют на фоне быстроспадающего ТМ и полностью превалируют в поздней стадии. Методику с измерением электрического сигнала от КЭД, таким образом, можно считать скорее методикой ВП. Хотя было отмечено по результатам математического моделирования и полевых экспериментов, что электрическая компонента, будучи нормальной, одномерного происхождения компонентой, обладает также повышенной чувствительностью и к трехмерным объектам. Можно еще заметить, что в морских условиях становятся доступными для измерений и другие «одномерные» компоненты – угловая, горизонтальная компонента магнитного поля и вертикальная компонента электрического. В море также меняется ситуация с вызванной поляризацией.

Все же измерения электрической компоненты только недавно начали осуществляться на практике. Метод ЗВТ развивался на основе площадных измерений магнитного поля. Имелось, конечно, в виду еще одно замечательное свойство ТМ- поля – отсутствие в воздухе магнитного поля, если среда одномерная (горизонтально-слоистая). С самого начала казалось самым важным, что поле электрического типа решает наболевшую проблему традиционных ЗС – мощный фоновый сигнал от вмещающей толщи при фатальной его зависимости от геометрии приемно-питающей установки. При этом, очевидно, появляется возможность прослеживать слабые латеральные неоднородности сопротивления при фиксированном источнике. А также в дальнейшем выяснилось, что подавление нормального поля (фона) среды позволяет проявить себя более сложным электродинамическим моделям этой самой среды.

4.6. Устройство КЭД и аппаратура ЗВТ

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 тут мы сталкиваемся с той проблемой, которая как раз и стимулировала наши поиски альтернативного 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 электроразведки.

4.6.1. Расположение КЭД на местности

Накоплен значительный опыт размещения питающей установки КЭД на местности в различных условиях. К 2013 г. имеется уже такая география: Татарстан (13 инсталляций установки КЭД), Якутия (4), Камчатка (3), Украина (1), Казахстан (1), США (Колорадо, Калифорния, Вайоминг), Финляндия (1), Италия (окрестности Милана), Австралия (1). Проблемы размещения весьма разнообразны. Сначала определяются благоприятные положения источника относительно предполагаемого объекта исследований (об этом мы еще поговорим в другом разделе). Однако их реализация должна учитывать множество факторов. Во-первых, необходимо максимально выдержать геометрию источника в условиях пересеченной и даже гористой местности (Камчатка). Желательно расположить все лучи в одной плоскости, хотя бы и наклонной к горизонту. Во-вторых, нужно избежать техногенных помех, жилых зон и учесть вопросы собственности и прав по поводу земли.

Основные техногенные помехи – линии электропередач и цельнометаллические заземленные трубопроводы. Последние особенно опасны, если окажутся вблизи КЭД или, что просто фатально, под ним. В этом случае вся структура электромагнитного поля будет искажена из-за появления дополнительного произвольного источника. Необходимо получать исчерпывающую информацию относительно трубопроводов и других заземленных металлических линий на данной местности. Коротко можно рекомендовать ставить КЭД под ЛЭП и подальше от трубопровода.

В начальной стадии развития метода ЗВТ существовали опасения, что ТМ-поляризованное поле в процессе становления быстро маргинализируется вследствие даже небольших несовершенств в устройстве источника, а также и под влиянием «неправильной» среды (наклоны границ, рельеф). Однако полевой опыт и доступное теперь трехмерное моделирование показали, что

тороидальная система токов вполне устойчива. Возможно, хорошим объяснением этому является тот факт, что токовая система связана или связывается магнитным полем внутри тороидальной «катушки» и взаимодействует с ним.

Проблемы размещения КЭД облегчаются в связи с тем, что на пересеченной, холмистой и гористой местности обычно проводятся работы по поиску рудных, контрастно-проводящих тел с небольшой установкой. В таком случае небольшую установку разместить легче, а сигнал от контрастного объекта хорошо выражен даже на фоне помех. И наоборот, там, где требуется большая установка КЭД (электроразведка на нефть), местность более спокойная. Во всяком случае во всей истории применения КЭД имеется лишь один эпизод в самом начале, когда данные оказались непригодны к интерпретации на большой части площади – из-за расположения КЭД прямо над трубопроводами (Удобновская залежь, Татарстан).

4.6.2. Устройство заземлений

В первых полевых испытаниях и работах с применением КЭД устройству заземлений не уделялось должного внимания. Они исполнялись посредством железных колец, которые забивались в землю. Это было неудовлетворительное решение, которое не обеспечивало достаточно низкое сопротивление заземлений, а также их равномерность по лучам и стабильность. Иногда это не позволяло реализовать весь потенциал ЗВТ. Сейчас технология работ методом ЗВТ включает требование более основательного устройства заземлений, которое заключается в бурении небольших скважин до 3 м в зависимости от предполагаемого тока и состояния приповерхностного слоя. В скважину помещается металлическое заземление различного профиля (труба, уголок и т. д.) и оставшееся пространство заполняется проводящей смесью (глина, соль, вода).

4.6.3. Импульсное питание зондирующей установки

Основная особенность аппаратуры метода зондирований вертикальными токами по сравнению с традиционными методами ЗС состоит в наличии системы синхронного питания радиальных линий (8 линий) равными токами в импульсном режиме с накоплением. Это оказалась сложной проблемой ввиду разнообразных условий заземления и нестабильности самих заземлений во время работы. За 15 лет система трижды уже разрабатывалась заново и третье поколение силовой части аппаратуры ЗВТ, которое используется сейчас, вобрало в себя солидный полевой опыт и может обеспечивать до 160 А тока в КЭД. К сожалению, до

сих пор не отделился слаботочный портативный вариант для рудных работ, т. к. это бы упростило оба варианта.

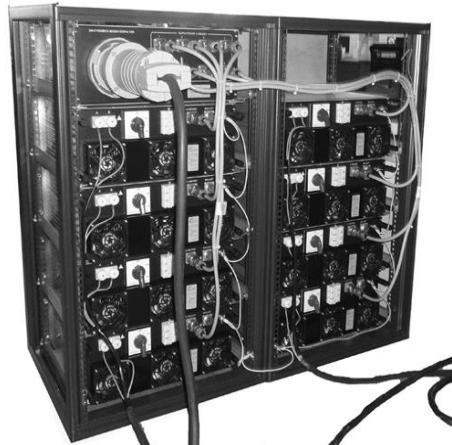


Рис. 4.13. Зондирующая установка «GTE-10S»

Импульсный генератор «GTE-10S» (рис. 4.13) формирует в круговом электрическом диполе стабилизированные импульсы тока заданной амплитуды и длительности с чередующейся полярностью. Имеет следующие характеристики:

- 8 каналов;
- выходное напряжение от 50 до 750 В (три диапазона 50–250 В, 150–500 В, 300–750 В);
- диапазон выходного тока от 8 до 160 А;
- стабильность тока $\pm 1\%$;
- максимальная входная мощность 80 кВт;
- питание от электрогенератора трехфазного переменного напряжения 380/220 В с изолированной нейтралью мощностью не менее 100 кВт
- синхронизация от GPS;
- масса 300 кг, габаритные размеры – две стойки 550 x 500 x 940 мм;
- защита от перегрузки и перегрева;
- индикация и запись в файл напряжения питания, потребляемого тока и мощности по каждой фазе и суммарной мощности, выхода из режима стабилизации;
- непрерывный контроль сопротивления изоляции цепей питания.

4.6.4. Измеритель

Измерительный комплекс (один или несколько) состоит из измерителя и датчика. Измеритель «CEI-7» (рис. 4.14) известен прежде всего как

измеритель для традиционных методов ЗС («Цикл-7»). Для метода ЗВТ он



Рис. 4.14. Измеритель «CEI-7»

обладает некоторой избыточностью, но используется для сохранения универсальности аппаратуры ЗВТ. Он отличается компактностью и высокой точностью измерений. Перед каждым циклом измерений выполняются тестовые калибровочные измерения, позволяющие определить работоспособность измерителя, а также компенсировать температурные и временные изменения переходной характеристики измерительного тракта. Каждый цикл измерений начинается с предварительного этапа,

в котором определяются параметры входного сигнала. По предварительно измеренному входному сигналу управляющая программа выбирает оптимальные параметры измерения. Результат интегрирования на определенном временном интервале кодируется АЦП и считывается микроконтроллером. Пользователь может выбрать густоту шкалы – от 4 до 80 точек на декаду.

Дальнейшие преобразования сигнала производятся в компьютере, в который микроконтроллер передает данные по одному из интерфейсов. Пользователь в зависимости от имеющегося компьютера выбирает один из 3-х интерфейсов – RS232, USB или беспроводный (Blue Tooth), который наиболее подходит в случае использования наладонного компьютера.

Для варианта с удаленным управлением измерителя существует вариант модемной связи. В этом случае возможно проведение работ с удалением от управляющего компьютера до 1 км. Модемный интерфейс также используется для многоканальных измерений, когда измерительные комплексы удалены от управляющего компьютера.

Многоканальный интерфейс позволяет одновременно выполнять измерения пятью измерительными комплексами.

Синхронизация работы измерителя с силовой частью аппаратуры ЗВТ, а также и привязка измерений на местности производится с использованием GPS.

Управляющая программа измерителя работает в среде Windows.

4.6.5. Индуктивные датчики



Рис. 4.15. Приемные индукционные (импульсные) датчики «ПДИ»

Датчики содержат многовитковую приемную рамку и малошумящий предусилитель с автономной системой электропитания. Разработано несколько (рис. 4.15) вариантов рамок, определяющих модификацию датчика. Пределитель расположен внутри конструкции рамки, причем сама конструкция предусилителя одинакова для всех типов датчиков с различными эффективными моментами – до 500 000 м².

Следует отметить, что аппаратура ЗВТ и конфигурация КЭД образуют весьма гибкую электроразведочную систему, позволяющую в процессе работ оперативно делать, кроме собственно ЗВТ, геоэлектрические измерения другими, более традиционными методами ЗС, а также быстро реализовывать различные новации по части электроразведочных источников. Например, была успешно реализована на практике установка «встречные линии» (ABA) – интереснейшее усовершенствование традиционной линии AB, позволяющее сохранить мобильность линии AB и позаимствовать в серьезной мере от КЭД его уникальное качество – способность подавлять индуктивную составляющую.

Еще одно замечание касается воспроизведения аппаратуры ЗВТ. До сих пор соавторы и разработчики аппаратурно-методического комплекса ЗВТ своими силами создавали аппаратуру и участвовали в полевых работах ЗВТ или курировали их. Сегодня они готовы передавать всю технологию ЗВТ производственным организациям и способны наладить производство аппаратуры малыми сериями.

4.7. Измерения магнитного поля. Методика ЗВТ-М

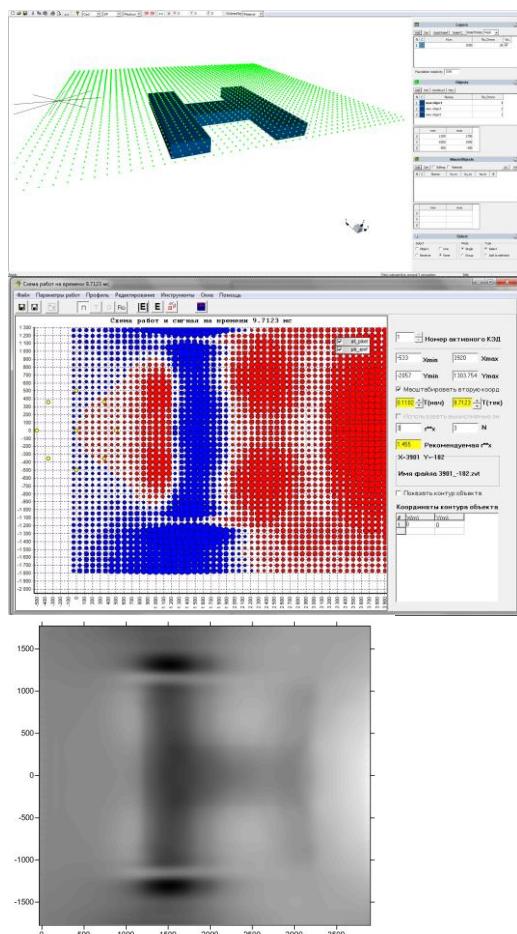


Рис. 4.16. Моделирование площадного сигнала ЗВТ-М ($dB\phi/dz$)

моделирования при выявлении и оконтуривании проводящего объекта сложной формы. На рис. 4.16 показана посредством интерфейса программы GeoPrep геоэлектрическая модель (вверху). Она представляет собой тело (сопротивление 1 Ом·м) в форме буквы «Н» во вмещающей среде с сопротивлением 20 Ом·м на глубине 400 м. Результат представлен в виде площадного сигнала на времени 9.7 мс в интерфейсе программы ЗаВеТ-М, а также в программе Surfer. В площадном изображении сигнала ЗВТ, даже в оперативном представлении средствами программы ЗаВеТ-М, мы отчетливо видим контур неоднородности (букву «Н»). Она весьма четко оконтуривается далее в виде карты изолиний и в программе Surfer.

Итак, применяя круговой электрический диполь как источник, мы можем воспользоваться разными свойствами его устанавливающегося электромагнитного поля. Фактически разработчики метода увлеклись реализацией площадной системы наблюдений магнитного поля, точнее скорости магнитной индукции. Представлялось, что такая методика решает главную проблему традиционных ЗС – мощный фоновый сигнал от вмещающей толщи при полной его зависимости от геометрии приемно-питающей установки. При этом появляется возможность прослеживать слабые латеральные неоднородности сопротивления при фиксированном источнике, например, решать задачу оконтуривания нефтегазовой залежи.

Приведем в качестве демонстрации такой методики результаты трехмерного математического

А как будут выглядеть данные от традиционного источника – токовой петли для этой же модели? Мы провели трехмерное математическое моделирование для такого источника. Результаты показаны на рис. 4.17. При закрепленной петле по площади аномальный сигнал (dBz/dt на времени 9 мс) выглядит не менее впечатляюще (снова буква «Н»), чем в случае ЗВТ-М (рис. 4.17а). Однако если посмотреть на полное поле (рис. 4.17б), которое, собственно, и измеряется в поле, то контур объекта пропал. Чтобы получить его, нужно снять фон. Что именно нужно убирать – определить бывает сложно.

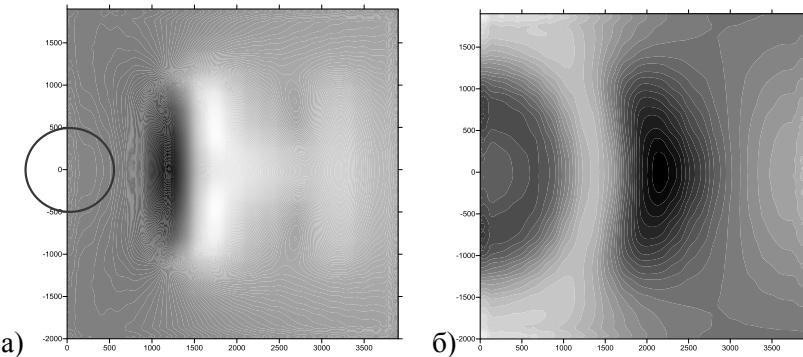


Рис. 4.17. Моделирование площадного сигнала ЗСБ с закрепленным источником. а) – аномальный сигнал, б) – полный сигнал

Возможность прямо в поле в процессе зондирований на физическом уровне компенсировать в отклике влияние вмещающей среды, может быть, самое ценное из того нового, что принесла реализация зондирований с использованием переменного ТМ- поля.

4.7.1. ЗВТ-М и метод чистой аномалии

Критики иногда относят метод ЗВТ-М к разряду так называемых методов чистой аномалии. У таких методов плохая репутация в геоэлектрике, что является вполне заслуженным. Однако в отношении ЗВТ такое обвинение – скорее результат недоразумения. О ЗВТ-М часто говорится, что там измеряется поле аномальных объектов. Это верно, но при этом фиксируется все полное поле, которое существует на дневной поверхности.

Можно описать метод чистой аномалии как метод, в котором определенным образом регистрируется только некоторая (аномальная) часть полного поля, а само полное поле является помехой. Однако оно так или иначе «пролезает» в наблюденный сигнал, и в этом слабость метода чистой аномалии. Например, в приведенном выше примере многоразносных наблюдений поля токовой петли мы могли бы пытаться фиксировать азимутальную компоненту магнитного поля, чисто аномальную, и таким образом как будто решить проблему изменчивого фонового сигнала. Но

искушенный электроразведчик вряд ли соблазнится подобным предложением.

В ЗВТ мы устраиваем источник таким образом, что полное поле во всех магнитных компонентах не содержит отклика от вмещающей толщи. В этом случае проблема влияния нормальной части разреза решается на физическом уровне, а не за счет ограниченной пространственно-временной выборки и фиксации отклика. Разумеется, теперь есть проблемы в точном устройстве источника, но это уже другой вопрос. Надо заметить, что за претензию на детальный трехмерный результат надо платить новыми и более мощными средствами обработки и интерпретации с одной стороны, но также и более совершенным и сложным устройством самого эксперимента с другой стороны.

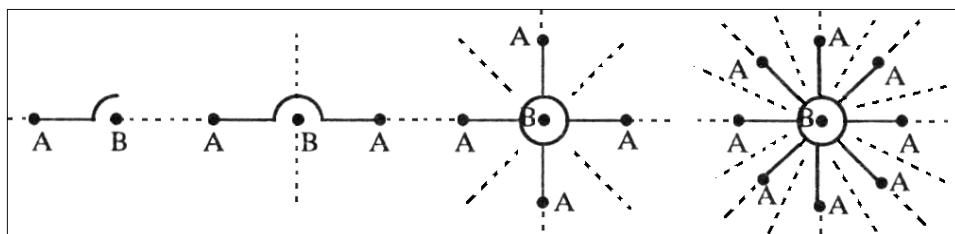


Рис. 4.18. От метода чистой аномалии к ЗВТ-М

Приведем еще один интересный умозрительный эксперимент, в котором действительный метод чистой аномалии трансформируется в ЗВТ. Итак, мы желаем измерять только отклик от неоднородности в разрезе. Возьмем для этого в качестве источника линию АВ и будем измерять магнитное поле на оси. Это, безусловно, метод чистой аномалии. Констатируем, что вертикальная компонента нормального магнитного поля равна нулю на оси линии. Эта ось является линией резкого перехода через 0, что создает критические условия для измерений. Кроме того, таких измерений мало по площади. Присоединим вторую питающую линию, включив ее навстречу первой (рис. 4.18) так, что нормальное магнитное поле 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, значения остаточного магнитного поля между ними становятся пренебрежимо малы и можно устраивать уже площадные измерения полного поля, генерируемого неоднородностями разреза. Мы ушли от метода чистой аномалии и опять-таки получили питающую установку КЭД.

4.7.2. Сигналы ЗВТ и горизонтально-слоистый разрез

Часто возникает также вопрос о роли горизонтально-слоистого разреза в ЗВТ, поскольку ТМ-поляризация реализуется в чистом виде только в горизонтально-слоистой среде. Но в некотором смысле и становясь на крайнюю точку зрения, можно сказать, что горизонтально-слоистого разреза не существует в природе: всегда есть какие-то отклонения. Однако с другой точки зрения можно сказать, что, напротив, идеальный (воображаемый, кажущийся, эффективный) горизонтально-слоистый разрез существует всегда, вбирая в себя основную массу проводимости разреза. Эта вмещающая среда (ее отклик) не присутствует в магнитном сигнале. Фиксируемый сигнал отражает различного рода отклонения от этой идеальной горизонтально-слоистой модели и подлежит разбраковке и трехмерной интерпретации.

Строго говоря, следует уточнить, что применение КЭД в качестве источника позволяет убрать отклик не горизонтально-слоистого разреза, а некоторого осесимметричного распределения проводимости (имеется в виду ось КЭД).

Таким образом, измеряемый сигнал от горизонтально-слоистого разреза, а в общем случае от любого осесимметричного разреза, ось которого совпадает с осью источника, будет равен нулю на всех временах становления.

Тот магнитный сигнал, который измеряется в ЗВТ, если он не равен нулю, есть отражение нарушения горизонтальной однородности, и в этом сигнале должна быть отражена область, которая не является горизонтально-слоистой.

4.7.3. Расположение КЭД относительно объекта и система наблюдений

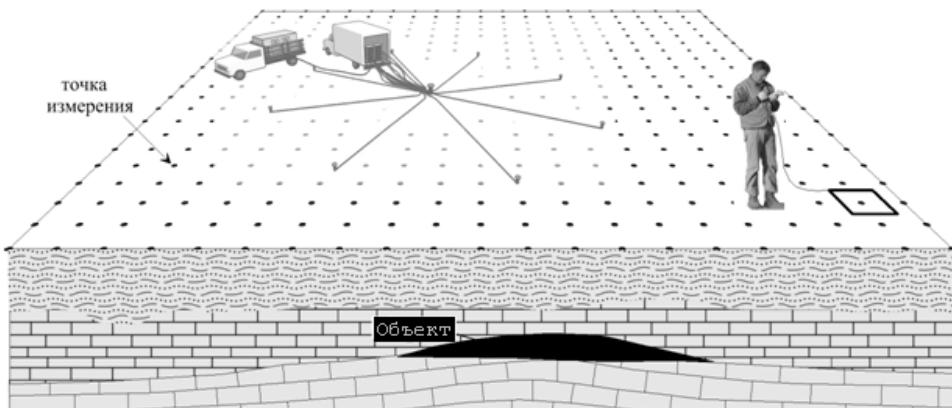


Рис. 4.19. Система наблюдения

Опыт полевых работ и математическое моделирование показали, что сигналы в ЗВТ-М можно регистрировать на расстоянии до 5 радиусов КЭД. Конечно, это зависит от общей проводимости разреза и уровня помех. Тем не менее можно оценить, что для масштабной установки радиусом 2 км площадь обследования составит 400 км^2 . Все же заметим, что технология ЗВТ вряд ли применима на стадии первичной разведки по экономическим соображениям. Имеет смысл применять это сильное средство для глубокого изучения «подозрительного» объекта. Так, в Татарстане метод ЗВТ-М использовался для уточнения контуров конкретных месторождений нефти, а также для определения наличия углеводородов в объектах, выделенных по данным сейсморазведки (совсем не обычная задача для электроразведки).

Итак, если исходить из того, что местоположение объекта приблизительно известно, можно сделать некоторые рекомендации по размещению источника и сети наблюдения. В магнитном поле КЭД на дневной поверхности отсутствует непосредственный вклад вмещающей горизонтально-слоистой среды, но также и вклад от любого осесимметричного включения, ось которого совпадает с осью источника. Отсюда следует, что нельзя помещать КЭД над искомой неоднородностью, необходимо сделать это сбоку, за краем. Нужно также учесть, что измерения вблизи и тем более на площади, занятой КЭД, нежелательны.

Сигнал ЗВТ-М имеет смысл и ценность только в виде площадной реализации. Следовательно, необходимо развернуть над предполагаемым объектом более или менее равномерную сеть наблюдений. В первых работах применялась предварительная геодезическая разбивка. Теперь используется оперативная привязка с помощью глобальной навигационной системы. Необходимо лишь примерно придерживаться установленной плотности наблюдений. А она может меняться в зависимости от характера площадного сигнала, что возможно учитывать в конце каждого дня полевых наблюдений.

Следует также при определении границ области наблюдения иметь в виду вполне очевидное соображение, что выделяемая над объектом площадная аномалия возникает только на некотором фоне вокруг аномалии. Следовательно, область наблюдений должна существенно превышать площадь, ограниченную предполагаемым контуром объекта.

4.7.4. Обработка и представление данных ЗВТ-М

Площадной сигнал ЗВТ, представленный на оптимальном фиксированном времени, свободный от фона вмещающей среды и целиком обязанный латеральным неоднородностям, с которыми связан пространственно, обладает высокой визуализирующей способностью. Дальнейшая интерпретация (обратная задача) требует исключительно трехмерного подхода. Одномерный подход в любой форме бессмыслен.

Можно провести любопытное сопоставление с методом ЗСБ. В нем «трехмерный» аномальный сигнал является малой добавкой к главному

«одномерному» сигналу. «Одномерность» регистрируемого сигнала 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.

Проблема с интерпретацией в методе ЗВТ в значительной мере другая, нежели в «классических» методах, где основную часть сигнала составляет вклад вмещающего разреза. Для этих традиционных методов хорошо развиты и широко применяются технологии анализа и трансформации данных, решения обратных задач и т. д., но именно для того, чтобы убрать из сигнала ненужный часто вклад вмещающей толщи. В ЗВТ многое из этого делать не требуется. Там за все «заплачено» на этапе устройства сложного источника, который оптимизирует отклик на физическом уровне. А в обработке оптимизировать бывает уже поздно. Впрочем, в условиях рудной электроразведки, когда сама вмещающая среда бывает весьма сложной, иногда трудно решить, что лучше и что хуже – компенсация части сигнала на физическом уровне или обработка полного сигнала от обычной приемно-питающей установки. Иногда это вопрос производительности и трудозатрат.

Итак, на первом этапе основной интерпретационный прием в ЗВТ-М – это построение карт распределения сигнала. Но этот сигнал отражает непосредственно неоднородности и дает контур. Это соответствует картам аномального сигнала, которые появляются в результате иногда сложной обработки суммарных сигналов в традиционной электроразведке и часто являются там (переведенные в кажущиеся сопротивления) конечным результатом. В дополнение к этому в ЗВТ предлагаются трехмерные визуализации выделенного объекта прямо по полевым данным и подобранные по трехмерному прямому моделированию объекты.

4.7.5. Характер площадного сигнала в ЗВТ-М

В ЗВТ-М сигнал от объекта тела хорошо локализован, т. е. измеряемый сигнал в основном определяется объектами, находящимися под точкой измерения магнитного поля. Следствием этого является то, что в регистрируемом отклике значительно ослаблено влияние других неоднородностей, находящихся между источником и приемником поля. Исключением могут быть сильные неоднородности, располагающиеся непосредственно вблизи источника и его электродов. Эта ситуация приводит к появлению фона на всей площади регистрации. Такие случаи на практике имели место быть. Однако этот фон обычно не мешал выделять другие локальные объекты в удалении от источника именно потому, что сигнал от них пространственно локализован.

Однако в разных компонентах магнитного поля (вертикальной и горизонтальных) локальный объект может отражаться совершенно по-разному. Картины магнитного поля и регистрируемого сигнала от локальной аномалии проводимости на дневной поверхности легко себе представить, исходя из физических предпосылок. Источником магнитного поля являются аномальные горизонтальные вторичные токи в локальном объекте. Они имеют радиальное направление (поскольку таково нормальное поле КЭД). Отсюда видно, что сигнал от вертикальной магнитной индукции на дневной поверхности будет иметь двуполярный вид, причем линия перемены знака проходит по радиусу от КЭД над центром неоднородности. Горизонтальная ($\partial B_\varphi / \partial t$) компонента скорости магнитной индукции, соответственно, будет однополярной с максимумом над центром неоднородности. Сопоставление этих двух площадных сигналов поможет в определении положения и границ объекта. На рис. 4.20 демонстрируется это сопоставление с помощью математического моделирования (вверху) и на примере полевых сигналов над объектом «трубка» (Якутия, 2013 г.).

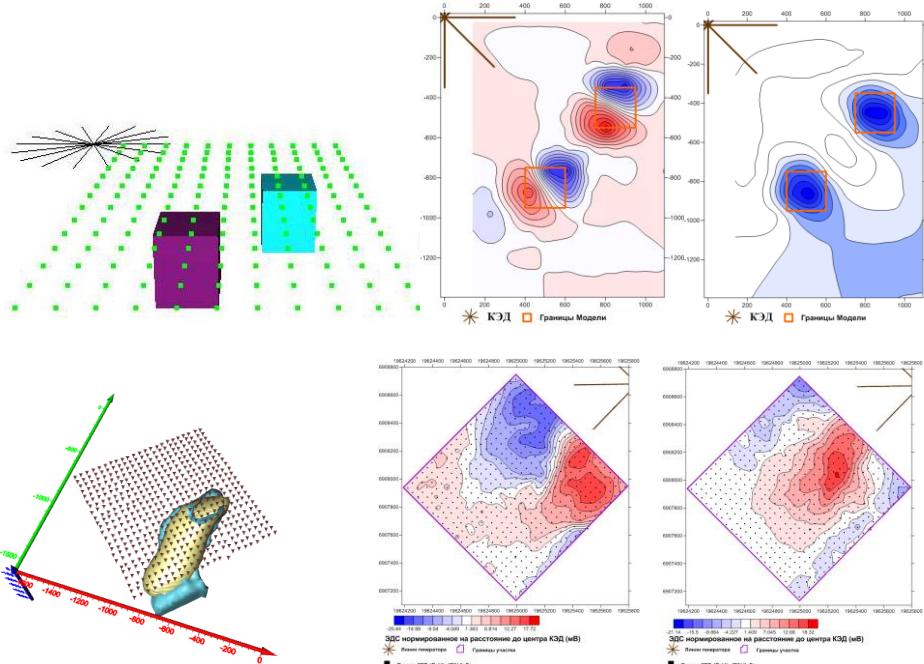


Рис. 4.20. Сравнение площадных сигналов ЗВТ-М от компонент $\partial B_z / \partial t$ и $\partial B_\varphi / \partial t$. Вверху – на примере моделирования. Внизу реальные полевые сигналы на времени 0.62 мс от объекта «трубка»

Дальнейшее уточнения границ объекта возможно посредством применения определенных трансформаций сигналов. В ЗВТ-М это направление еще недостаточно развито. Отчасти это объясняется высокой

визуализирующей способностью площадного сигнала ЗВТ, не слишком стимулирующей поиски более сложных процедур обработки. Наконец, наиболее точная интерпретация возможна с применением трехмерного моделирования. Нужно заметить только, что и здесь есть ограничения, связанные с неопределенностью и сложностью самого геологического объекта.

4.7.6. Ранние времена в ЗВТ-М

В традиционных (индуктивных) ЗС хорошо реализуется принцип зондирований. С течением времени становления мы получаем информацию о все более глубинных частях разреза. В структурной электроразведке речь идет о первых секундах. Обращает на себя внимание тот факт, что в ЗВТ при решении аналогичных задач мы используем сигнал на более ранних временах (5–50 мс). Это иногда объясняется оппонентами как проявление приповерхностных неоднородностей, и, таким образом, речь идет о несостоительности метода. Однако этот вопрос очень простой. Мы имеем сугубо гальванический источник, и в его поле (магнитном) есть информация о глубинных неоднородностях не только на ранних временах, но *даже и в режиме прямого тока до выключения*. Поскольку мы измеряем индукционными датчиками, то время максимального проявления неоднородности несколько сдвигается, но все же остается ранним.

В случае сигналов над углеводородными залежами возникает особый вопрос, связанный с генерацией отклика в ореольных образованиях.

4.7.7. Привязка по глубине

Контур неоднородности определяется в какой-то степени уже просто по площадным изображениям полевого сигнала ЗВТ-М. Но вопрос о распределении неоднородности по глубине решается сложнее. В первом приближении мы можем использовать принцип электромагнитного зондирования, которому устанавливающееся ТМ-поля подчиняется в одномерной среде. Сигнал в ЗВТ-М своим фактом существования обязан только неоднородности, но время проявление этого сигнала, его форма и интенсивность зависят как от него самого, так и связаны с процессом установления токов во вмещающей среде. В таком случае мы можем применить трансформацию времени в глубину, как это принято в классических ЗС, на основании формулы для скин-слоя. Это позволяет построить кажущиеся разрезы и трехмерные кажущиеся объекты. Такие изображения, как мы увидим ниже на примерах полевых работ на руду и нефть, весьма полезны и наглядны.

Отсюда следует, что работы методом ЗВТ-М должны сопровождаться некоторым количеством традиционных зондирований ЗС, которые можно

характеризовать как одномерные зондирования, поскольку основной вклад в сигнал там дает вмещающая среда. Это можно делать (и делалось) с использованием элементов развернутой установки КЭД. Иногда можно воспользоваться результатами предыдущих электроразведочных работ.

Разумеется, полностью решить вопрос о трехмерной структуре можно с помощью решения обратной трехмерной задачи, что и делалось в некоторых случаях в практике ЗВТ-М.

4.7.8. Влияние рельефа и неодномерности вмещающей толщи

Влияние рельефа, естественно, всегда имеется. Если этот вопрос не обсуждается в каком-либо методе электроразведки, то такой метод просто груб и не может претендовать на решение трехмерных задач. При использовании КЭД влияние рельефа должно учитываться и, как правило, для каждой работы проводится такой анализ посредством численного моделирования. Обычно, начиная с некоторых времен, влиянием рельефа можно все-таки пренебречь. Был случай, когда неудачно расположенный источник заставил для части площади вводить поправку на рельеф для всех измеренных времен. Ситуация, разумеется, сильно зависит от того, насколько значителен исследуемый объект.

Отдельный вопрос связан с общим наклоном границ вмещающей толщи. Если мы исследуем слабоконтрастные объекты, то наблюдается превалирование влияния генерального поднятия (опускания) на сигнал, начиная с некоторого времени измерений. Сигналы, обусловленные влиянием генерального поднятия слоев, хорошо выявляются в полевом материале при измерениях $\partial B_z / \partial t$ компоненты. Характерным признаком является устойчивое по времени площадное деление сигнала на две антисимметричные части – положительную и отрицательную, при этом ось проходит через центр КЭД. Этую пространственную тенденцию в сигнале можно удалить после моделирования. Иногда она не мешает выявлять локальные объекты.

Наконец, отметим особый случай неоднородности вмещающей толщи, который на практике может встретиться (и встречался на самом деле). Расположив КЭД рядом с заземленным металлическим трубопроводом, мы получим сильнейшую помеху в виде дополнительного эффективного сильного источника, не отключаемого к тому же с началом регистрации. Особенно опасны трубопроводы в направлении, близком к радиальному по отношению к центру КЭД.

4.7.9. Влияние дефектов КЭД

Выше мы сравнили идеальный источник с 8-ми лучевой установкой КЭД, выполненной идеально – с равными лучами, через равные углы и с равными токами. На местности, конечно, это реализуется лишь с некоторыми приближениями, а иногда и с ошибками, которые обнаруживались уже после проведения измерений. Рассматривая КЭД как набор токовых линий, можно оценить влияние разного рода дефектов и учесть это влияние в данных. Хотя КЭД применяется обычно с целью изучения трехмерных структур, влияние дефектов достаточно учесть в одномерной вмещающей толще. Характерные дефекты следующие.

1. Отклонение тока в одном из лучей (из-за разрегулировки блока управления и контроля). Этот дефект равносителен появлению дополнительного (по отношению к «правильному» КЭД) источника – заземленной линии с малым (величина дефекта) током.
2. Длина луча не равна остальным. Это эквивалентно появлению дополнительной (по отношению к правильному КЭД) токовой линии с током луча, но короткой (длина дефекта).
3. Отклонение от точного направления.

Надо заметить, что КЭД требует строгой геометрии и равенства токов. Это трактуется оппонентами как большой недостаток. Однако эти требования возникают в силу того физического явления, которое мы реализуем и используем – ТМ-поляризацию геоэлектромагнитного поля.

4.8. Рудные работы

За 15 лет полевого опробования метода ЗВТ-М накоплен уже солидный опыт. Все результаты весьма принципиально разделяются на два ряда – работы на руду и работы на нефть. В работах на рудных объектах площадной сигнал ЗВТ-М хорошо описывается влиянием локального проводника. Имеющиеся средства трехмерного (по проводимости) моделирования (в борновском приближении и методом конечных элементов) позволяют качественно и количественно объяснить результаты измерений. В этом случае все процессы определяются распределением проводимости, в основном устанавливаются вихревые токи, и мы имеем чистое электромагнитное зондирование во временной области. Время можно трансформировать в глубину, пользуясь представлением о скин-слое, и получать вполне определенный и близкий к реальному объекту электромагнитный образ. Основными преимуществами ЗВТ в применении к данным работам являются:

1. определение локальных неоднородностей удельного сопротивления среды в плане с высокой точностью. Площадной сигнал ЗВТ-М обладает

высочайшей визуализирующей способностью ввиду минимального фонового поля;

2. возможность быстро выявить все локальные неоднородности удельного сопротивления среды. Положение искомого объекта проявляется уже при просмотре полевых данных, до подробного анализа и длительной интерпретации в офисе;

3. экономическая целесообразность. Для проведения работ обычно требуется установить только одну установку КЭД для плотного покрытия всей изучаемой площади. Собрать столь же плотные данные установкой МПП (соосные или совмещенные петли) потребует много больших трудозатрат;

4. устойчивость площадного сигнала к искажениям сигнала на отдельных точках наблюдения;

5. относительная неприхотливость сигналов ЗВТ-М в смысле точности измерений и уровню помех.

Рассмотрим подробно работы [21] под городом Каустинен (Западная Финляндия, 2009 г.), в которых объектом поисков являлось месторождение лития. Была поставлена задача изучения морфологии пегматитовой жилы со средним содержанием LiO_2 около 1 %. Объект субвертикальный, длина – сотни метров, ширина от 20 до 70 м, глубина от 10 до 200 м. Удельное сопротивление изучаемого объекта было около 15 Ом·м. Вмещающая среда – плохо проводящая, удельное сопротивление выше 1000 Ом·м. Весьма пригодилась устойчивость площадного сигнала ЗВТ-М, т. к. по центру площади работ проходила дорога, а вдоль нее – линия электропередач. Шум от этой линии в профилях, близких к дороге, достигал 200 мкВ. Площадь работ составила около 0.5 км² (прямоугольник со сторонами 500 и 1000 м). Было проведено 81 измерение методом ЗВТ-М, а также 2 измерения переходного процесса от горизонтальной линии для определения вмещающей среды.

Источником электромагнитного тока являлся круговой электрический диполь (КЭД), реализованный 8-ю радиальными линиями. Радиус КЭД был 200 м (длина каждой линии). Одно общее заземление всех линий устраивалось в центре КЭД, а остальные 8 заземлений располагались на окружности КЭД. Ток во всех 8-ми линиях был одинаков, за этим в автоматическом режиме следила аппаратура «ЗаоВт». Общий ток в КЭД составил 4.48 А. Измерения производились аппаратурой «Цикл-7» с использованием индукционного датчика ПДИ-100 (эф. площадь 10000 м²), т. е. измерялась скорость магнитной индукции dB_z/dt . Обработка материала проводилась в программах ЗаоВт-М, Подбор, Выбор-ЗС. Расчеты теоретических сигналов от трехмерных моделей – в программе GeoPrep.

На рис. 4.21 представлен один из характерных переходных сигналов, полученных при проведении данных работ. Читатель должен понимать, что здесь зафиксирован не отклик всей, вместе с вмещающей, среды, а только

связанный с наличием неоднородности (таков метод). Вмешающая среда вклада не дает или дает слабый и скоротечный, связанный с неидеальностью установки КЭД. На полевой кривой мы наблюдаем до 10–15 мкс этот процесс становления, обусловленный конечным числом радиальных линий. Далее растет полезный сигнал и достигает максимума (несколько мВ) на времени 20–30 мкс.

После 100 мкс сигнал слишком мал.

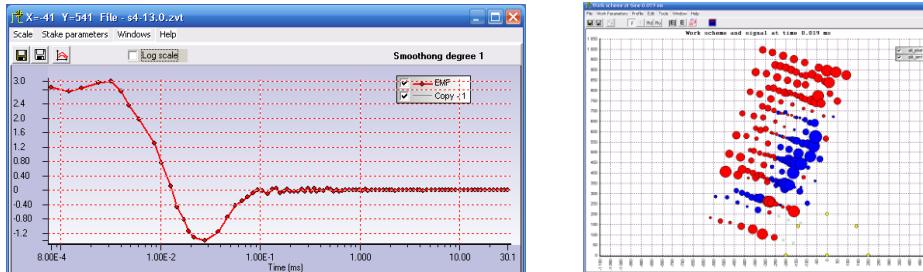


Рис. 4.21. Пример переходного сигнала ЗВТ-М. По вертикальной оси значения ЭДС в мВ

Неидеальность КЭД состоит в том, что изотропное распределение питающего тока заменено на восемь токовых линий, и в том, что координаты заземлений определены с погрешностью. В силу этого имеет место остаточное «нормальное» магнитное поле. Можно его рассчитать, если известен вмешающий одномерный разрез. Этую информацию нужно иметь априори либо получить в результате обычных «одномерных» зондирований, что и было сделано посредством измерения процесса становления от горизонтальной линии (были использованы два луча из установки КЭД). В результате интерпретации переходного процесса от горизонтальной линии была получена вмешающая среда, представленная в табл. 4.1.

Таблица 4.1

	Удельное сопротивление Ом·м	Мощность м
1	500	100
2	10000	беск.

Было рассчитано остаточное поле ЗВТ-М для КЭД, состоящего из 8-ми линий с заданной погрешностью разбики заземлений. Значительное расхождение сигнала от идеального КЭД (равномерно заземленного по окружности) и его реального 8-ми лучевого воплощения наблюдается до времени 10 мкс для вышеприведенной горизонтально слоистой среды. На временах, больших 100 мкс, шум начинал превышать полезный получаемый сигнал, несмотря на обычную для импульсной методики процедуру накопления сигнала. По этим соображениям изучаемым диапазоном времени стал промежуток от 10 до 100 мкс.

На одном из этих времен мы можем представить площадной сигнал ЗВТ-М после несложной обработки (в основном, компенсация электромагнитного рассеивания с расстоянием), и такие площадные картинки

рельефа сигнала до недавнего времени были основным способом представления результатов работы методом ЗВТ-М. Однако это вовсе не мало, поскольку этот рельеф в виде зон отрицательных и положительных значений сигнала очень тесно связан с границами реального объекта.

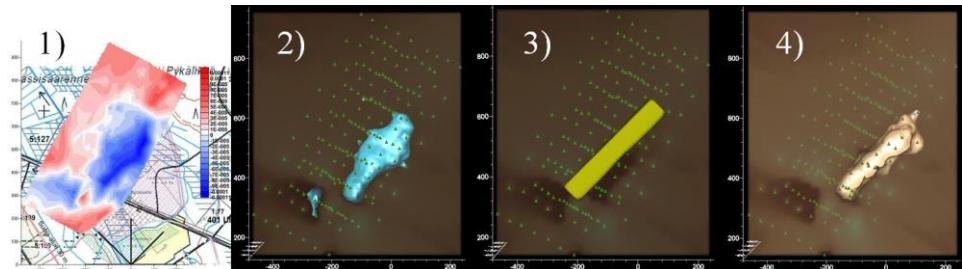


Рис. 4.22. Рудные работы в Финляндии. 1) полевой площадной сигнал ЗВТ-М на времени 21мс; 2) кажущийся 3D-объект; 3) подобранный в результате 3D-моделирования объект; 4) кажущийся объект по синтетическим данным

На рис. 4.22(1) показано площадное распределение ЭДС в месте проведения работ. Красным цветом отображен положительный сигнал, синим цветом – отрицательный. Белым цветом отображен сигнал близкий к 0. По опыту предыдущих работ и опыту физического и математического моделирования мы предполагаем, что объект, отраженный синей зоной, слегка смещен в сторону красной.

Можно связать время установления сигнала на каждом пикете с определенной глубиной, воспользовавшись широко применяемой в зондированиях становлением и вообще весьма универсальной формулой для скин-слоя и применяя некоторое дополнительное масштабирование, основанное на знании вмещающей среды и другой априорной информации. В результате, используя уже весь трехмерный куб данных, мы получим (рис. 4.22(2)) трехмерную визуализацию сигнала.

Мы, разумеется, понимаем, что площадная визуализация на рис. 4.22(1) и объемная на рис. 4.22(2) отражают всего лишь электромагнитный образ реального объекта. Этот образ по-прежнему нуждается в интерпретации и даже не в геологической, а сначала в геоэлектрической. Такую интерпретацию теперь можно дать, используя программу трехмерного моделирования для сигналов ЗВТ. Здесь применена программа, разработанная в рамках системы трехмерного моделирования для нестационарной геоэлектрики с использованием метода конечных элементов (Ю. Г. Соловейчик, М. Г. Персова). Были рассмотрены более чем 50 моделей и рассчитаны сигналы для них. На рис. 4.22(3) представлена модель, которая позволила получить наименьшее расхождение между полевым и модельным сигналами. К сожалению, при современном развитии математического обеспечения и компьютерной техники процесс подбора адекватной модели остается очень трудоемким и требует много времени и высокой

квалификации интерпретатора. Весьма помогает наметить контур будущей модели визуализирующие свойства площадных данных метода ЗВТ.

На рис. 4.22(4) показана трехмерная визуализация синтетических данных, аналогичная визуализации полевых данных на рис. 4.22(2). Естественно, они похожи. На рис. 4.23 все эти объекты совмещены. Центр КЭД находится в точке с координатами 0, 0.

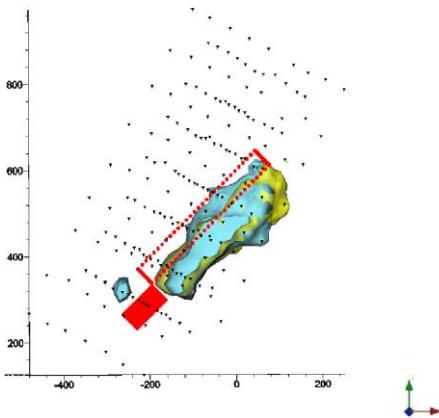


Рис. 4.23. Совмещение подобранныго проводящего локального объекта и трехмерных визуализаций синтетических и полевых данных

Кажется, что задача решена. На основании этого сравнения в качестве искомого объекта и была представлена заказчикам работ подобранный модель.

Результаты, предоставленные здесь, были сравнены с результатами магниторазведки. Оба метода дали хорошее согласие по расположению и форме изучаемого объекта. Также несколько заложенных (неглубоких) скважин показали полное согласие с предложенным результатом.

Продемонстрированные результаты показывают эффективность и

экономическую целесообразность проведения работ ЗВТ в подобных условиях. Можно заметить, что с таким контрастным объектом вполне эффективен оказался бы и обычный МПП. Но чтобы собрать столь же детальную площадную информацию, пришлось бы произвести 81 (по числу пикетов) соосных зондирований. Даже с небольшой генераторной петлей, как нам представляется, это намного более трудоемкая работа, чем сделанная один раз установка КЭД. Измерения сигнала заняли 3 рабочих дня (работало 2 измерительных группы). В собранных данных без сложной обработки прямо в поле фактически виден был объект.

Рассмотренные электроразведочные работы подтвердили высокую визуализирующую способность данных ЗВТ-М. Даже и без подтверждения трехмерным моделированием площадные и объемные визуализации полевых данных представляют достаточно ценную информацию о пространственной локализации и форме объекта.

По сути, мы продемонстрировали 3D-электроразведку по соответственной специальной экспериментальной схеме, позволяющей исключить отклик одномерного характера. Однако в процессе обработки и интерпретации мы нуждаемся в сведениях об одномерной вмещающей среде или в данных одномерной электроразведки.

В этой работе с рудным объектом был впервые использован серьезный трехмерный подход к интерпретации посредством использования строгого трехмерного моделирования. Опыт вполне удачный, но он показал, что есть нужда также в методике подбора трехмерной модели (про автоматическую трехмерную инверсию пока речи нет).

Совершенно ясно, что здесь не использованы возможности, связанные с регистрацией также и горизонтальных компонент индукции.

Приводим еще два примера результатов таких работ (2008 г.) на рис. 4.24 и 4. 25 в форме трехмерной визуализации.

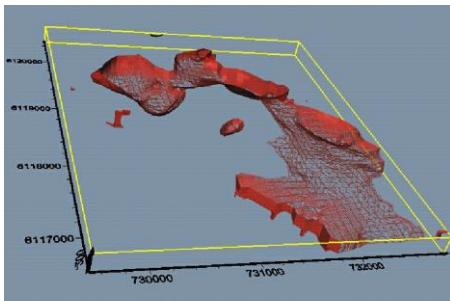


Рис. 4.24. Результаты работ ЗВТ-М на руду (медно-цинковая) в 3D-представлении (Австралия, Woodlawn)

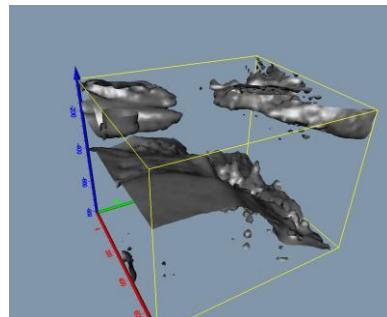


Рис. 4.25. Результаты работ ЗВТ-М на руду (никель) в 3D-представлении (Камчатка)

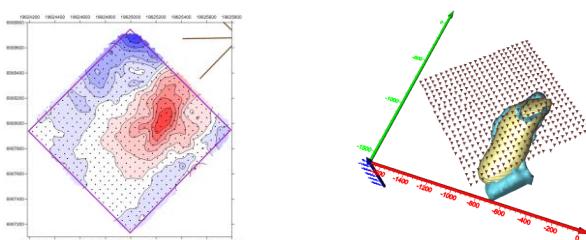


Рис. 4.26. Площадной сигнал ЗВТ-М (компоненты $\partial B_\varphi / \partial t$) на времени 0.545 мс и трехмерное изображение куба данных ($\partial B_\varphi / \partial t$) в программе Voxler.

Наконец, на рис. 4.26 предлагаем ознакомиться с работами в Якутии (2013 г.), которые проводились в основном с целью определения квалификационных возможностей метода ЗВТ для поиска и разведки кимберлитовых трубок. В этих работах уже проводились измерения горизонтальной (азимутальной) компоненты скорости магнитной индукции ($\partial B_\varphi / \partial t$). На рис. 4.26 представлена весьма небольшая часть результатов в виде одного, на времени 0.545 мс, площадного изображения, и в виде трехмерной визуализации.

4.9. Работы на нефть

Метод ЗВТ-М задумывался как радикальное средство подавления отклика от вмещающей среды и фиксации в этих условиях аномального магнитного поля от аномальных вторичных токов в локальном объекте. Предполагалось, что непосредственно регистрируемое по площади аномальное (оно же и суммарное) поле очень тесно связано со структурой неоднородности и площадной сигнал будет обладать высокими визуализирующими свойствами. Как мы видели выше, в случае рудного применения это вполне себя оправдало и полевые сигналы ЗВТ вполне описываются классической электродинамикой в среде, представленной только распределением проводимости.

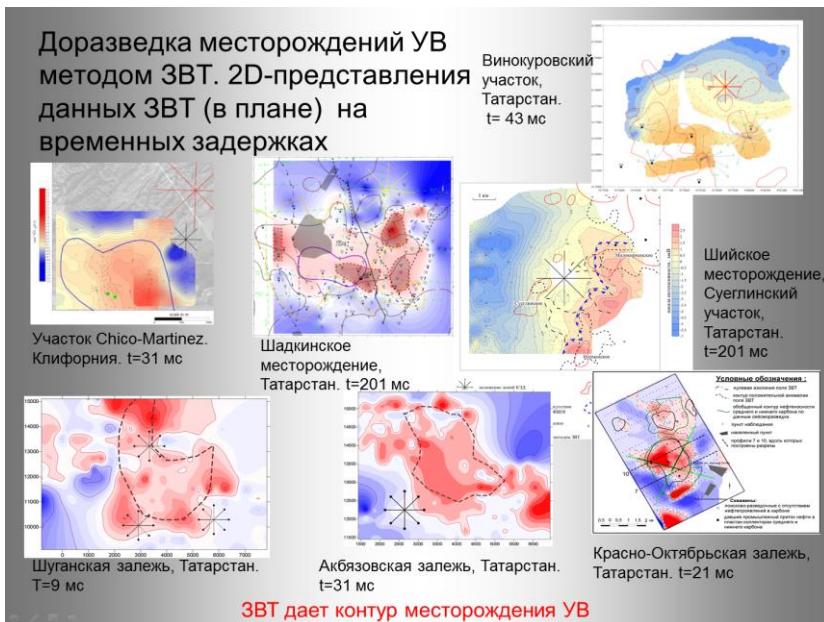


Рис. 4.27. Серия результатов работ на нефтяных залежах в виде площадных

По самым оптимистическим расчетам ожидалось, что метод ЗВТ-М сможет определять такую слабую неоднородность сопротивления как углеводородная залежь вкупе с окаймляющими минерализованными водами. Предварительное моделирование показало довольно слабый и неопределенный (в смысле оконтуривания) эффект. Но на практике в первых же работах при нефтепоисковом применении ЗВТ-М (с индуктивным магнитным приемом) обнаружился довольно непонятный, хотя и крайне благоприятный, экспериментальный факт. В целом ряде работ залежи нефти проявляют себя в площадном сигнале ЗВТ областью повышенных значений ЭДС одного знака (измерения dB_z/dt индуктивным датчиком). Контур отмечался сменой знака (например, [5], [42]). На рис. 4.27 представлены некоторые результаты. Площадной сигнал ЗВТ своим рельефом (красные

зоны – положительные значения сигналов) указывает на залежи и сопутствующие им зоны миграции углеводородов. Эти результаты верифицированы сопоставлением с другими методами (особенно интересно – с данными геохимических исследований на поверхности), а также с существующим и последующим бурением.

Такой результат сам по себе зачастую устраивал заказчиков, но, конечно, нуждался в объяснении и дальнейшей интерпретации.

4.9.1. Некоторые примеры

Поясним подробнее некоторые из приведенных на рис. 4.27 примеров. На рис. 4.28 представлены результаты давних (2000–2001 гг.) работ на Красно-Октябрьском месторождении (р. Татарстан). Эти работы производились казанскими геофизиками самостоятельно при нашем участии в обработке.

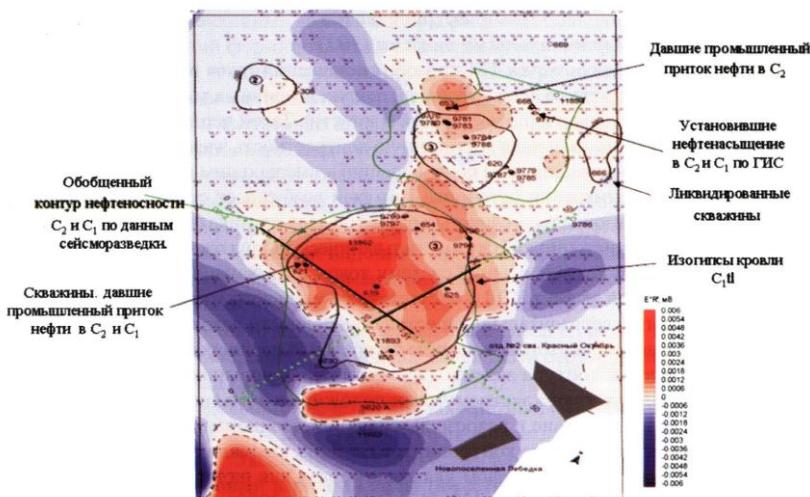


Рис. 4.28. Оконтуривание Красно-Октябрьского месторождения методом ЗВТ-М и данные по нефтеносности

В этих давних работах использовалась старая аппаратура, которая обеспечивала только до 4 А в луч. Глубинность как будто ограничивалась первыми сотнями метров, т. е. далеко не достигала нефтеносных горизонтов. Тем не менее была получена площадная аномалия (красный цвет), которая хорошо согласовывалась с другими данными о нефтенасыщении, а впоследствии подтвердилась бурением (рисунок взят из книги Хисамов Р. С. и др. Геологические работы в регионах с высокой опоискованностью недр // Казань: Издательство «Фэн» Академии наук РТ, 2000).

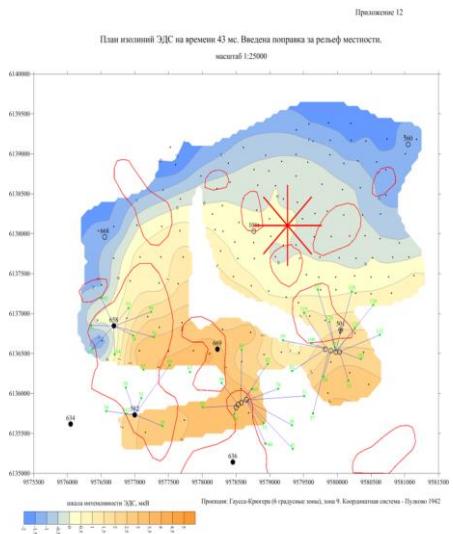


Рис. 4.29. Выявление зон нефтеносности на Винокуровском

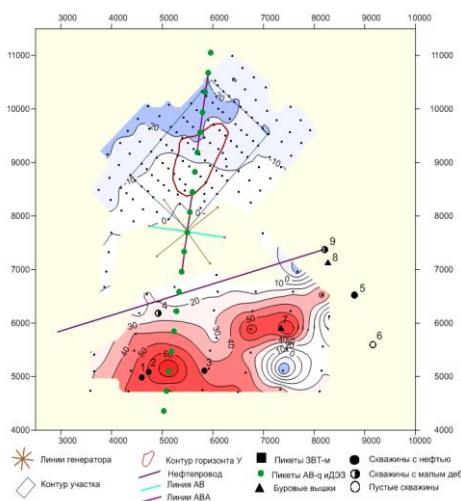


Рис. 4.30. Результаты работ ЗВТ-М. Площадной сигнал на времени 55.7 мс.

отсутствии углеводородов в выявленном сейсморазведкой поднятии.

Итак, по итогам работ на нефть мы констатируем, что теперь электроразведка в лице ЗВТ, не конкурируя с сейсморазведкой, очень

Выделим также из ряда работ пример с Винокуровским участком (рис. 4.29). Эти работы (2011 г.) позволили забраковать 7 локальных сейсмических поднятий.

Рассмотрим также весьма поучительный «отрицательный» результат.

Исследовалось сейсмическое поднятие на Южно-цыганском участке р. Татарстан (2013 г.) на наличие углеводородов. Именно так к этому времени ставилась задача перед методом ЗВТ. Объект был весьма тщательно обследован по сетке наблюдений 150x300 м (рис. 4.30). Опыт проведения работ ЗВТ-М показывает, что зоны нефтенасыщения отмечаются положительным сигналом (на картах изолиний красный цвет). Однако в данном случае не был получен обычный сигнал.

Для верификации методики от той же установки КЭД, расположенной южнее сейсмического объекта, были продолжены измерения на юг в сторону известного месторождения. Оно находится южнее нефтепровода, обозначенного на рис. 4.30. Скважины 1, 2, 3 с дебитом более 20 м^3 в сутки находятся в зоне уверенного положительного сигнала, скважина 4 с дебитом 2 м^3 в сутки находится в зоне малого положительного сигнала. Таким образом, к огорчению заказчика работ лицензионный участок (обследуемое сейсмоподнятие) попал в зону отрицательного сигнала, что свидетельствует об

существенно дополняет ее результаты информацией о вещественном составе среды, в частности, о наличии и распространении даже слабых следов углеводородов.

4.9.2. Сигнал от ореольных изменений над залежью

Результат применения ЗВТ, заявленный выше, весьма амбициозен. Однако любой метод в геофизике, если он претендует стать научным методом, должен быть научно же обоснован. Процесс обоснования при несомненной практической эффективности метода ЗВТ-М в применении к углеводородным объектам был довольно труден и продолжается еще. Некоторые заключения можно сделать при анализе пространственно-временного распределения сигнала.

1. Площадные отображения на фиксированном времени (временные срезы куба данных) мало меняются при изменении времени. Они довольно стабильны в широком диапазоне от малых времен до поздних. Обратите внимание, на рис. 4.27 представлены площадные сигналы на разных временах – от 9 мс до 200 мс. И все они дают контур месторождения. Мы уже упоминали, что в ранних работах (например, на Красно-Октябрьском месторождении) ток был небольшой и глубинности зондирований явно не хватало для обследования самой залежи. Но контур нефтегеносности выявлен очень хорошо. Можно сделать довольно однозначный вывод, что сигнал в ЗВТ-М генерируется в объеме среды над залежью. Речь идет об ореоле, т. е. о миграции углеводородов из залежи вверх до самой дневной поверхности и о некоторых изменениях среды под ее действием. Ореол, естественно, в горизонтальном сечении повторяет форму залежи, и это позволяет оконтуривать недостаточной глубинности.

2. Второе заключение можно сделать на основании вида площадного сигнала. Он однополярен над залежью, меняет знак по контуру и имеет противоположный знак за контуром залежи (ореола). Учитывая, что в качестве сигнала в ЗВТ-М регистрируется скорость вертикальной магнитной индукции (dB_z/dt), можно заключить, что среда, занятая ореолом, в процессе становления приобретает магнитный момент, «намагничивается» в вертикальном (или близком к этому) направлении.

Рассмотрим конкретный пример. В 2008 г. в пределах Шадкинской структуры (р. Татарстан), выявленной сейсморазведочными работами, пробурена скважина глубокого бурения № 635, давшая промышленный приток нефти из терригенных отложений тиманского горизонта верхнего девона. Последующее уточнение структурного плана Шадкинского поднятия с учетом результатов бурения показало, что скважина находится не в оптимальных условиях. Возникла проблема, в каком направлении планировать дальнейшее бурение скважин.

Электроразведочные исследования методом зондирований вертикальными токами были направлены на оконтуривание нефтяной залежи. В качестве источника электромагнитного поля использовался круговой электрический диполь с длиной лучей 1 км, ток поддерживался генераторной установкой на уровне 112 А. Для решения поставленных геологических задач были выполнены электроразведочные работы по редкой сети профилей в объеме 203 физ. точек на площади примерно равной 40 км².

По результатам обработки электроразведочных исследований методом ЗВТ (рис. 4.31) получен контур нефтяной залежи, который позволил уточнить прогноз сделанный на основе сейморазведочных работ. На рисунке показано отображение сигнала ЗВТ на времени 201 мс, что соответствует глубине исследования примерно 1600 м (глубина залегания коллекторов верхнего девона). В пределах положительной аномалии сигналов выделены зоны с максимальными значениями $\partial B_z / \partial t$, являющиеся наиболее перспективными в нефтеносном отношении.

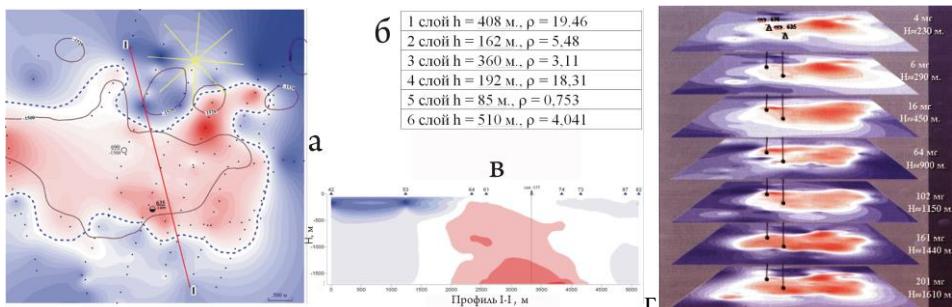


Рис. 4.31. Шадкинский участок. Площадной сигнал ЗВТ-М (временной срез) на времени 201 мс (а), слоистый вмещающий разрез (б), кажущийся разрез (в) и серия временных срезов (г)

На рис. 4.31в также показан кажущийся геоэлектрический разрез на Шадкинском месторождении нефти (Татарстан) по данным метода ЗВТ-М. В соответствии с теорией этого метода, мы не наблюдаем в магнитном сигнале вклада одномерной структуры разреза, соответственно, на рисунке ее нет (она, впрочем, известна по данным ЗСБ, рис. 4.31б). Но что же мы наблюдаем? На рисунке представлен профильный сигнал некоторого переходного процесса, при этом время установления трансформировано в глубину. Несомненно, сигнал связан с ореолом, причем самый простой анализ показывает, что в нем генерируется вертикальный магнитный момент – ореол «намагничивается». Это можно оценить как проявление нового геоэлектрического параметра, непосредственно связанного с присутствием углеводородного материала в среде, в поровом пространстве. На рис. 4.31г можно увидеть ореол посредством серии временных срезов.

Пространственно-временная положительная аномалия сигнала ЗВТ отражает ореол измененных под действием миграции углеводородов пород. С увеличением глубины зондирования аномалия, обусловленная ореолом,

смещается по горизонтали и достигает Шадкинского сейсмического поднятия терригенных отложений верхнего девона, которые являются нефтяными коллекторами. Было получено интересное подтверждение этим результатам. Здесь были проведены геохимические работы, и площадная геохимическая аномалия оказалась весьма близка к аномалии, полученной зондированиями вертикальными токами. Прослеженный методом ЗВТ-М ореол вышел на дневную поверхность. Итак, можно характеризовать методику ЗВТ как прямой способ поиска залежей углеводородов, позволяющий фиксировать сигнал от ореольных изменений над залежью.

В то же время этот пример показывает некоторую проблему такого нефтепоискового объекта как ореол. Он может смещаться в сторону от контура самой залежи. В данных работах ЗВТ-М, впрочем, был впервые использован большой ток и ореол прослежен до самой залежи.

4.9.3. «Геомагнитная гипотеза»

Итак, анализ экспериментальных данных до некоторой степени проясняет, где и как формируется отклик среды – в ореоле как его эффективная намагниченность. Ореол над нефтегазовой залежью – феномен, который давно обсуждается и давно используется как модель среды. Его содержание зависит от применяемого геофизического метода. Если говорить о традиционных методах электроразведки, ориентирующихся на сопротивление, то для таких методов ореол весьма призрачен, поскольку в нем сопротивление мало меняется. Ореол более актуален для методов вызванной поляризации (ВП). В ЗВТ-М ореол проявляет себя очень существенно и эффективно, но посредством какого-то нового параметра, связанного с миграцией углеводородов. Однако остается вопрос о механизме такого взаимодействия геологической среды и электромагнитного поля.

В результате многолетних упорных попыток в этом направлении с применением трехмерного моделирования удалось подтвердить выводы из анализа полевых данных и установить:

1. отклик генерируется не самой залежью, а вертикально протяженной областью среды над залежью – ореолом, что и демонстрирует рис. 4.31;
2. даже хитроумные модели распределения проводимости в залежи и ореоле не объясняют (устойчивый, в большом диапазоне времен) однополярный сигнал над ним (впрочем, изменения проводимости в ореоле весьма сомнительны);
3. представление ореола зоной аномальных значений параметров ВП (в модели Cole-Cole) также приводит к двуполярному сигналу над ним.

Собственно, анализ площадных сигналов показывает, что объем среды, занятой ореолом, в процессе становления приобретает магнитный момент, «намагничивается» в вертикальном (или близком к этому) направлении. Это выглядело странно, потому что КЭД возбуждает в земле только горизонтальное магнитное поле (H_ϕ), но, в конце концов, навело на мысль о

земном поле, которое в наших широтах почти вертикально (наклонение 70°), и на геомагнитный эффект, который преобразует постоянное действие магнитного поля Земли в переходный магнитный момент ореола.

Геоэлектромагнитные зондирования производятся на фоне постоянного магнитного поля Земли. Особого внимания заслуживают методы зондирований становлением (ЗС). Установление вторичных токов в земле, возбуждаемых при зондировании с контролируемыми источниками, происходит в магнитном поле Земли, которое (~ 50 А/м) в тысячи и десятки тысяч раз больше вторичных магнитных полей, возбуждаемых при зондировании становлением. Этот геомагнитный фон создает известные проблемы при измерениях, но, насколько известно автору, влияние его на сам процесс становления не обсуждалось. Вот это довольно-таки странно. В физике есть область знаний, где изучается движение заряженных частиц, составляющих ток, в скрещенных электрическом и магнитном (внешнем) полях. Речь идет о гальваномагнитных эффектах (например, известный эффект Холла [27]).

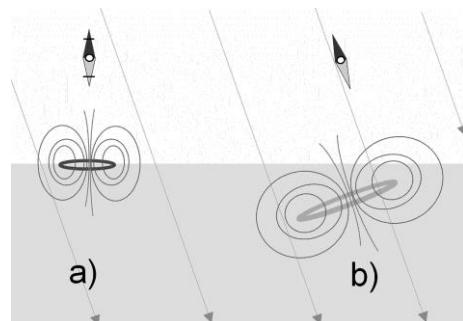


Рис. 4.32. Закрепленный и незакрепленный магнитные диполи в

магнитной стрелкой (рис. 4.32а). Но когда он выключается, возникает «плавающий» в проводящей геологической среде диполь. И он должен повернуться так же, как поворачивается магнитная стрелка (рис. 4.32б).

Конечно, весь вопрос в том, как быстро происходит дрейф и перестройка вихревых токов. Сравнимо ли это с длительностью процесса становления? По-видимому, искажения классического процесса установления не успевают развиться значительно. В противном случае это было бы замечено давно. Кстати, общепринятая технология зондирований становлением предусматривает многократное накопление сигнала от разнополярных импульсов, и это может значительно нивелировать рассматриваемый эффект. Но не всегда и не полностью. Мы предполагаем, что геомагнитный эффект уже проявлял себя в полевых наблюдениях, но только эти проявления не интерпретировались соответствующим образом. Времена меняются, применяются все более сложные подходы к интерпретации (трехмерные), и необходимо учитывать все эффекты, влияющие на сигнал.

Мы можем заметить проблему с совсем простой точки зрения. Все знают, что поле Земли поворачивает магнитную стрелку, которая является магнитным диполем. В больших масштабах первичное магнитное поле токовой петли, а также и поле вторичных токов установления можно считать полями диполей. Пока ток в петле не выключен, это можно сравнить с закрепленной

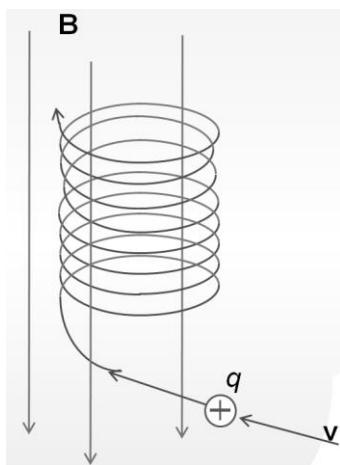


Рис. 4.33. Движение заряда в магнитном поле

второго рода) слаб и скорее всего не заметен в традиционных методах ЗС.

Итак, магнитное поле Земли – мощный фактор, который только и ждет малейшего повода вмешаться в нашу «контролируемую» геоэлектродинамику. А повод на самом деле есть. В физике известно взаимодействие тока и магнитного поля. Движущийся заряд – это ток, обладающий некоторым магнитным полем. Можно сказать, что в основе влияния внешнего магнитного тока на токи в сплошной среде лежит эффект Лоренца и сила Лоренца.

Для удобства читателя снова напомним хорошо известные факты из элементарной физики. Итак, сила Лоренца, действующая на движущуюся частицу-заряд в магнитном поле, есть

$$\mathbf{F} = q \cdot [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (4.1)$$

где $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ – магнитная индукция.

Под воздействием этой силы заряд приобретает кроме поступательного – вращательное движение в плоскости, перпендикулярной магнитному полю (рис. 4.33). Радиус и угловая частота вращения:

$$r = \frac{m}{|q|} \cdot \frac{v \cdot \sin \alpha}{B}, \quad \omega = \frac{|q|B}{m}. \quad (4.2)$$

Отсюда следует, что все-таки есть воздействие на распределение вторичного тока со стороны магнитного поля Земли. Вторая сторона этого явления – возможность движения частицы в реальной среде. Понятно, что этот эффект чрезвычайно зависит от реального вещественного состава, микроструктуры среды, типа носителей заряда. Круговое движение или движение по циклоиде не завершается из-за столкновений: частицы сложным образом дрейфуют под воздействием «своей» ЭДС и внешнего магнитного

Следует еще заметить, что показанная возможность искажения общей картины распределения вторичных токов – это не единственное проявление магнитного поля Земли в процессе становления. Дрейф вторичных токов происходит в результате сложного движения отдельных носителей тока (заряженных частиц) под влиянием силы Лоренца и столкновений с другими частицами и с неподвижным скелетом. Круговые движения во внешнем магнитном поле (эффект Лоренца, рис. 4.33) не завершаются, но тенденция есть, и возникает дополнительный магнитный момент в направлении магнитного поля Земли. Этот эффект (назовем его геомагнитным эффектом

поля. Пусть электропроводность среды σ , плотность электрического тока j , и в соответствии с законом Ома

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}. \quad (4.3)$$

При движении носителей в скрещенных электрическом и магнитном полях на носители заряда действует сила

$$\mathbf{F} = q \cdot \mathbf{E} + q \cdot [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (4.4)$$

Под ее действием носители дрейфуют в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям. В реальных средах, когда свободный пробег (расстояние, которое носитель проходит между двумя последовательными соударениями) носителей ограничен, в слабом магнитном поле соударения не дают возможности завершить движение по циклоиде. Уравнение движения носителей в этом случае имеет вид:

$$\frac{\partial(m \cdot \mathbf{v})}{\partial t} = -\frac{m \cdot \mathbf{v}}{\bar{\tau}} + q \cdot \mathbf{E} + q \cdot [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (4.5)$$

где m – эффективная масса носителей заряда, $\bar{\tau}$ – среднее время свободного пробега. Решая уравнение движения, можно получить соотношение между скоростями по разным направлениям. Эту теорию можно развивать, и она развита для «хороших» сред (например, кристаллы). Но геологическая среда очень сложна. Параметр $\bar{\tau}$ – среднее время свободного пробега – весьма проблематичен для нашей пористой, многофазной, неоднородной на микро- и на макро-уровне среды. Тем не менее мы можем сейчас сказать, что при наличии магнитного поля в тензоре электропроводности появляются недиагональные компоненты, обусловленные несовпадением направлений электрического поля и тока. В этом случае связь тока с электрическим полем описывается тензорным уравнением:

$$j_i = \sum_{k=1}^3 \sigma_{ik}(\mathbf{B}) \cdot E_k. \quad (4.6)$$

Таким образом, удельное сопротивление теперь имеет сложную структуру и значения, зависящие от величины и направления внешнего (земного) магнитного поля.

Этот неглубокий теоретический анализ все же приводит к определенным выводам. Во-первых, геомагнитный эффект приводит к некоторым эффективным анизотропии и намагниченности первоначально изотропной, немагнитной среды (геомагнитные эффекты первого и второго рода). Во-вторых, мы видим, что геомагнитный эффект очень тесно связан с вещественным составом среды и ее микроструктурой. В-третьих, похоже, теория не скоро даст нам надежные количественные оценки, и в любом случае должна будет опереться на экспериментальные факты. Поэтому оценку и изучение геомагнитного эффекта в ЗС можно скорее осуществить в экспериментах.

Разумеется, этот эффект может проявлять себя в любом индукционном способе электроразведки. Есть некоторые факты, которые можно трактовать

как влияние геомагнитного поля. Мы говорим о зависимости сигналов от ориентации питающей линии АВ или об искажениях кривых становления при сильно разнесенных зондированиях с установкой «петля-петля» (подробнее [49]). Сейчас мы предполагаем, что сигнал ЗВТ над нефтяным месторождением связан с геомагнитным эффектом второго рода.

Основываясь на представлениях, что в ореоле (под его воздействием) в процессе становления возникает эффективный магнитный момент, можно построить некоторый математический аппарат, связав возникающий в среде магнитный момент с плотностью тока посредством особого коэффициента (K_{hc}), который отвечает за геомагнитный эффект и отражает соответствующие свойства среды. Его значение определяется эмпирически, и предполагается, что миграция углеводородов в ореоле приводит к каким-то изменениям на микро-уровне так, что этот коэффициент сильно меняется. Итак,

$$dM_z = K_{hc} \cdot j_z \cdot dx dy dz,$$

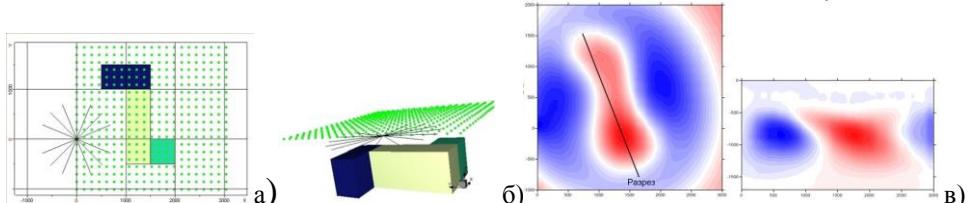


Рис. 4.34. Модель «активной» области (а), площадной сигнал на определенном времени (б) и кажущийся разрез (в)

причем мы ограничиваемся учетом эффекта только от вертикального тока. Соответствующий член можно учесть в уравнениях Максвелла, но мы используем нормальное (в одномерной вмещающей среде) распределение тока (т. е. используем линейное приближение). Далее мы учитываем вклад образующегося распределения вертикальных магнитных моментов в процесс становления и определяем аномальный (он же и полный для установки КЭД) сигнал на дневной поверхности. Этот матаппарат позволил провести моделирование, которое оказалось вполне адекватным в пространственно-временных характеристиках полевым сигналам ЗВТ в работах на нефть. На рис. 4.34 дан пример такого моделирования.

В заключение этого раздела напоминаем читателю, что данный эффект («намагничивания» ореола) имеет место в той или иной степени, разумеется, в любом методе электроразведки, но возможность его наблюдения появляется только в ЗВТ, поскольку в этом методе компенсируется нормальный фон (отклик от вмещающей среды) посредством специального устройства источника (стороннего тока).

И, наконец, снова обращаем внимание на реальную физическую подоплеку геомагнитного эффекта и возможную его актуальность для традиционных методов. Фактически на сегодня он является безальтернативным объяснением природы магнитных сигналов зондирований

вертикальными токами в зонах распространения углеводородов. По нашему мнению, природа предоставляет нам дополнительные возможности для глубокого изучения геологической среды электромагнитными методами.

4.9.4. Обследование залежи от нескольких установок КЭД

В практике применения метода ЗВТ-М на нефть дважды встретилась ситуация, когда при одной постановке КЭД объект (залежь) не мог быть обследован полностью из-за своих размеров. Это также происходило и по причине слабых токов в аппаратуре первого-второго поколений. Пришлось делать перестановки для полного покрытия участка работ. Таким образом, возникла проблема состыковки результатов измерений по площади. Поскольку измеряемый сигнал связан непосредственно только с неоднородностью (сугубо трехмерный сигнал), то эта проблема совсем не простая. Вполне возможна ситуация, когда в одной и той же точке измерения от разных источников будут получены совершенно разные сигналы и даже разной полярности. Конечно, в идеале весь этот материал с учетом положений источников в совокупности должен быть подвергнут процедуре решения обратной трехмерной задачи. Но такая возможность все еще малодоступна. На практике хотелось бы оперативно получить площадные единообразные отображения сигналов, максимально связанные со свойствами объекта и минимально – с геометрией приемно-питающей системы.

Ситуация разрешается следующим образом. На рудных работах обычно хватает одной постановки КЭД. При обследовании залежей острота проблемы снижалась за счет особого характера сигнала. В самом деле, над залежью возникает повышенный сигнал одного знака где бы источник не находился. Данные от разных источников после некоторой нормировки хорошо стыкуются и в целом дают площадную аномалию, отображающую залежь целиком. Читатель мог выше на рисунках увидеть полученные таким образом контуры больших Шуганского и Красно-Октябрьского месторождений нефти.

4.10. Электрические измерения. ЗВТ-Е

Электрическое поле КЭД на дневной поверхности является «нормальным», одномерного происхождения. В цилиндрической системе координат это компонента E_r . Данные измерений приемной радиальной линией позволяют провести послойную интерпретацию. Однако возможность одномерной интерпретации сильно ограничена из-за чувствительности электрического сигнала к геоэлектрическим неоднородностям. Почему это

происходит? В режиме становления спад нормальной компоненты E_r (как компоненты ТМ-поля) происходит быстрее, чем установление аномального (от неоднородности) сигнала, который индуцируется вторичными аномальными горизонтальными токами и, следовательно, определяется больше свойствами долгоживущего ТЕ-поля. Так что электрические измерения на практике могут хорошо дополнить методику с магнитным приемом от КЭД по части выявления локального трехмерного объекта. Такие работы проводились недавно в Якутии на кимберлитовых трубках. Более того, трехмерное математическое моделирование для моря показало, что аномальные магнитные поля слишком слабы, а сигнал электрический – значителен и все-таки содержит хорошо выделяемую аномальную составляющую.

Другое осложнение, которое также можно обратить в свою пользу, состоит в том, что электрический сигнал от КЭД (опять-таки по причине быстрого спада электродинамического процесса) может содержать значительный эффект ВП. В этом плане такие измерения даже более эффективны, чем с классической установкой АВМН.

4.11. Перспективы и проекты

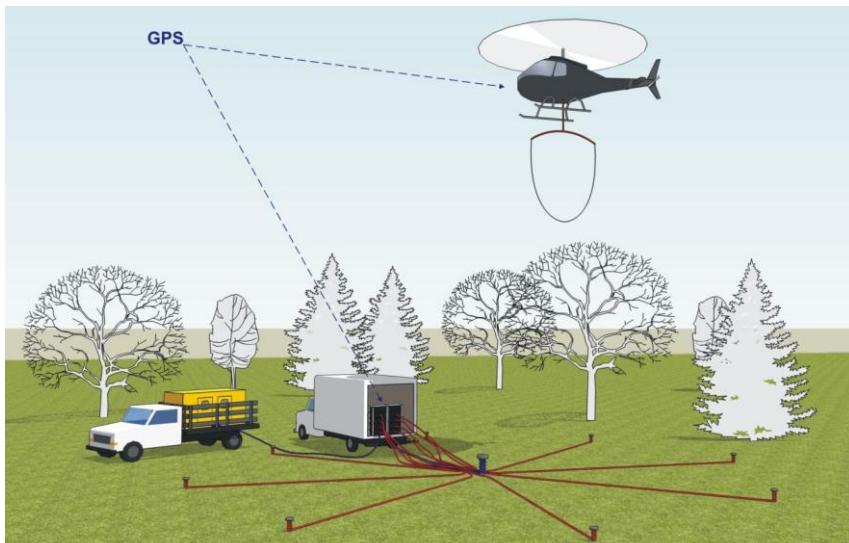


Рис. 4.35. Регистрация площадного сигнала в ЗВТ-М с вертолета.

Дальнейшее развитие метода ЗВТ и, в более широком смысле, направления, связанного с применением переменного ТМ-поля, видится в развитии геоэлектрических моделей сред, в совершенствовании интерпретационного программного обеспечения, в создании более мощных зондирующих установок, которые позволят с одной точки зондирования опоисковывать более 400 км^2 , в развитии системы площадных многокомпонентных наблюдений.

4.11.1. Аэровариант

Работа методом ЗВТ иногда приобретает масштабный площадной характер. И если это происходит в пересеченной местности, то сбор площадной информации требует большого времени из-за необходимости многократно перемещаться. Весьма радикально ускорила бы этот процесс регистрация сигнала с легкого вертолета так, как это показано на рис. 4.35.

4.11.2. Морской вариант

Очень интересны перспективы метода в морских условиях (рис. 4.36), где он радикально решает извечную проблему морской электроразведки – экранирующее действие слоя морской воды. Проблема решается именно применением ТМ-поляризованного поля. Кстати, довольно редкий пример эффективности традиционной электроразведки в море, когда в глубоком море (более 1 км) погруженная установка АВМН (метод CSEM) регистрирует феноменальный аномальный эффект от тонкого высокоомного включения, возникает за счет поглощения морской водой индуктивной составляющей (ТЕ-поляризованной), определяющей суммарный сигнал в наземном варианте. Однако используются огромные разносы (> 10 км) и о детальности в плане и речи нет.

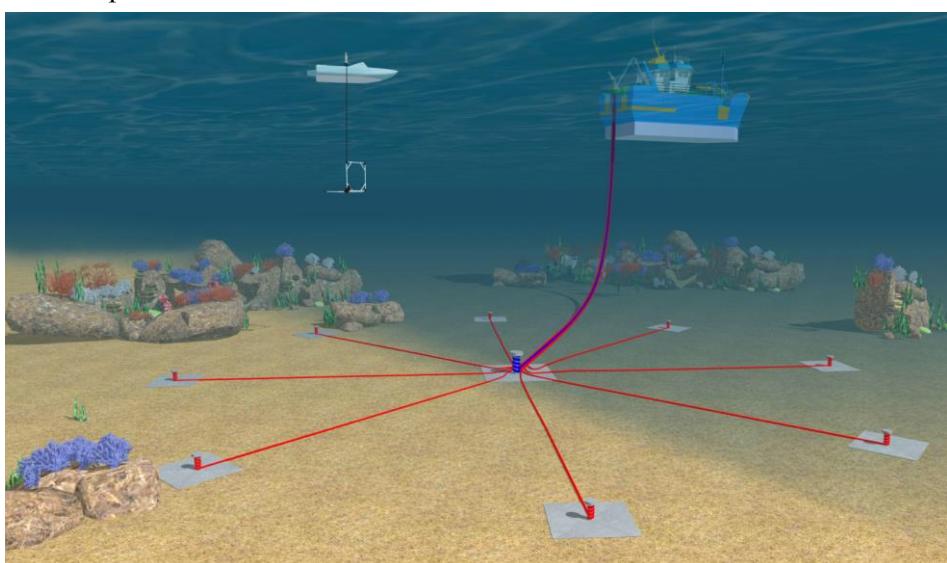


Рис. 4.36. ЗВТ-М в море

Предложение в этом случае установки КЭД воспринимается с недоумением: ведь лейтмотив сегодняшней морской электроразведки – работа в движении. Но мы снова говорим – ЗВТ решает совсем другие задачи. Да, профильными быстрыми работами с традиционной установкой

АВМН выявляется объект. ЗВТ же дает контур этого объекта и указывает направление бурения. Оптимизировать бурение в море – за это на многое можно пойти, в том числе и на раскладку сложной установки на морском дне.

4.11.3. Арктический проект

Изучение, а затем и освоение минеральных ресурсов арктического бассейна стоит на повестке человеческой цивилизации. Не все рады такой перспективе, но это объективная необходимость, возникающая из роста населения Земли и исчерпания известных ресурсов. Вопрос этот крайне важный и имеет даже геополитические измерения. Законная активность России (самого большого естественного претендента на арктический бассейн) вызвала в недавнее время большие волнения и даже некоторое раздражение. Мировое сообщество собирается как-то регулировать правовые формы использования ресурсов Арктики, но неизбежно при этом будет учитываться реальная деятельность по изучению и освоению этих ресурсов. Здесь есть еще один аспект – ресурсы (например, нефть), разведанные и добытые в Арктике, являются высокотехнологичным продуктом, что бы там не говорилось о статусе нашей страны как сырьевого приданка мировой экономики. Такая добыча стимулирует развитие наукоемких отраслей промышленности так же, как это свойственно производству новой военной техники и космической деятельности.

Основная, принципиальная проблема, которую приходится решать при проектировании геолого-геофизического исследования в Арктике состоит в том, что объект покрыт довольно глубоким морем (до 5 км) всюду и, на значительной части, еще и вечными льдами. Такая «двойная упаковка» сразу исключает длинный ряд наземных технологий, дистанционные исследования с летательных аппаратов и спутников, но также и многие наработки морской геофизики. Что же остается? Невероятно дорогая и проблематичная в этих условиях сейсморазведка? Малоэффективные гравиметрические и магнитометрические исследования? Электромагнитные зондирования? Электромагнитные исследования с использованием естественных полей могут сохранить свое значение, но они не обладают необходимой детальностью. Нужны активные методы. Однако традиционные методы электромагнитных зондирований с искусственными источниками направлены на изучение общего распределения параметра сопротивления в геологической среде и становятся неэффективными при наличии такого мощного проводящего экрана как слой морской воды. Льды также делают невозможным применение некоторых морских технологий (таких как CSEM), которые все же претендуют на некоторую эффективность в море.

Предлагаем рассмотреть совершенно особую технологию электромагнитных зондирований, основанную на возбуждении определенной поляризации электромагнитного поля, что с технической стороны обеспечивается применением специального источника поля (круговой

электрический диполь – КЭД). Эта технология (зондирования вертикальными токами – ЗВТ) позволяет фиксировать тонкие аномальные эффекты в отклике за счет глубокой компенсации на физическом уровне общего проводящего фона геоэлектрического разреза, в том числе и слоя морской воды.

Характерной особенностью ЗВТ является используемый весьма сложный с традиционной точки зрения источник поля. Однако эта неизбежная плата за высокую эффективность превращается вроде бы в совершенно неподъемную в условиях Арктики. Как вообще перемещать такую установку для покрытия площади или профиля во льдах? Но тут можно предложить вторую сторону проекта – использование известного дрейфа льдов. Таким образом, предусматривается однажды разместить сложную, масштабную электrorазведочную питающую и, частично, приемную конфигурации на дрейфующем льду и в течение долгого времени повторять реализацию системы наблюдения, подразумевая перемещение всей установки относительно дна арктического бассейна. Можно тут сослаться на опыт советских и российских дрейфующих станций СП. Вот, например, справка по станции *Северный полюс-8* (СП-8) – советская научно-исследовательская дрейфующая станция. Открыта 19 апреля 1959 года. Работа на станции проводилась в три смены. 1-я смена в составе 20 человек с 19 апреля 1959 г.

по 3 апреля 1960 г. (354 дня). 2-я смена в составе 18 человек с 3 апреля 1960 г. по 15 апреля 1961 г. (377 дней). 3-я смена в составе 19 человек с 15 апреля 1961 г. по 19 марта 1962 г. (338 дней). Станция была эвакуирована по причине разлома дрейфующей льдины, проработав в общей сложности 1069 дней и продрейфовав 5976 км в Северном Ледовитом Океане.

На рис. 4.37 показана схема дрейфа льдов Арктики. Собственно, мы продолжили бы традицию станций СП, дополнив электромагнитные зондирования

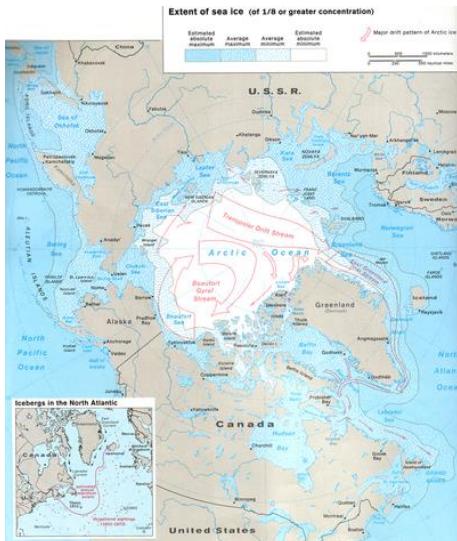


Рис. 4.37

наблюдениями за другими геофизическими полями на новой научно-технической базе. Весьма полезны были бы и магнитотеллурические исследования.

Итак, предлагается следующая методика электромагнитных зондирований придонной геологической среды глубиной до нескольких километров с целью определения распределения удельного сопротивления, а также других геоэлектрических параметров, что выявит различные

региональные и локальные геологические объекты при перемещении всей экспериментальной установки в пределах арктического бассейна. На льду (рис. 4.38) располагается (один раз и очень тщательно) питающая в импульсном режиме установка кругового электрического диполя. Установка заземляется в центре и по концам радиальных питающих линий через отверстия во льду. Электроды заземлений могут быть глубоко погружены в море.

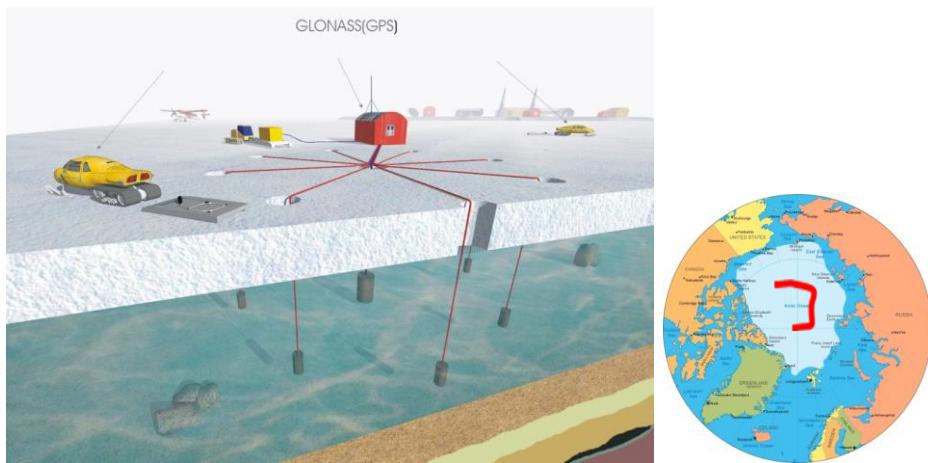


Рис. 4.38. Общий вид питающей установки на арктическом льду и возможная область исследований

Радиус КЭД (длина радиальной линии) может достигать 10–20 км (вопрос подлежит изучению). Система наблюдения складывается из электрических приемников в виде фиксированных, заземленных в воде, горизонтальных и вертикальных линий, а также из площадной, оперативно выполняемой мобильными индуктивными датчиками системы измерений магнитного поля. Здесь намечается альтернатива – делать ли непрерывные измерения (что едва ли возможно) или же проводить цикл измерений, привязывать его к определенной точке, и повторять его через некоторое время (сутки – это 5–7 км дрейфа). Этот вопрос предстоит изучить. Так или иначе, исходя из опыта работ методом ЗВТ, измерениями может быть охвачена полоса вдоль траектории источника шириной в десять радиусов. Итак, исходя из радиуса КЭД в 15 км, мы получаем при общей длине дрейфа в 4000 км (средний показатель по советским СП) $60\,000 \text{ км}^2$ обследованной площади в виде, что интересно, весьма вытянутого извилистого коридора (см. рис. 4.38).

Обращаем внимание, что описанный геофизический эксперимент при учете опыта советских и российских СП выглядит весьма реалистично и не слишком затратно (учитывая также дополнительные, разнообразные геофизические исследования, кроме основного электромагнитного зондирования). Вопрос вызывает только регулярное снабжение

энергоресурсами. Подвоз авиатранспортом ГСМ для электрогенераторов не выглядит хорошим решением. Возможно, нужно рассмотреть (при прерывном режиме работ) питание от аккумуляторных батарей с подзарядкой в периоды пауз от ветрогенераторов, или, может быть, целесообразна доставка и установка компактного ядерного реактора (конечно, в непотопляемом и неразрушаемом исполнении). Надо также заметить, что такие зондирования, со статичной, фиксированной приемно-питающей установкой с идеально сохраняемыми параметрами обеспечат высочайшее качество измерений и не потребуют большого накопления сигнала, что будет поддержано также малым уровнем электромагнитных помех в тех широтах.

4.11.1. Нереализованное

В предыдущем издании учебного пособия более 10 лет назад были намечены уже некоторые возможные модификации и новые области применения КЭД и ТМ- поля. Многое не реализовано и сохраняет свою перспективность. По-прежнему мы отмечаем, 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.

По-прежнему представляет интерес вариант малоглубинной электроразведки с использованием КЭД. Учитывая преимущества КЭД на высоких частотах – отсутствие собственной индуктивности и осесимметричность (заметим, что токовая петля не осесимметричный и весьма индуктивный источник), он принципиально удобный инструмент для нестационарной малоглубинной геоэлектрики. 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.

И напротив, если вспомнить о сверхглубинных мощных электромагнитных зондированиях в интересах геофизической науки, то можно рекомендовать КЭД в качестве оптимального источника поля. Круговой электрический диполь – источник неиндуктивный в некотором смысле. Это облегчает проблему коммутации больших токов. В таком геоэлектромагнитном эксперименте можно воспользоваться новыми возможностями, которые дает переменное ТМ-поле.

4.12. Заключение. О 3D-электроразведке

Для начала определим 3D-электроразведку как именно такую, которая дает трехмерный результат, т. е. в результате ее применения удается детально восстановить трехмерную геоэлектрическую структуру среды. Такое определение подразумевает, что не важно, какими методами и средствами (в рамках электроразведки) вы добились желаемого результата. Если таковой результат есть – вы реализовали 3D-электроразведку.

Тем не менее сразу, из самых общих соображений, возникают некоторые требования к методике проведения работ. Она должна обеспечивать плотный площадной сбор достаточно независимых данных. Эта независимость и разнообразие данных и сам уровень сигналов должны быть максимально связаны именно с аномальной трехмерной структурой среды, а не, скажем, с геометрией системы возбуждения-приема.

Можно вообразить себе чрезвычайно удачную экспериментальную схему, позволяющую собрать данные, в которых непосредственно и очевидно визуализируется искомая трехмерная структура среды и задача, тем самым, уже и решается. Однако в нашей квазистационарной структурной электроразведке вряд ли можно серьезно рассчитывать на это (но об оптимуме мы будем говорить ниже), и далее, разумеется, следует поставить вопрос об адекватной интерпретации наблюденного материала, т. е. о сугубо трехмерном подходе к интерпретации. Дело в том, что упрощенный, например, одномерный подход при интерпретации «погубит» детальную, трехмерного характера информацию в данных, сгладит ее и отфильтрует. Такой подход возможен на первоначальных этапах, но только интерпретация в классе трехмерных моделей приведет к требуемому результату.

Все это достаточно очевидно и нуждалось только в произнесении. Сложнее определить конкретную электроразведочную технологию, способную реально претендовать на эффективное решение трехмерной задачи. Тут следует, на наш взгляд, отделить реальную ситуацию от некоторой идеальной. Предположим, наши ресурсы (финансовые и временные) неисчерпаемы, мы делаем наблюдения абсолютно точно в условиях отсутствия помех и в неограниченных объемах. В этих условиях нам достаточно «все равно как и чем» производить электромагнитное возбуждение среды и, обладая, к тому же идеальным трехмерным математическим аппаратом, мы неизбежно решим нашу задачу. Утверждать обратное было бы некоторой мистикой.

Но реальная ситуация совсем не такая. Наша аппаратура грешит, помехи велики и разнообразны, ресурсы (определеные неравной конкуренцией с ушедшим далеко вперед поездом сейморазведки) ограничивают объемы измерений. В такой ситуации «все равно как и чем» – подход совершенно неприемлемый. Но даже и сложившиеся и вполне зарекомендовавшие себя методы должны весьма критически рассматриваться с точки зрения пригодности для 3D-электроразведки.

Возьмем, к примеру, традиционные зондирования становлением, еще конкретнее, ЗСБ. Наиболее употребительная модификация с соосными петлями в структурной электроразведке (большие петли) не годится для реализации плотной площадной системы наблюдений по экономическим соображениям, но хуже того, она и лишена смысла из-за обобщенного на большие объемы вмещающей толщи сигнала-отклика. Разнесение петель и работа с закрепленным источником-петлей решает проблему экономичности и снижает фоновую составляющую в сигнале, но эта фоновая (одномерная) составляющая чрезвычайно (до трех переходов через 0) зависит от геометрии установки (разноса). Извлекать информацию о слабых латеральных нарушениях при таком фоне – задача некорректная в силу неизбытных несовершенств наших измерений и вечного незнания вмещающей среды. Если бы так можно было бы работать, то давно бы уже и работали (сколько раз пытались).

Корень проблем – в характере индуктивного поля магнитного типа, которое используется при возбуждении петлей или заземляемой линией, а основная проблема – подавляющий, но плохо определяемый и изменчивый фон в часто плохо замеренном сигнале. Выражаясь не совсем дипломатично, можно прямо сказать, что «черного кобеля не отмоешь добела», а на компьютере не сделаешь трехмерную электроразведку (кое-что, весьма радикальное надо сделать в поле).

Впрочем, эта ситуация хорошо известна, например, в физике. Вот есть экспериментальная установка, используемая годами. Однако неизбежно задачи эксперимента делаются все тоньше и все большую часть сигнала приходится относить к фоновой составляющей. Некоторое время можно компенсировать это некоторыми методическими ухищрениями и обработкой, но рано или поздно наступает необходимость замены всей экспериментальной схемы на новую, более «аномалеобразующую». Для трехмерной структурной электроразведки нужна более оптимальная схема возбуждения, нежели традиционные. Нам нужно применять такое возбуждение среды, при котором аномальная трехмерная составляющая геоэлектрической среды более ярко заявляла бы о себе в отклике.

Оптимальное с точки зрения выявления трехмерной структуры среды возбуждение реализуется в методе зондирований вертикальными токами (ЗВТ), в котором применяется питающая установка с радиальным током (КЭД). С теоретической точки зрения речь идет о применении индукционного поля электрического типа. С практической – поле КЭД обладает бесценным для 3D-электроразведки свойством – отсутствием магнитного отклика от вмещающей горизонтально-слоистой среды. Наблюданное поле (например, скорость магнитной индукции) на дневной поверхности связано и с латеральной неоднородностью, и с вмещающей средой, но само его наличие – только с неоднородностью. Непосредственная визуализация наблюденного по площади сигнала (при фиксированном источнике) хорошо отображает неоднородность в плане. Такие результаты,

полученные для неоднородности-залежи в виде контура, уже широко известны по работам в Татарстане.

Есть большой соблазн и очень большие основания называть уже сейчас такую методику трехмерной электроразведкой. Но совершенно определенно ЗВТ могли бы являться главным элементом технологии 3D-электроразведки. Такая технология могла бы включать в себя: 1) предварительное проведение обычной индуктивной электроразведки (одномерной); 2) собственно ЗВТ (регистрация трехмерного сигнала); 3) наконец, объемная, трехмерная реконструкция геоэлектрической среды по результатам одномерной и трехмерной методик (что пока, практически, не делается). Кстати сказать, КЭД как сложная многоэлектродная управляемая питающая установка позволяет оперативно обслуживать нужды и одномерной, и трехмерной электроразведки, а также явно «проводит» на оперативное получение другого рода данных (ВП, например).

Важной составляющей такой технологии является трехмерная инверсия наблюдений. Здесь возможны два пути. Первый состоит в использовании процедуры решения прямой трехмерной задачи для подбора определенным образом параметризованной трехмерной неоднородности. Здесь не требуется большого количества данных, но должна использоваться весьма значительная априорная информация. Другой подход состоит в прямой инверсии (без явного решения прямой задачи) большого количества данных на основе приближенного линеаризованного представления прямой задачи. Такая процедура легко укладывается в рамки томографической инверсии.

По поводу этих двух возможностей можно сделать еще замечание. Прямая трехмерная задача для зондирований становлением является все еще мало доступной для широкого круга геоэлектриков. Это высокотехнологичный математический продукт, требующий весьма квалифицированного обслуживания, обычно даже авторского сопровождения. Опасаемся, что геоэлектрические исследования с привлечением такого трехмерного моделирования еще долго будут носить уникальный характер и такие исследования нельзя квалифицировать как метод электроразведки в геофизическом, производственном смысле. Линеаризованный же (томографический) подход обещает создание крайне оперативного, общедоступного и легко тиражируемого математического аппарата трехмерной инверсии, что поможет сделать 3D-электроразведку контролируемым стандартным производственным методом.

Заключая, обращаемся к здравому смыслу геофизиков и спрашиваем, как может трехмерная структурная электроразведка быть простой и дешевой? Разве 3D-сейсморазведка простая и дешевая, имея лучшие физическими предпосылками в виде геометрической оптики? Структурная 3D-электроразведка либо так и не осуществляется, либо она будет совсем не простой, не совсем дешевой и принципиально иной, нежели традиционные ЗС. Мы-то предлагаем как раз достаточно осмысленную плату за трехмерную электроразведку в виде ЗВТ, и эта плата уже опробована, она принимается.

Заключение

Повторяя Введение, констатируем, что особенность изложенного курса импульсной электроразведки состоит, во-первых, в развитии «дуального» (ТЕ-ТМ) подхода к описанию физико-математических основ импульсной электроразведки. Во-вторых, в последовательном изложении состояния и проблем этого геофизического метода именно с позиции такого подхода. В-третьих, в подробном обосновании нового направления в зондировании становлением – зондированиям становлением поля электрического типа. Наконец, и в описании конкретной реализации этого направления в виде метода ЗВТ. Естественно и по необходимости обоснование неиндуктивной импульсной электроразведки (зондирования вертикальными токами) сопровождалось критикой традиционной индуктивной методики. Но и тут мы снова повторяем Заключение предыдущего издания, у нас нет намерения противопоставлять индуктивную и неиндуктивную электроразведки. Автор немало занимался и занимается различными проблемами индуктивной (традиционной) 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. Результаты уже значительны. 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 эта сфера, мы надеемся, вновь расширится, в особенности за счет глубинного использования.

Опыт ЗВТ уже сейчас бесценен. Например, глубокая компенсация «нормального» фона на физическом уровне – новый фактор в импульсной электроразведке, который еще далеко не осознан и не использован. Мы уже столкнулись с «неклассическими» сигналами в нефтяном применении. Стоит ожидать и других новых эффектов. Неоднократно предпринимаемые, вполне понятные попытки усложнять геоэлектрическую модель реальной геологической среды, на основании ее реальной сложности (пористость, многофазность, фрактальность и т. д.) на микроуровне ранее наталкивались на практическую неспособность традиционных индуктивных методов фиксировать тонкие аномальные эффекты. Переменное ТМ-поле дает новые возможности для вовлечения усложненных моделей геологической среды в практику геоэлектрики.

Литература

1. *Абрамовиц М.* Справочник по специальным функциям / М. Абрамовиц, И. Стиган ; пер. с англ. – М. : Наука, 1979. – 830 с.
2. *Анго А.* Математика для электро- и радиоинженеров / А. Анго ; пер. с фр. – М. : Наука, 1967. – 910 с.
3. *Астраханцев Г. В.* О свойствах частотных и переходных характеристик переменного электромагнитного поля, используемого в электроразведке / Г. В. Астраханцев // Методические вопросы рудной геофизики Урала : Тр. Ин-та геофизики УФ АН СССР : Геофиз. сб. – 1965. – (4), № 3.
4. *Балашов Б. П.* О разработке аппаратурного комплекса электроразведочной системы зондирования вертикальными токами / Б. П. Балашов, В. С. Могилатов // Геофизика. – 1996. – № 3. – С. 30–33.
5. Оконтуривание залежей углеводородов зондированиями вертикальными токами / Б. П. Балашов, Р. С. Мухамадиев, В. С. Могилатов [и др.] // Геофизика. – 2011. – № 1. – С. 61–66.
6. *Безрук И. А.* Электроразведка в комплексе поисковых геофизических работ / И. А. Безрук, А. В. Куликов, Г. А. Чернявский // Прикл. геофизика. – 1994. – № 131. – С. 190–209.
7. *Белащ В. А.* О влиянии наклона слоев на результаты наблюдений методом ЗСМ / В. А. Белащ, Ф. Я. Табаровская // Геология и разведка. – 1973. – № 11.
8. *Бердичевский М. Н.* Электромагнитное поле в тонкослоистых средах / М. Н. Бердичевский, Л. Л. Ваньян // Тр. Ин-та геологии и геофизики СО АН СССР. – 1961. – вып. 11.
9. *Бердичевский М. Н.* Геоэлектрические исследования в России / М. Н. Бердичевский // Изв РАН. Сер. Физика Земли. – 1994. – № 6. – С. 4–22.
10. *Ваньян Л. Л.* Основы электромагнитных зондирований / Л. Л. Ваньян. – М. : Недра, 1965. – 109 с.
11. *Гасаненко Л. Б.* Электромагнитное поле низкочастотного диполя в горизонтально-слоистой среде / Л. Б. Гасаненко, Е. А. Маркина // 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 / И. С. Гельфанд // Сб. статей по геофизическим методам разведки. – М. : Госгеолтехиздат, 1955.
13. *Гольдман М. М.* Становление поля вертикального электрического диполя, погруженного в горизонтально слоистое полупространство / М. М. Гольдман, В. С. Могилатов // 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. Таблицы интегралов, сумм и рядов и произведений / И. С. Градштейн, М. М. Рыжик. – М.: Наука, 1971. – 1108 с.
15. Губатенко В. П. Об асимптотическом поведении поздних стадий становления поля и применимости квазистационарного приближения в одномерный модели несовершенного диэлектрика / В. П. Губатенко, А. А. Назаров // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1994. – № 6. – С. 50–55.
16. Дмитриев В. И. Некоторые вопросы метода становления поля в ближней зоне / В. И. Дмитриев, О. А. Скугаревская, П. П. Фролов. – М.: Изд-во МГУ, 1973. – 50 с.
17. Жданов М. С. Электроразведка / М. С. Жданов. – М.: Недра, 1986. – 316 с.
18. Зaborовский А. И. Электроразведка / А. И. Зaborовский. – М.: Гостоптехиздат, 1963. – 423 с.
19. Задорожная В. Ю. Учет процессов вызванной поляризации в многослойных разрезах при индукционном зондировании / В. Ю. Задорожная, В. П. Лепешкин // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1998. – № 3. – С. 62–66.
20. Захаркин А. К. Методические рекомендации по электроразведочным работам методом ЗСБ с аппаратурой «Цикл» / А. К. Захаркин. – Новосибирск : СНИИГГиМС, 1981. – 100 с.
21. Злобинский А. В. Электроразведка методом ЗВТ. Рудные работы в Финляндии / А. В. Злобинский, К. А. Квашнин, В. С. Могилатов // Геофизика. – 2010. – № 6. – С. 53–57.
22. Каменецкий Ф. М. Нетрадиционное применение малоглубинной электроразведки для прогнозирования месторождений углеводородов / Ф. М. Каменецкий, В. А. Мамаев. – М.: АОЗТ «Геоинформмарк», 1995. – 90 с.
23. Каменецкий Ф. М. О влиянии на процесс становления электромагнитного поля второй производной по времени в волновом уравнении / Ф. М. Каменецкий, П. П. Макагонов // Геофиз.разведка. – 1967. – № 20.
24. Кауфман А. А. Теоретические основы метода зондирований становлением поля в ближней зоне / А. А. Кауфман, Г. М. Морозова. – Новосибирск : Наука, Сиб. отд-ние, 1970. – 124 с.
25. Кауфман А. А. Введение в теорию геофизических методов. Часть 2. Электромагнитные поля / А. А. Кауфман. – М.: Недра, 2000. – 483 с.
26. Киселев Е. С. Трансформация результатов полевых измерений ЗСЗИ с учетом характера распределения поля над двухслойными моделями / Е. С. Киселев, О. В. Киселева // Повышение эффективности разведочной геофизики на нефть и газ. – М.: ВНИИГеофизика, 1990. – С. 122–133.
27. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
28. Кормильцев В. В. Электроразведка в поляризующихся средах / В. В. Кормильцев, А. Н. Мезенцев. – Свердловск : УрО АН СССР, 1989. – 127 с.

29. Корольков Ю. С. Зондирование становлением электромагнитного поля для поисков нефти и газа / Ю. С. Корольков. – М. : Недра, 1987.
30. Мартышко П. С. Об определении границы трехмерного изолятора / П. С. Мартышко // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1995. – № 4. – С. 32–33.
31. Могилатов В.С. Поздняя стадия становления электромагнитного поля, возбуждаемого погруженным электрическим диполем / В. С. Могилатов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. – 1976. – № 8. – С. 103–107.
32. Могилатов В. С. Круговой электрический диполь новый источник для электроразведки / В. С. Могилатов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1992. – № 6. – С. 97–105.
33. Могилатов В. С. Об одном способе решения основной прямой задачи электроразведки ЗС / В. С. Могилатов // Геология и геофизика. – 1993. – № 3. – С. 108–117.
34. Могилатов В. С. Возбуждение электромагнитного поля в слоистой Земле горизонтальным токовым листом / В. С. Могилатов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1998. – № 5. – С. 45–53.
35. Могилатов В. С. Теоретический анализ возможностей зондирований вертикальными токами (ЗВТ) / В. С. Могилатов // Геология и геофизика. – 1996. – Т. 37, № 7. – С. 112–119.
36. Могилатов В. С. Нестационарное поле кругового электрического диполя в однородной Земле / В. С. Могилатов // Геология и геофизика. – 1997. – Т. 38, № 11. – С. 1849–1855.
37. Могилатов В. С. Вторичные источники и линеаризация в задачах геоэлектрики / В. С. Могилатов // Геология и геофизика. – 1999. – № 7. – С. 1102–1108.
38. Могилатов В. С. Зондирования вертикальными токами (ЗВТ) / В. С. Могилатов, Б. П. Балашов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1994. – № 6. – С. 73–79.
39. Могилатов В. С. Элементы математического аппарата зондирований становлением поля при учете токов смещения / В. С. Могилатов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1997. – № 9. – с. 60–66.
40. Могилатов В. С. Томографический подход к интерпретации данных геоэлектромагнитных зондирований / В. С. Могилатов, М. И. Эпов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 2000. – № 1. – С. 78–86
41. Могилатов В. С. Томографическая инверсия данных ЗСБ-МПП / В. С. Могилатов, М. И. Эпов, И. О. Исаев // Геология и геофизика. – 1999. – № 4. – С. 637–644.
42. Могилатов В. С. Результаты работ по оконтуриванию залежей нефти в Татарстане методом ЗВТ / В. С. Могилатов, Р. С. Мухамадиев и др. // Геофизика. – 2003. – № 5. – С. 47–54.
43. Могилатов В. С. Возбуждение слоистых геоэлектрических сред гармоническим магнитным током / В. С. Могилатов, Г. А. Борисов //

- Сибирский журнал индустриальной математики. – 2003. – Т. VI, № 1(13). – С. 77–87.
44. Могилатов В. С. Зондирования вертикальными токами / В. С. Могилатов, Б. П. Балашов. – Новосибирск : Изд. СО РАН, 2005. – 207 с.
 45. Могилатов В. С. Математическое обеспечение электроразведки ЗСБ. Система «Подбор» / В. С. Могилатов, А. К. Захаркин, А. В. Злобинский. – Новосибирск : Изд. СО РАН, 2007. – 157 с.
 46. Могилатов В. С. Возбуждение полей в геоэлектрических экспериментах / В. С. Могилатов, В. В. Потапов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 2007. – № 5. – С. 88–99.
 47. Могилатов В. С. Учет двухосной анизотропии проводимости среды в геоэлектрических исследованиях / В. С. Могилатов, А. Н. Беспалов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 2009. – № 9. – С. 97–103.
 48. Могилатов В. С. Математическое обеспечение индуктивной импульсной электроразведки / В. С. Могилатов, А. В. Злобинский // Сибирский журнал индустриальной математики. – 2006. – Т. IX, № 1(25) . – С. 91–105.
 49. Могилатов В. С. О влиянии геомагнитного поля на процесс установления токов в земле / В. С. Могилатов // Геофизика. – 2013. – № 4. – С. 70–75.
 50. Московская Л. Ф. Расчет нестационарных электромагнитных полей при дипольном возбуждении модели слоистой среды, содержащей локальные неоднородности по проводимости / Л. Ф. Московская // Рос. геофиз. журнал. – 1994. – № 3–4 . – С. 71–80.
 51. Пат. 1062631 Российская Федерация. Способ геоэлектроразведки / Могилатов В. С. ; опубл. 23.12.83, Бюл. № 47.
 52. А. с. 1760873 СССР. Способ геоэлектроразведки / Тригубович Г. М., Захаркин А. К., Могилатов В. С.
 53. Рабинович Б. И. Становление поля погруженного вертикального магнитного диполя / Б. И. Рабинович, В. С. Могилатов // Геология и геофизика. – 1981. – № 3. – С. 88–100.
 54. Рамапрасад Рао И. Б. Переходный процесс от двух горизонтальных тонких пластов / И. Б. Рамапрасад Рао [и др.] // Прикл. геофизика. – 1976. – Вып. 82.
 55. Романов В. Г. Обратные задачи геоэлектрики / В. Г. Романов, С. И. Кабанихин. – М. : Наука, 1991. – 303 с.
 56. Светов Б. С. Электродинамические основы квазистационарной геоэлектрики / Б. С. Светов. – М. : ИЗМИРАН, 1984. – 183 с.
 57. Светов Б. С. Основы геоэлектрики / Б. С. Светов. – М. : Изд. ЛКИ, 2008. – 656 с.
 58. Сидоров В. А. Импульсная индуктивная электроразведка / В. А. Сидоров. – М.: Недра, 1985. – 192 с.
 59. Сидоров В. А. Электроразведка зондированиями становлением поля в ближней зоне / В. А. Сидоров, В. В. Тихшаев. – Саратов: Изд-во Нижневолж. НИИГиГ, 1969. – 68 с.

60. Скугаревская О. А. О конечной стадии процесса становления электрического тока в слое, лежащем на идеально проводящем основании / О. А. Скугаревская // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1951. – № 6. – С. 37–49.
61. Скугаревская О. А. Расчет конечной стадии процесса становления электрического поля в трехслойной среде / О. А. Скугаревская // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1959. – № 1. – С. 59–72.
62. Смайт В. Электростатика и электродинамика / В. Смайт. – М. : Иностр. лит., 1954.
63. Сочельников В. В. Влияние покровных отложений в методе переходных процессов / В. В. Сочельников // Изв. вузов. Геология и разведка. – 1966. – № 9.
64. Табаровский Л. А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики / Л. А. Табаровский. – Новосибирск : Наука. Сиб. отд-ние, 1975. – 140 с.
65. Табаровский Л. А. Программа расчета нестационарного поля дипольных источников в горизонтальнослоистой среде (АЛЕКС) / Л. А. Табаровский, В. П. Соколов // Электромагнитные методы геофизических исследований. – Новосибирск : Изд-во ИГиг СО АН СССР, 1982. – С. 57–77.
66. Табаровский Л. А. Дискретные спектры в задачах дифракции нестационарного поля на пленках Шейнмана / Л. А. Табаровский, М. И. Эпов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. – 1998. – № 9. – С. 46–54.
67. Табаровский Л. А. Электромагнитное поле в средах со слабо-негоризонтальными границами / Л. А. Табаровский, М. И. Эпов, Е. Ю. Антонов. – Новосибирск, 1988. – 22 с. – Деп. в ВИНИТИ 18.07.88, № 6258-В88.
68. Тихонов А. Н. О становлении электрического тока в однородном проводящем полупространстве / Тихонов А. Н. // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1946. – Т. 10, № 3. – С. 213–231.
69. Тихонов А. Н. О становлении электрического тока в неоднородной слоистой среде / А. Н. Тихонов // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. – 1950. – Т. 14, № 3. – С. 199–222.
70. Тихонов А. Н. О становлении электрического тока в неоднородной среде. II / А. Н. Тихонов, О. А. Скугаревская // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. – 1950. – Т. 14, № 4. – С. 281–293.
71. Тригубович Г. М. 3D-электроразведка становлением поля / Г. М. Тригубович, М. Г. Персова, Ю. Г. Соловейчик. – Новосибирск : Наука, 2009. – 218 с.
72. Уилкинсон Дж. Справочник алгоритмов на языке Алгол ; пер. с англ. / Дж. Уилкинсон, К. Райнш – М. : Машиностроение, 1976. – 390 с.
73. Уэйт Дж. Р. Геоэлектромагнетизм ; пер. с англ. / Дж. Р. Уэйт – М. : Недра, 1987. – 235 с.

74. Филатов В. В. О возможности применения принципов аналитического продолжения в методах становления поля / В. В. Филатов, Г. А. Исаев // Новое в развитии рудной геофизики в Сибири : Тр. СНИИГГиМС. – 1976. – Вып. 238.
75. Фролов П. П. Об асимптотическом поведении становления поля в слоистой среде / П. П. Фролов // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1965. – № 1.
76. Шейнман С. М. Об установлении электромагнитных полей в земле / С. М. Шейнман // Прикл. геофизика. – 1947. – Вып. 9. – С. 3–55.
77. Шуман В. Н. Интерпретация электромагнитных наблюдений в переходном режиме по методу гиперболического уравнения: вычислительный аспект / В. Н. Шуман, М. М. Долинская // Методы решения прямых и обратных задач геоэлектрики. – 1987. – С. 40–54.
78. Хачай О. А. О проблемах малоглубинной геоэлектрики и некоторых результатах их решения / О. А. Хачай, Е. Н. Новгородова, Вд. В. Бодин // Изв. РАН. Сер. Физика Земли. – 1999. – № 5. – с. 47–53.
79. Геологические работы в регионах с высокой опоискованностью недр / Р. С. Хисамов, Н. С. Гатиятуллин, Е. А. Тарасов [и др]. – Казань: Издательство "Фэн" Академии наук РТ, 2000. – 274 с.
80. Четаев Д. Н. Теория зондирования импульсами постоянного тока в незаземленную петлю / Д. Н. Четаев // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. – 1956. – № 5.
81. Четаев Д. Н. К расчету неустановившихся электромагнитных полей в неоднородных средах / Д. Н. Четаев // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. – 1956. – вып. 32(159).
82. Эпов М. И. Прямые и обратные задачи индуктивной геоэлектрики в одномерных средах / М. И. Эпов, И. Н. Ельцов. – Новосибирск : Изд-во ОГГиМ СО РАН, 1992. – 31 с.
83. Эпов М. И. Релаксация электромагнитного поля дипольного источника в проводящем слоистом пласте, погруженном в изолятор / М. И. Эпов, И. Н. Ельцов // Геология и геофизика. – 1991. – № 10. – С. 126–129.
84. Alumbaugh D. L. Theoretical and practical considerations for crosswell electromagnetic tomography assuming a cylindrical geometry / D. L. Alumbaugh, H. F. Morrison // Geophysics. – 1995. – V. 60, № 3. – P. 846–870.
85. Anderson W. L. Improved digital filters for evaluating Fourier and Hankel transform integrals / W. L. Anderson // U.S. Dept. of Commerce, National Technical Information Service Report PB242156, 1975. – 15 p.
86. Anderson W. L. Computer program numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering / W. L. Anderson // Geophysics. – 1979. – V. 44, № 7. – P. 1287–1305.
87. Anderson W. L. Computation of Green's tensor integrals for three-dimensional electromagnetic problems using fast Hankel transforms / W. L. Anderson // Geophysics. – 1984. – V. 49, № 10. – P. 1754–1759.

88. *Anderson W. L.* A hybrid fast Hankel transform algorithm for electromagnetic modelling / W. L. Anderson // Geophysics. – 1989. – V. 54, № 2. – P. 263–266.
89. *Bhattacharyya B. K.* Electromagnetic fields of a transient magnetic dipole on the earth's surface / B. K. Bhattacharyya // Geophysics. – 1959. – V. 24, № 1. – P. 89–108.
90. *Christensen N. B.* Imaging of transient electromagnetic soundings using a scaled Frechet derivative / N. B. Christensen // Inverse methods interdisciplinary Elements of Methodology. Computation and Application. Lecture notes in Earth sciences. – Berlin : Heidelberg : Springerverlag, 1996, v. 20.
91. *Cole K. S.* Dispersion and Absorption in Dielectrics – I. Alternating Current Characteristics / K. S. Cole, R. H. Cole // J. Chem. Phys. – 1941. – V. 9.4. – P. 341–351.
92. *Constable S. C.* Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data / S. C. Constable, R. L. Parke, C. G. Constable // Geophysics. – 1987. – V. 52, № 3. – P. 289–300.
93. *Goldman M. M.* The integral finite difference method for calculating transient electromagnetic fields in a horizontally stratified medium / M. M. Goldman // Geophysical Prospecting. – 1983. – V. 31, № 4. – P. 664–686.
94. ERT monitoring of environmental remediation processes / D. J. LaBrecque, A. L. Ramirez, W. D. Daily [et al.] // Meas. Sci. and Technol. – 1996. – V. 7, № 3. – P. 375–383.
95. *Levenberg K. A.* Method for solution of certain nonlinear problems in least squares / K. A. Levenberg // Quart. Appl. Math. – 1944. – V. 2. – P. 164–168.
96. Application and development of electromagnetic wave tomography in karst exploration / Liu Lizhen [et al.] // IAHS Publ. – 1988. – № 176. – P. 750–757.
97. *Marquardt O. W.* An algorithm of least squares estimation of nonlinear parameters | O. W. Marquardt // J. Soc. Indust. Appl. Math. – 1963. – V. 11. – P. 431–441.
98. *Mogilatov V.* Excitation of a halfspace by a radial current sheet source / V. Mogilatov // Pure and applied geophysics. – 1996. – V. 147, № 4. – P. 763–775.
99. *Mogilatov V.* A new method of geoelectrical prospecting by vertical electric current soundings / V. Mogilatov, B. Balashov // J. of applied geophysics. – 1996. – v. 36. – p. 31–41.
100. *Nelder J. A.* A simplex method for function minimization / J. A. Nelder, R. Mead // Computer Journal. – 1965. – № 7. – P. 308–313.
101. *Pracser E.* Fast computing of transient electromagnetic field on the surface of a layered halfspace / E. Pracser // Geofiz. kozl. – 1992. – V. 37, № 2–3. – P. 159–176.

102. *Wait J. R.* Electromagnetic response of a thin layer / J. R. Wait // Electronics Letters. – 1986. – V. 22, № 17. – P. 898–899.
103. *Wait J. R.* Excitation of a conducting half-space by a toroidal coil / J. R. Wait // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 1995. – V. 37, № 4. – P. 72–74.
104. Cross-well electromagnetic tomography: System design considerations and field results / M. J. Wilt, D. L. Alumbaugh, H. F. Morrison [et al.] // Geophysics. – 1995. – V. 60, № 3. – P. 871–885.
105. *Zhou Qiang* Audio-frequency electromagnetic tomography in 2D / Qiang Zhou, Alex Becker, H. F. Morrison // Geophysics. – 1993. – V. 58, № 4. – P. 482–495.