

ВВЕДЕНИЕ

Ф.М. Каменецкий

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОМ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Предлагаемая вниманию читателя работа отражает современное состояние (в основном в России) одного из сравнительно молодых электромагнитных геофизических методов - метода переходных процессов (МПП). МПП основан на изучении неустановившегося электромагнитного (ЭМ) поля источника с импульсно изменяющимся током. В широком понимании метод может включать исследования неустановившегося поля с установками в виде различных комбинаций гальванического и индукционного возбуждения и приема сигнала, а в более узком - исследования, выполняемые только с индукционными установками.

Из индукционных наиболее широкое применение получили установки: МППО (однопетлевая), в которой одна и та же петля служит источником во время токового импульса и приемником в паузе между импульсами (либо применяются две раздельные, но совмещенные в пространстве петли) и МППР (рамочно-петлевая), в которой прием неустановившегося поля осуществляется малой индукционной петлей или катушкой (рамкой), расположенной в центре генераторной установки (соосная установка "петля в петле"), либо перемещаемой по системе профилей внутри генераторной петли большого размера.

На начальном этапе развития метода индукционный вариант применялся главным образом при поисках месторождений массивных сульфидных и других руд с высокой электропроводностью. Оптимальные значения времени регистрации переходного процесса выбирались в диапазоне единиц - первых десятков миллисекунд. Этот вариант исследований целесообразно квалифицировать как профилирование методом переходных процессов (ПМПП), которое выполняется в наземном (МППО, МППР), скважинном (СМПП) и аэроварианте (АМПП).

По мере своего развития и совершенствования МПП стал применяться для решения более широкого круга геологических задач, связанных с исследованиями как больших, так и малых глубин, а также с поисками слабоконтрастных объектов. Для этого потребовалось изучать переходную характеристику в значительно более широком диапазоне времени, т.е. перейти от профилирования к зондированию методом переходных процессов (ЗМПП), которое, по существу, ничем, кроме названия, не отличается от метода зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ), применяемого при решении задач нефтегазовой геофизики. ЗМПП или ЗСБ любых глубин основано на принципе скин-эффекта. Однако техника и технология исследования больших, средних и малых глубин

бин оказываются существенно различными как по диапазону времени измерения, так и по мощности источника тока. Чем больше глубина зондирования, тем более позднюю стадию становления поля необходимо регистрировать и тем более мощный для этого требуется источник тока (вплоть до МГД-генератора).

Вопросы, касающиеся применяемой в МПП аппаратуры, в данной работе не рассматриваются ввиду ее постоянного совершенствования и, соответственно, быстрого старения имеющихся образцов, а также в связи с ограниченным объемом книги. Отметим только, что современная цифровая аппаратура МПП строится на базе персонального компьютера, к системной шине которого подключаются блок управления процессом измерения, усилители, аналого-цифровой преобразователь, память и т. д. Тот же компьютер используется для осуществления отбора, временного хранения, обработки и визуализации данных.

Из-за ограниченного объема в книге также приводится сравнительно немного примеров применения метода, которые можно найти в многочисленных публикациях. Исключение составляют примеры некоторых новых приемов интерпретации данных МПП, а также примеры, демонстрирующие возможности применения АМПП для решения задач нефтяной геофизики, поскольку и те и другие менее известны широкому читателю.

Основы применения неустановившихся полей в электроразведке содержатся в классических теоретических работах А.Н.Тихонова, С.М.Шейнманна, J.R.Wait и других российских и зарубежных ученых. Зарождению МПП предшествовали и способствовали успехи в разработке метода зондирования становлением поля (ЗС) в дальней зоне (ЗСД) в нефтяной геофизике (Л.Л.Ваньян и др.). Развитие МПП как наземного индукционного метода началось в МГРИ с 1958 г. (Ф.М.Каменецкий, А.А.Каuffman, В.Ф.Коваленко, Ю.В.Якубовский и работавшие в то время на кафедре геофизики студенты И.А.Безрук, М.Б.Гохберг, В.Н.Ключкин, А.В.Куликов, П.П.Макагонов, В.А.Мамаев, В.А.Сидоров, В.В.Сочельников, В.М.Тимофеев, внесшие тогда и впоследствии большой вклад в развитие метода и его различных модификаций). В дальнейшем в разработку включились многие научно-исследовательские и производственные организации: Санкт-Петербурга (Ю.И.Булгаков, А.Б.Великин, М.А.Седов, С.Н.Шерешевский), Новосибирска (М.М.Гольдман, А.К.Захаркин, Г.А.Исаев, А.А.Каuffman, В.С.Могилатов, В.С.Моисеев, Г.А.Морозова, Н.Г.Полетаева, Б.И.Рабинович, Л.А.Табаровский, Г.М.Тригубович, В.В.Филатов, М.И.Эпов), Львова (Л.Я.Мізюк, А.А.Вакульский, А.С.Луцьшин), Москвы (П.О.Барсуков, И.А.Безрук, Р.М.Каменецкая, В.Н.Ключкин, А.В.Куликов, В.А.Мамаев, Ю.Т.Литвинов, А.Л.Портной, В.П.Шумов) и многие другие. В свою очередь результаты МПП послужили основанием для создания модификации зондирований становлением поля в ближней зоне (В.А.Сидоров, В.В.Тихашев и др.), так что традиционно сохраняемые различия в названиях (МПП и ЗС) практически стерлись и по существу относятся к одному и тому же методу геофизических исследований при помощи неуста-

новившегося электромагнитного поля, для которого можно было бы предложить новую аббревиатуру - метод НЭМ. Кстати, за рубежом с самого начала используется единый похожий термин - *Transient Electromagnetics* (TEM). Однако сегодня вряд ли стоит пытаться менять устоявшуюся в нашей литературе терминологию с целью наведения некоторого порядка в данном частном случае. Скорее, это можно будет учесть при стандартизации российской геофизической терминологии в целом, работа по созданию которой начата Евро-Азиатским геофизическим обществом.

Из зарубежных исследователей в развитие МПП большой вклад внесли A.R.Barringer, L.Buselli, A.Hoerdt, A.A.Kaufman, G.V.Keller, H.Lee, J.D.McNeil, M.N.Nabighian, Smith R.S., B.R.Spies, C.H.Stoyer, K.-M.Strack, K.Vosoff, P.Weidelt и многие другие.

Не буду продолжать эти списки, так как кто-то все равно окажется незаслуженно пропущенным, за что заранее приношу свои извинения.

Работы в области дальнейшего развития теории и практики применения МПП продолжаются в МГРИ (теперь Московская государственная геологоразведочная академия - МГГА) и поныне, что дало возможность автору как постоянному участнику и руководителю этих исследований представить данную работу.

Большое внимание в ней уделено физическим предпосылкам исследования электромагнитного поля во временной или t-области (глава 1). Главы 2 и 3 посвящены обзору прямых задач для базовых моделей геоэлектрического разреза, составляющих теоретическую основу метода. В этих двух главах почти нет новых результатов, но они необходимы с точки зрения целостности изложения предмета и представлены в сжатом схематичном виде.

Это позволило при небольшом объеме книги в деталях рассмотреть важные новые вопросы - прежде всего низкочастотную дисперсию электропроводности (НЧД) и ее влияние на индукционные переходные процессы, чему посвящена самая большая по объему глава 4. В развитии этого направления в МПП огромную роль сыграли основополагающие работы в области теории метода вызванной поляризации (ВП) В.А.Комарова, В.В.Кормильцева, А.В.Куликова и Е.А.Шемякина, А.Ф.Постельникова, Д.А.Фридрихсберга, С.М.Шейнманна, J.R.Wait и др. В теории и практике индукционной электроразведки НЧД долгое время не учитывалась, пока это явление не было заново обнаружено при полевых экспериментах методом переходных процессов. Решающую роль в его втором "открытии" сыграла установка с совмещенными петлями, широко используемая в МПП. Для недиспергирующей среды эдс в приемной петле такой установки не может изменять знак и характеризуется монотонным затуханием во времени, тогда как при полевых измерениях регистрировались немонотонные переходные процессы со сменой знака (в т.ч. однократные и многократные). Многие исследователи связали это явление с НЧД или объемной ВП горных пород при индукционном возбуждении. По-видимому, впервые на возможность индукционного проявления ВП при проведении работ методом переходных

процессов (в аэроварианте) указал A.R. Barringer в 1962 г. [73]. К исследованию НЧД на новом этапе был проявлен огромный интерес. Большой вклад в развитие этого нового направления в электроразведке внесли Г.В.Астраханцев, И.З.Гаврилова, В.П.Губатенко, Р.Б.Журавлева, Г.А.Исаев, В.В.Кормильцев, А.В.Куликов, С.С.Крылов, А.Н.Мезенцев, П.В.Новиков, Н.Г.Полетаева, В.А.Сидоров, В.М.Тимофеев, С.М.Шейнманн, А.М.Яхин, R.Alvarez, J.W.Hohman, T.Lee, G.A.Newman, B.D.Polzer, G.Porstendorfer, A.P.Reiche, R.S.Smith, P.W.Walker, P.Weidelt, G.F.West и другие российские и зарубежные ученые. Специальные теоретические и экспериментальные исследования связи с НЧД феномена высокого и сверхвысокого разрешения ЗСБ при расчленении осадочного разреза выполнили В.В.Агеев, О.А.Агеева, И.А.Безрук, В.В.Задорожная, Е.С.Киселев, Ю.С.Копелев, А.Г.Небрат, В.Г.Осипов, А.С.Сафонов, Б.С.Светов, Н.П.Смилевец, В.В.Сочельников, В.В.Тишкаев и многие другие. Основными вехами на пути формирования современных представлений о НЧД и ее влиянии на результаты электромагнитных геофизических исследований являются: второе "открытие" дисперсии по результатам экспериментальных полевых исследований (конец 60-х - начало 70-х гг.); математическое моделирование НЧД на феноменологической основе (с середины 70-х гг.); исследование НЧД в асимптотических областях ближней и дальней зоны (80-е гг.); разделение индукционного и поляризационного эффектов в ближней зоне (80-е - 90-е гг.); исследование связи феномена высокоразрешающей электроразведки с НЧД (80-е - 90-е гг.); подтверждение дисперсионной природы немонотонных переходных процессов на базе исследований эффекта Максвелла-Вагнера и физического моделирования (90-е гг.). Все эти вопросы получили отражение в главе 4.

В главе 5 кратко освещены вопросы методики электроразведочных исследований МПП и интерпретации результатов, а в главе 6 достаточно подробно - применение аэроэлектроразведки МПП для прогнозирования месторождений углеводородов. К сожалению, еще одно важное новое направление применения МПП осталось за пределами данной книги. Речь идет об исследованиях ранних стадий переходных процессов, получающих все более широкое применение при решении разнообразных задач инженерной геологии и гидрогеологии, криологии, геоэкологии, археологии и др. Автор хотел бы здесь отметить большое значение работы П.О.Барсукова и Э.Б.Файнберга, создавших современную компьютерную технологию малоглубинных исследований МПП на базе аппаратуры TEM-FAST и соответствующего программного обеспечения.

Надеюсь, что книга будет полезна геофизикам, использующим МПП как в исследовательской, так и в практической деятельности, студентам и аспирантам вузов с геофизической специализацией. Представляя ее на суд читателя, я хочу прежде всего вспомнить своих учителей, профессоров А.И.Зaborовского, Л.М.Альпина, Ю.В.Якубовского и Л.Л.Ляхова, сформировавших мой интерес к электромагнитным исследованиям в геофизике. Я искренне благодарен профессору Ю.В.Яку-

бовскому за плодотворное сотрудничество в течение всего периода научной деятельности, начиная с 1954 г., и за обсуждение разных аспектов электромагнитных геофизических исследований методом переходных процессов, получивших отражение в этой книге. Выражаю запоздалую признательность профессору С.М.Шейнманну. Его основополагающие труды по теории становления поля и вызванной поляризации и редкие встречи с ним были для меня подлинной научной школой. Такое же огромное влияние оказали на меня и замечательные работы профессора Л.Л.Ваньяна по электромагнитным зондированиям.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДОМ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

1.1. Электромагнитное поле во временной области

Электромагнитные исследования МПП базируются на изучении неустановившегося ЭМ поля после включения тока в источнике

$$I(t) = I \cdot l(t), \quad (1.1)$$

или выключения

$$I(t) = I \cdot [l - l(t)], \quad (1.1')$$

т.е. на изучении реакции исследуемой системы на ступенчатое возбуждение, описываемое функцией Хевисайда

$$l(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ 1 & \text{при } t > 0. \end{cases} \quad (1.2)$$

Исследуемой системой в нашем случае является геоэлектрическая среда (обычно кусочно-однородное полупространство). Эта среда в большинстве случаев рассматривается как линейная система с недиспергирующими (влияние дисперсии рассмотрено в главе 4) параметрами: проводимость σ , диэлектрическая проницаемость ϵ и магнитная проницаемость μ . В среде, где отсутствуют свободные электрические заряды, а энергия расходуется только на тепло, неустановившееся ЭМ поле описывается уравнениями Максвелла

$$\operatorname{rot} H = j + \dot{D}, \quad \operatorname{rot} E = -\dot{B}, \quad \operatorname{div} D = 0, \quad \operatorname{div} B = 0, \quad (1.3)$$

где точка над символом означает дифференцирование по времени, и уравнениями материальных связей

$$j = \sigma E, \quad D = \epsilon E, \quad B = \mu H. \quad (1.4)$$

Уравнения Максвелла для компонент поля или векторных потенциалов сводятся к телеграфному уравнению

$$\nabla^2 A - \sigma \mu \frac{d}{dt} \left(A + \frac{\epsilon}{\sigma} \dot{A} \right) = 0. \quad (1.5)$$

Относительная магнитная проницаемость не сильно отличается от единицы ($\bar{\mu} = \mu / \mu_0$ ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м)) для большинства породообразующих минералов (за исключением магнетита и некоторых других руд железа). Поэтому в дальнейшем (за исключением специально оговариваемых случаев) будем полагать $\mu = \mu_0$. Что касается статической диэлектрической проницаемости, то ее относительное значение $\bar{\epsilon} = \epsilon / \epsilon_0$ ($\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi \Phi/m$) для природных веществ также варьирует не очень широко - примерно от 1 (воздух) до 80 (вода).

Наиболее изменчивым параметром является электропроводность σ (или удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma$). Хорошо известно, что сопротивление природных веществ изменяется на много порядков от 10^{-8} Ом·м (самородные металлы) до 10^5 или даже 10^6 Ом·м (граниты и другие твердые породы).

Есть еще одна причина, по которой влияние ϵ по сравнению с σ проявляется слабо. Далее мы увидим, что глубина исследования возрастает с увеличением времени t становления поля, но чем больше t , тем меньше роль токов смещения.

Пусть в гомогенной среде действует меняющееся во времени электрическое поле $E(t)$. Оно порождает электрический ток, который можно найти как свертку

$$j(t) = \sigma(t) \cdot E(t), \quad (1.6)$$

где $\sigma(t)$ - переходная проводимость.

При этом предполагается, что при включении и выключении источника напряжения токовая цепь не размыкается. Такие условия характерны, например, для индукционного возбуждения токов в среде. В частотной области свертке соответствует произведение

$$j(p) = \sigma(p) \cdot E(p), \quad (1.7)$$

где комплексная проводимость

$$\sigma(p) = \sigma + p\epsilon = \sigma \left(1 + p \frac{\epsilon}{\sigma} \right), \quad (1.8)$$

$p = i\omega$, а величина $p\epsilon/\sigma$ определяет отношение токов смещения к токам проводимости. Пусть напряжение имеет вид ступени $E(t) = E \cdot l(t)$, спектр которой $E(p) = E/p$. Тогда

$$j(p) = \frac{\sigma(p)}{p} E = \left(\frac{\sigma}{p} + \frac{\epsilon}{p} \right) E, \quad (1.9)$$

откуда следует, что

$$j(t) = [\sigma + \epsilon \delta(t)] E, \quad (1.10)$$

где $\delta(t) = \dot{l}(t)$ - дельта-функция Дирака, существующая только при $t=0$.

Это означает, что переходная электропроводность

$$\sigma(t) = \sigma + \epsilon \delta(t). \quad (1.11)$$

График отношения $\sigma(t)/\sigma$ показан на рис. 1 (кривая 1). Таким образом, токи смещения не изменяют переходную проводимость при $t>0$.

Несколько иначе дело обстоит при возбуждении в среде ступени тока $j(t) = j \cdot l(t)$. Практически это соответствует исследованию спада электрического поля (напряжения) при размыкании токовой цепи после установления в ней переходного процесса от предшествующего включения. В этом случае в t -области имеем свертку

$$E(t) = \rho(t) \cdot j(t), \quad (1.12)$$

где $\rho(t)$ - переходное сопротивление, которое (в отличие от σ -области) не является величиной, обратной $\sigma(t)$. В частотной области свертке (1.12) соответствует произведение

$$E(p) = \frac{\rho(p)}{p} j, \quad (1.13)$$

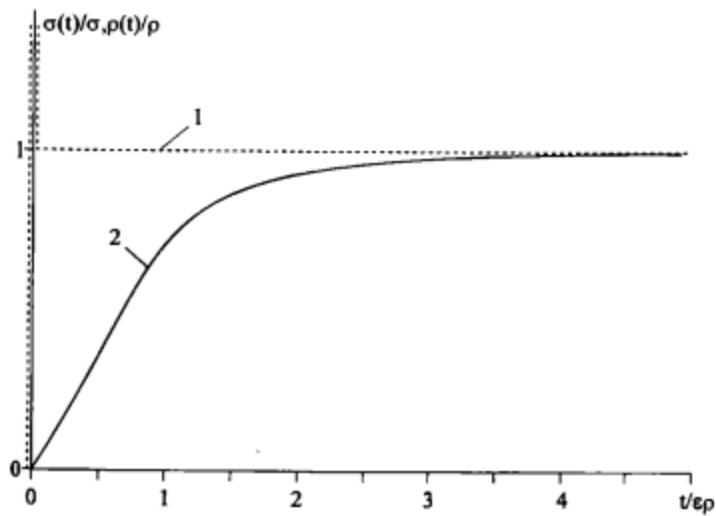


Рис.1. Графики отношений $\sigma(t)/\sigma_0$ (1) и $\rho(t)/\rho_0$ (2)

где

$$\rho(p) = \frac{1}{\sigma(p)} = \frac{1}{\sigma + p\epsilon} = \frac{1}{\epsilon(p + \sigma/\epsilon)}. \quad (1.14)$$

Тогда

$$E(p) = \frac{j}{\epsilon} \cdot \frac{1}{p[p+1/(\rho\epsilon)]}, \quad (1.15)$$

что в t-области соответствует

$$E(t) = \rho(1 - e^{-\frac{t}{\rho\epsilon}}) \cdot j. \quad (1.16)$$

Это означает, что переходное сопротивление

$$\rho(t) = \rho(1 - e^{-\frac{t}{\rho\epsilon}}). \quad (1.17)$$

График отношения $\rho(t)/\rho$ показан на рис.1 (кривая 2).

Таким образом, при ступенчатом изменении тока отношение токов смещения к токам проводимости в t-области определяется затухающей экспоненциальной функцией показателя $t/\rho\epsilon$, что приводит к быстрому уменьшению их роли с ростом времени или проводимости среды. Например, при $\epsilon=18$ и $\rho=1360$ Ом·м токи смещения не превышают 1% для $t=10^{-6}$ с и более.

ЭМ поле, в котором влиянием токов смещения можно пренебречь, называют квазистационарным. Для квазистационарного поля второе слагаемое в первом уравнении Максвелла исчезает, а телеграфное уравнение сводится к уравнению теплопроводности

$$\nabla^2 A - \sigma\mu A = 0. \quad (1.18)$$

Чтобы найти неустановившееся электромагнитное поле для заданных параметров среды и установки, нужно решить соответствующую прямую электродинамическую задачу. Один из наиболее распространенных способов решения заключается в преобразовании Фурье телеграфного уравнения (или уравнения теплопроводности) в уравнение Гельмгольца и в решении соответствующей гармонической задачи. Уравнение Гельмгольца имеет вид

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0, \quad (1.19)$$

где волновое число

$$k = (\omega^2 \epsilon \mu + i\omega \sigma \mu)^{1/2} = (-p^2 \epsilon \mu + p \mu \sigma)^{1/2}. \quad (1.20)$$

В квазистационарном случае

$$k = (i\omega \sigma \mu)^{1/2} = (p \mu \sigma)^{1/2}. \quad (1.21)$$

К полученному решению применяют обратное преобразование Фурье или Лапласа (с учетом спектра ступенчатой функции возбуждения $1/p = 1/i\omega$)

$$A(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{A(p)}{p} e^{pt} dp \quad (1.22)$$

и таким образом находят решение для t-области.

Дополнительное интегрирование по частоте усложняет задачу, в особенности в тех случаях, когда гармоническое решение не дает аналитического выражения и приходится прибегать к численным методам. В связи с этим большое значение для выявления базовых закономерностей имеют исследования асимптотического поведения поля в ближней (поздняя стадия становления) и дальней (ранняя стадия) зонах. Не потеряло своего значения и аналоговое (физическое) моделирование, позволяющее во многих сложных случаях быстро получить результат простыми техническими средствами.

Хотя частотная характеристика геоэлектрического разреза, изучаемая в методах гармонического поля, и его переходная характеристика однозначно связаны преобразованиями Фурье-Лапласа, эта связь имеет интегральный характер для неограниченных интервалов частоты и времени. Практически измерения проводят на ряде фиксированных значений частоты или времени в ограниченном диапазоне и на фоне различного рода помех. Соотношения между полезным сигналом и помехами (в том числе геологическими) на фиксированных значениях частоты и времени могут сильно различаться. Это является следствием того, что, как отмечено А.Ф. Харкевичем [69], относительный вклад различных факторов разделяется во временной последовательности более четко, чем в частотной. К числу таких факторов в нашем случае относятся: отсутствие в t-области первичного поля и низкочастотной части вторично-го поля (пропорциональной частоте и проводимости в ω -области), более сильная дифференциация интенсивности вторичного поля в t-области по электропроводности и размерам геологических объектов и др. Поэтому практическая эквивалентность между результатами исследований элек-

тромагнитного поля в ω - и в t -областях не имеет места. В строгом смысле не приходится также говорить и о каком-либо определенном соответствии между частотой и временем становления поля, так как в сигнале на любом времени присутствует спектр частот. Часто используемое приближенное эмпирическое соответствие $\omega t = 1$ говорит лишь о преобладании в спектре сигнала высоких частот на ранних и низких - на поздних стадиях становления поля. Практический смысл подобные соответствия могут приобретать при сопоставлении асимптот частотных и переходных характеристик [9], либо толщины скин-слоя в ω - и t -областях (см. раздел 1.4.2).

1.2. Источники поля

Источниками поля служат незаземленные проволочные контуры (петли) и заземленные линии, через которые пропускают импульсный ток. Импульсы обычно имеют форму, близкую к прямоугольной. На включении

$$I(t) = I(1 - e^{-t/\tau}) \cdot I(t), \quad (1.23)$$

где $\tau = L/R$, R - сопротивление источника, L - его индуктивность.

Если $\tau \ll t$, то становлением тока в источнике можно пренебречь и рассматривать ступенчатое включение. Выключение тока (за счет быстрого возрастания сопротивления электронного ключа) происходит значительно быстрее - примерно по линейному закону за время Δt , так что обычно $\Delta t \ll \tau$. Поэтому на практике чаще всего проводят измерения в паузах между импульсами тока. При этом длительность импульса выбирается достаточно большой для того, чтобы не принимать во внимание процесс от переднего фронта. Процессы от ступенчатого выключения и включения тока отличаются только знаком. Поэтому в теории (за исключением специально оговариваемых случаев) будем рассматривать процесс от ступенчатого включения тока $I(t) = I \cdot I(t)$.

Если расстояние от источника до точки наблюдения много больше размера петли или заземленной линии, то такой источник может рассматриваться, соответственно, как магнитный или электрический диполь. В противном случае источник произвольной формы может быть представлен суперпозицией диполей. На практике трудно установить вертикальную петлю или линию больших размеров. Поэтому обычно используют вертикальный магнитный и горизонтальный электрический диполи с моментами $M_z = IQ$ и $P_x = Idx$ (Q - площадь петли, d - длина линии AB).

1.3. Измеряемые величины

В методе переходных процессов измеряют магнитное, либо электрическое поле различных источников. Электрическое поле E измеряют при помощи заземленной приемной линии MN (приемного электрического диполя). Магнитное поле H чаще всего измеряют при помощи индукционной приемной петли или многовитковой рамки (катушки) малого размера (приемного магнитного диполя). При таком приеме происходит дифференцирование потока магнитной индукции через контур приемной петли (катушки) по времени. В результате на зажимах приемной петли возникает напряжение (эдс), которое определяется как производная от потока магнитной индукции через площадь петли

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \Phi(t) = -\mu \oint_s H(t) dS \quad (1.24)$$

В соответствии со вторым уравнением Максвелла и теоремой Стокса значение эдс можно выразить через интеграл от электрического поля по контуру той же петли

$$\oint_s E_i(t) dI = -\mu \oint_s H_n(t) dS \quad (1.25)$$

Поясним связь E и H на простейшем примере. Пусть ЭМ поле создается большой круговой петлей радиуса R и измеряется соосной петлей радиуса $r \ll R$. В этом случае магнитное поле в пределах приемной петли можно считать однородным, а электрическое поле в силу осевой симметрии не меняет своего значения по контуру петли. Тогда предыдущее интегральное соотношение принимает простой вид, из которого следует, что

$$E = -\mu r \frac{dH}{dr} / 2, \quad (1.26)$$

т.е. однородное магнитное поле сопровождается линейно возрастающим с увеличением r электрическим полем.

Как правило, ограничиваются измерениями эдс. Однако, в некоторых видах аппаратуры предусматривается интегрирование эдс по времени, что позволяет восстановить функцию потока [25]

$$\int_t^\infty V(t) dt = \int_t^\infty -\frac{d}{dt} \Phi(t) dt = \Phi(t), \quad (1.27)$$

так как $\Phi(\infty) = 0$. Практически интегрирование проводится не до ∞ , а до некоторого достаточно большого t_f , при котором $\Phi(t_f) \ll \Phi(t)$. Интегрирование по времени приводит к обогащению спектра низкими частотами. В результате возрастает глубина исследования. В некоторых случаях вместо интегрирования проводят непосредственные измерения магнитного поля в точке при помощи сверхпроводящих и других специальных высокочувствительных магнитометров.

Комбинации различных видов возбуждения и приема поля позволяют создавать довольно большое число разнообразных установок. Так, при дипольных исследованиях возможны установки четырех типов: Р-Н (AB - петля), Р-Е (AB - MN), М-Е (петля - MN), М-Н (петля - петля). Чаще других используются установки P_x - H_z и M_z - H_z . Некоторые из этих установок вследствие принципа взаимности оказываются эквивалентными, например P_x - H_z и M_z - E_ϕ .

Из недипольных большое распространение получили установки с соосными генераторной и приемной петлями (петля в петле) обычно квадратной формы со сторонами $2L$ и $2l$. В теории часто рассматриваются круговые петли радиусов R (генераторная) и r (приемная). Выявляемые при этом закономерности оказываются очень близкими при равенстве площадей квадратных и круговых петель. Соотношение размеров соосных петель может изменяться в широких пределах от $L/R=1$ ($r/R=1$) до $L << R$ ($r << L$). Первая из этих предельных установок называется однопетлевой или с совмещенными петлями (МППО), вторая - рамочно-петлевой (МППР).

1.4. Нормальные поля

Нормальным полем того или иного источника принято называть поле в присутствии однородного проводящего полупространства. При этом для наземных методов предполагается, что источник находится на поверхности полупространства, и поле определяется на этой же поверхности. Для аэрометодов как приемник, так и источник поля могут быть приподнятыми над поверхностью полупространства.

Вертикальный магнитный диполь M_z на поверхности однородного полупространства имеет в цилиндрической системе координат (r, z, ϕ) азимутальную электрическую компоненту E_ϕ , вертикальную H_z и радиальную H_r , магнитные компоненты $(E_r = E_z = H_\phi = 0)$. Чаще всего измеряются E_ϕ и H_z .

Горизонтальный электрический диполь P_x имеет в декартовой системе координат все три компоненты магнитного поля (H_x, H_y, H_z) и горизонтальные компоненты электрического поля (E_x, E_y) . Чаще других измеряют вертикальную магнитную H_z и осевую электрическую E_x компоненты поля.

Основные формулы нормальных полей при включении ступени тока в различных источниках, расположенных на поверхности однородного полупространства, приведены в табл. 1 - 4.

Таблица I

Вертикальный магнитный диполь

Компонента	Общее выражение	Ближняя зона $u \rightarrow 0$	Дальняя зона $u \rightarrow \infty$
1	2	3	4
e_ϕ^M	$3[\Phi(u) - \sqrt{2/\pi}e^{-u^2/2} \cdot (1 + u^2/3)]$	$\sqrt{2/\pi}u^5/5$	$3 - \sqrt{2/\pi}u^3e^{-u^2/2}$
h_z^M	$-1 + \Phi(u) \cdot (1 - 9/u^2) + \sqrt{2/\pi}e^{-u^2/2}(9/u + 2u)$	$-1 - 4\sqrt{2/\pi}u^3/15$	$-9/u^2$
\dot{h}_z^M	$-\frac{18}{\sigma\mu r^2}[\Phi(u) - \sqrt{2/\pi}e^{-u^2/2}u(1 + u^2/3 + u^4/9)]$	$\frac{4\sqrt{2/\pi}u^5}{5\sigma\mu r^2}$	$-\frac{18}{\sigma\mu r^2}$

Обозначения: $M = M_z = IQ$, $u = r(\sigma\mu/2t)^{1/2}$,
 $E_\phi^M = Me_\phi^M / (2\pi\sigma t^4)$,
 $H_z^M = Mh_z^M / (4\pi r^3)$,
 $V_z^M = Mq\mu\dot{h}_z^M / (4\pi r^3)$,
 q - площадь приемной петли.

Таблица 2

Горизонтальный электрический диполь

Компонента	Общее выражение	Ближняя зона $u \rightarrow 0$	Дальняя зона $u \rightarrow \infty$
1	2	3	4
e_x^P	$3 \frac{x^2}{r^2} - 1 - \Phi(u) + \sqrt{2/\pi}ue^{-u^2/2}$	$\frac{3x^2}{r^2} - 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{u^3}{3}$	$\frac{3x^2}{r^2} - 2 + \sqrt{\frac{2}{\pi}}ue^{-u^2/2}$
e_y^P	$6xy/r^2$	$6xy/r^2$	$6xy/r^2$
h_z^P	$\frac{y}{r}[1 - \Phi(u)(1 - 3/u^2) - \sqrt{2/\pi}\frac{3}{u}e^{-u^2/2}]$	$\frac{y}{r}(1 - 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}u^3/15)$	$3y/(ru^2)$
\dot{h}_z^P	$\frac{6y}{\sigma\mu r^3}[\Phi(u) - \sqrt{2/\pi}e^{-u^2/2}u(1 + u^2/3)]$	$\frac{2y\sqrt{2/\pi}u^5}{5\sigma\mu r^3}$	$\frac{6y}{\sigma\mu r^3}$

Обозначения: $P = P_x = I \cdot AB$, $u = r(\sigma\mu/2t)^{1/2}$,
 $E_x^P = Pe_{x,y}^P / (2\pi\sigma t^3)$,
 $H_z^P = Ph_z^P / (4\pi r^2)$,
 $V_z^P = Pq\mu\dot{h}_z^P / (4\pi r^2)$.

Нормальное поле обладает различными особенностями в различных зонах источника. Это хорошо видно из формул, приведенных в табл. 1 - 4. В гармоническом поле понятие зоны определяется отношением расстояния r от источника к длине волны λ или к толщине скин-слоя δ . В квазистационарном гармоническом поле длина волны

$$\lambda = 2\pi\delta = 2\pi\sqrt{2/(\sigma\mu)} . \quad (1.28)$$

Во временной области по аналогии с длиной волны вводится параметр [9]

$$\tau = 2\pi\delta_t = 2\pi\sqrt{2t/(\sigma\mu)} . \quad (1.29)$$

Тогда отношение

$$u = 2\pi\tau / \tau = r / \delta_t = r\sqrt{\sigma\mu / (2t)} = 1/\sqrt{2\tilde{t}} , \quad (1.30)$$

где $\tilde{t} = t / (\sigma\mu r^2)$ - обобщенное время.

Таблица 4

Эдс в квадратных петлях

Ком- по- нента	Общее выражение	Близкая зона $u \rightarrow 0$	Дальняя зона $u \rightarrow \infty$
1	2	3	4
Поле в центре петли ($r < < R$)			
e_φ^{cr}	$\frac{3r}{R} [\Phi(u) - \sqrt{2/\pi} u e^{-u^2/2} \cdot (1 + u^2/3)]$	$\frac{r}{R} \sqrt{2/\pi} \frac{u^5}{5}$	$\frac{r}{R} (3 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} u^3 e^{-u^2/2})$
h_z^{cr}	$1 - \Phi(u) (1 - \frac{3}{u^2}) - \frac{3}{u} \sqrt{2/\pi} e^{-u^2/2}$	$1 - 2\sqrt{2/\pi} \frac{u^3}{15}$	$\frac{3}{u^2}$
\dot{h}_z^{cr}	$\frac{6}{\sigma \mu R^2} [\Phi(u) - \sqrt{2/\pi} u e^{-u^2/2} \cdot (1 + u^2/3)]$	$\frac{2}{\sigma \mu R^2} \sqrt{2/\pi} \frac{u^5}{5}$	$\frac{6}{\sigma \mu R^2}$
Поток и эдс в совмещенных петлях ($r=R$)			
Φ_{cb}^{cr}	$\sum_{n=1}^{\infty} a_n (u \sqrt{2})^{2n+1}$ $a_n = \frac{(-1)^{n-1} 8(2n+1)!!}{\sqrt{\pi}(n-1)!(2n+2)!!(2n+3)(2n+1)^2}$	$2\sqrt{2/\pi} \frac{u^3}{15}$	
v_{cb}^{cr}	$\frac{1}{\sigma \mu R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (u \sqrt{2})^{2n+3}$ $b_n = a_n (n+1/2)$	$\frac{2}{\sigma \mu R^2} \sqrt{2/\pi} \frac{u^5}{5}$	$1 / (\pi t)$

Обозначения: $u = R(\sigma \mu / 2t)^{1/2}$, $E_\varphi^{\text{cr}} = I e_\varphi^{\text{cr}} / (2\sigma R^2)$,

$H_z^{\text{cr}} = I h_z^{\text{cr}} / (2R)$, $V_z^{\text{cr}} = I q \dot{h}_z^{\text{cr}} / (2R)$,

$\Phi_{cb}^{\text{cr}} = \Phi_{st} - \pi I \mu R \Phi_{cb}^{\text{cr}} / 2$, $V_{cb}^{\text{cr}} = \pi I \mu R V_z^{\text{cr}} / 2$,

$\Phi_{st} = I \mu R (\ln 8R / r_0 - 1.75)$,

 r_0 - радиус провода петли.При $u \rightarrow \infty$ или $t \rightarrow 0$ (ранняя стадия становления, большие расстояния) имеет место дальняя зона, при $u \rightarrow 0$ или $t \rightarrow \infty$ (поздняя стадия, малые расстояния) - близкая, при $u \approx 1$ - промежуточная.

Пользуясь приведенными в табл. 1 - 4 формулами, нетрудно рассчитать неустановившееся поле для различных типов установок. В качестве примера приведем результаты расчета для установок с соосными и совмещенными квадратными петлями. Для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов удобнее использовать нормированное значение сигнала в виде [34]

$\bar{V}^{\text{sq}} = V^{\text{sq}} t / (\mu I L g^2) = 2 \bar{t} v^{\text{sq}} / (\pi g^2)$, (1.31)

где обобщенное время $\bar{t} = t / (\sigma \mu L^2) = 1 / (2u^2)$.

Таблица 3

Круговая петля

Ком- по- нента	Общее выражение	Близкая зона $u \rightarrow 0$	Дальняя зона $u \rightarrow \infty$
1	2	3	4
Поле в центре петли ($r < < R$)			
e_φ^{cr}	$\frac{3r}{R} [\Phi(u) - \sqrt{2/\pi} u e^{-u^2/2} \cdot (1 + u^2/3)]$	$\frac{r}{R} \sqrt{2/\pi} \frac{u^5}{5}$	$\frac{r}{R} (3 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} u^3 e^{-u^2/2})$
h_z^{cr}	$1 - \Phi(u) (1 - \frac{3}{u^2}) - \frac{3}{u} \sqrt{2/\pi} e^{-u^2/2}$	$1 - 2\sqrt{2/\pi} \frac{u^3}{15}$	$\frac{3}{u^2}$
\dot{h}_z^{cr}	$\frac{6}{\sigma \mu R^2} [\Phi(u) - \sqrt{2/\pi} u e^{-u^2/2} \cdot (1 + u^2/3)]$	$\frac{2}{\sigma \mu R^2} \sqrt{2/\pi} \frac{u^5}{5}$	$\frac{6}{\sigma \mu R^2}$
Поток и эдс в совмещенных петлях ($r=R$)			
Φ_{cb}^{cr}	$\sum_{n=1}^{\infty} a_n (u \sqrt{2})^{2n+1}$ $a_n = \frac{(-1)^{n-1} 8(2n+1)!!}{\sqrt{\pi}(n-1)!(2n+2)!!(2n+3)(2n+1)^2}$	$2\sqrt{2/\pi} \frac{u^3}{15}$	
v_{cb}^{cr}	$\frac{1}{\sigma \mu R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (u \sqrt{2})^{2n+3}$ $b_n = a_n (n+1/2)$	$\frac{2}{\sigma \mu R^2} \sqrt{2/\pi} \frac{u^5}{5}$	$1 / (\pi t)$

$u = R(\sigma \mu / 2t)^{1/2}$, $E_\varphi^{\text{cr}} = I e_\varphi^{\text{cr}} / (2\sigma R^2)$,

$H_z^{\text{cr}} = I h_z^{\text{cr}} / (2R)$, $V_z^{\text{cr}} = I q \dot{h}_z^{\text{cr}} / (2R)$,

$\Phi_{cb}^{\text{cr}} = \Phi_{st} - \pi I \mu R \Phi_{cb}^{\text{cr}} / 2$, $V_{cb}^{\text{cr}} = \pi I \mu R V_z^{\text{cr}} / 2$,

$\Phi_{st} = I \mu R (\ln 8R / r_0 - 1.75)$,

 r_0 - радиус провода петли.При $u \rightarrow \infty$ или $t \rightarrow 0$ (ранняя стадия становления, большие расстояния) имеет место дальняя зона, при $u \rightarrow 0$ или $t \rightarrow \infty$ (поздняя стадия, малые расстояния) - близкая, при $u \approx 1$ - промежуточная.

Пользуясь приведенными в табл. 1 - 4 формулами, нетрудно рассчитать неустановившееся поле для различных типов установок. В качестве примера приведем результаты расчета для установок с соосными и совмещенными квадратными петлями. Для сопоставления теоретических и экспериментальных результатов удобнее использовать нормированное значение сигнала в виде [34]

$\bar{V}^{\text{sq}} = V^{\text{sq}} t / (\mu I L g^2) = 2 \bar{t} v^{\text{sq}} / (\pi g^2)$, (1.31)

где обобщенное время $\bar{t} = t / (\sigma \mu L^2) = 1 / (2u^2)$.

Правые асимптоты нормированного таким образом сигнала для установок с любым значением g (в том числе при $g=1$ для совмещенных петель) совпадают. Графики \bar{V}^{sq} при $g=1$, $1/2$ и $1/10$ показаны на рис. 2. Кривые для $g < 1/10$ с высокой точностью совпадают с кривой для $g=1/10$ в диапазоне $0^{-3} < \bar{t} < \infty$. При условии

$\bar{t} > 2$ (1.32)

кривые с различными g с достаточной точностью сливаются с асимптотой близкой зоны (пунктир). Теоретическими кривыми, нормированными в соответствии с (1.31), удобно пользоваться при определении проводимости полупространства по измеренному значению сигнала, поскольку все входящие в эту нормировку величины известны как при расчете, так и при эксперименте.

Дополним табл. 1 - 4 формулой для вертикального магнитного диполя, приподнятого на высоту H над полупространством. Рассмотрим эдс в соосной с диполем приемной рамке, приподнятой над полупространством на высоту h , так что вертикальный разнос между генераторным и приемным диполями $z = H - h$ (такая установка используется в аэроэлектроразведке методом переходных процессов - АМПП). В этом

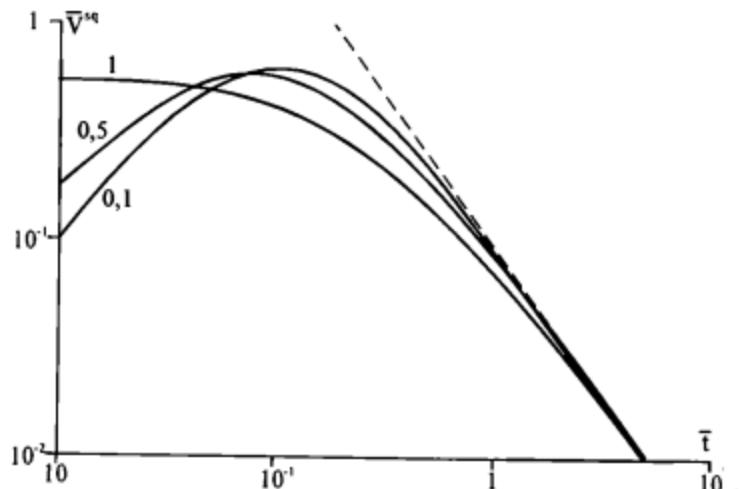


Рис.2. Графики нормированных значений эдс в соосных и совмещенных квадратных петлях (индекс кривых - $g=I/L$) и их асимптота в поздней стадии (пунктир)

случае

$$V_z^*(t) = \frac{IQq}{\pi^{3/2}\sigma b} v_z^*, \quad (1.33)$$

$$\begin{aligned} v_z^* = & 2\sqrt{2}u^5 \left\{ e^{-u^{1/2}} [1 - \Phi(u)] \sqrt{\pi} \left(-\frac{u}{4\sqrt{2}} + \frac{3}{4\sqrt{2}u} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{3}{\sqrt{2}u^3} + \frac{3\sqrt{2}}{u^5} \right) + \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{u^2} + \frac{6}{u^4} - \frac{3\sqrt{2}\pi}{u^5} \right), \right. \end{aligned} \quad (1.34)$$

где $u = b\sqrt{\sigma\mu/2t} = 1/\sqrt{2t}$, $b=2H\cdot z$.

Зависимость эдс от обобщенного времени показана на рис.3 (кривая 1). Условие ближней зоны выполняется здесь при $\bar{t} > 10$. В этом случае (1.34) принимает вид

$$v_z^* = \frac{u^5\sqrt{2}}{5} \left(1 - \frac{5\sqrt{2}\pi}{8} u + \frac{10}{7} u^2 - \dots \right). \quad (1.35)$$

Асимптотика дальней зоны описывается формулой

$$v_z^* = 3u\sqrt{2} \left(1 - \frac{4\sqrt{\pi/2}}{u} + \frac{5}{u^2} - \dots \right). \quad (1.36)$$

На том же рисунке показаны значения эдс в другой нормировке (кривая 2), удобной для определения проводимости полупространства по величине сигнала

$$\bar{V}_z^*(t) = \frac{V_z^*(t)t b^3}{IQq\mu} = \frac{\bar{t}}{\pi^{3/2}} v_z^*(\bar{t}). \quad (1.37)$$

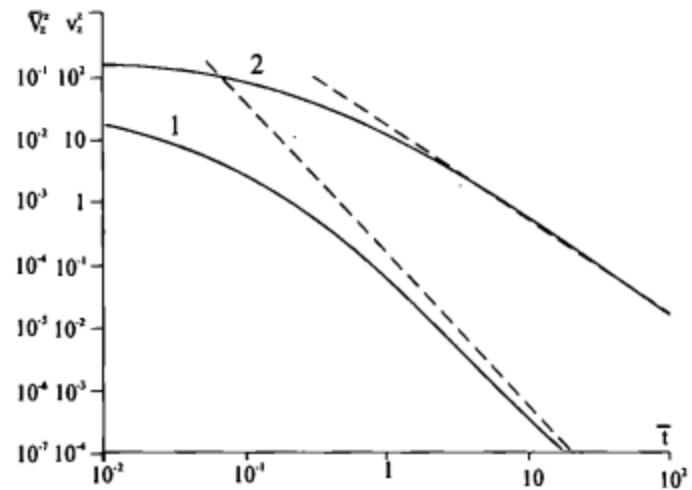


Рис. 3. Графики эдс (1) и ее нормированных значений (2) для соосных диполей, приподнятых над однородным полупространством (пунктир - асимптота в поздней стадии)

1.4.1. Структура поля в дальней зоне

Из анализа общих выражений табл. 1 - 2 следует [9], что поле состоит из двух частей, одна из которых распространяется по воздуху, а другая по земле. В дальней зоне $u \rightarrow \infty$, интеграл $\Phi(u) \rightarrow 1$, а экспонента $e^{-u^{1/2}} \rightarrow 0$. Поэтому часть поля, распространяющаяся по земле, из-за поглощения энергии становится в дальней зоне пренебрежимо малой, и выражения для компонент принимают очень простой вид

$$E_\Phi^M = \frac{3M}{2\pi\sigma t^4}, \quad H_z^M = \frac{9Mt}{2\pi\mu\sigma t^5}, \quad V_z^M = \frac{9Mq}{2\pi\sigma t^5}, \quad (1.38)$$

$$E_x^P = \frac{P}{2\pi\sigma t^3} \left(\frac{3x^2}{r^2} - 2 \right), \quad H_z^P = \frac{3Pty}{2\pi\mu\sigma t^5}, \quad V_z^P = \frac{3Pqy}{2\pi\sigma t^5}, \quad (1.39)$$

$$E_\Phi^\alpha = \frac{3Ir}{2\sigma R^3}, \quad H_z^\alpha = \frac{3It}{\sigma\mu R^3}, \quad V_z^\alpha = \frac{3Iq}{\sigma R^3}, \quad (1.40)$$

$$V_{cb}^\alpha = \frac{\mu IR}{2t}, \quad V_{cb}^{sq} = \frac{2\mu IL}{\pi t}, \quad V_{co}^{sq} = \frac{8\sqrt{2}I[(1+g^2)^{3/2}-1]}{\pi\sigma L(1-g^2)}. \quad (1.41)$$

При $g \ll 1$ последняя формула обращается в

$$V_{co}^{sq} = \frac{3\sqrt{2}Iq}{\pi\sigma L^3}. \quad (1.42)$$

Из этих формул следует, что в дальней зоне электрическое и магнитное поля, а также эдс в приемной рамке обратны проводимости полупространства (прямо пропорциональны его удельному сопротивлению). Исключением является эдс в совмещенных петлях, которая при $t \rightarrow 0$ от сопротивления среды не зависит.

Таким образом, в дальней зоне легко определить проводимость (или сопротивление) среды. В случае неоднородного полупространства по этим же формулам определяются кажущиеся проводимость или сопротивление. Например, для дипольных установок

$$\rho_t = 1/\sigma_t = \frac{2\pi r^4}{3M} E_\phi^M = \frac{2\pi \mu r^5}{9Mt} H_z^M = \frac{2\pi r^5}{9Mq} V_z^M = \quad (1.43)$$

$$= \frac{2\pi r^3}{P(3x^2/r^2 - 2)} E_x^P = \frac{2\pi \mu r^5}{3Pt} H_z^P = \frac{2\pi r^5}{3Pqy} V_z^P \text{ и т. д.}$$

Интересно отметить, что в частотной области сопротивление среды в дальней зоне определяется точно такими же формулами, если использовать в выражениях для магнитного поля приближенное соответствие $t=1/\omega$ [9]. Более подробный анализ частотно-временного соответствия можно провести на основе рассмотрения скин-эффекта.

1.4.2. Скин-эффект во временной области, частотно-временное соответствие

Наиболее просто проанализировать влияние скин-эффекта в дальней зоне, где геометрическое затухание отсутствует как для t -области, так и для ω -области. Как уже говорилось, при исследовании гармонического поля в качестве количественной характеристики скин-эффекта используется толщина скин-слоя (глубина проникновения). Она определяется как толщина такого поверхностного слоя проводника, который оказывает постоянному току сопротивление, равное сопротивлению всего проводника переменному току, и равна

$$\delta = [T/(\pi\sigma\mu)]^{1/2}, \quad (1.44)$$

где T - период гармонических колебаний поля.

При этом оказывается, что на расстоянии, равном толщине скин-слоя, напряженность поля в проводнике убывает в e раз. Это определение толщины скин-слоя взято из электротехники, где им удобно пользоваться при расчетах сечений проводов и т.п. Поскольку это условное определение, можно, сохранив общий подход, несколько видоизменить его, сделав более удобным для нужд индукционной электроразведки [39]. При этом учтем, что в однородном полупространстве затухание плотности тока с глубиной в дальней зоне, независимо от типа источника, определяется в ω - и t -областях [9] формулами

$$j_T = j_{0T} \exp[-z(-2\pi i \sigma \mu / T)^{1/2}], \quad (1.45)$$

$$j_t = j_{0t} \operatorname{erfc}[z(\sigma \mu / t)^{1/2} / 2], \quad (1.46)$$

или в общем виде как $j = j_0 \cdot f(z)$. В пределах ограниченного участка малых размеров (по сравнению с разносом) можно считать, что все токи параллельны и направлены вдоль оси y . Элементарный ток $dI = j dx dz$ в нижнем полупространстве создает на поверхности магнитное поле

$$dH_{z,x} = -(x, z) j_0 \cdot f(z) dx dz / [2\pi(x^2 + z^2)]. \quad (1.47)$$

Такие токи в горизонтальном слое породы от поверхности до глубины z создают на поверхности однородного полупространства только горизонтальное магнитное поле

$$H_{x,y} = -\frac{j_0}{\pi} \int_0^z [zf(z) \int_0^\infty dx / (x^2 + z^2)] dz = -\frac{j_0}{2} \int_0^z f(z) dz. \quad (1.48)$$

При $z \rightarrow \infty$ получим поле от токов во всем полупространстве

$$H_x = -\frac{j_0}{2} \int_0^\infty f(z) dz. \quad (1.49)$$

В соответствии с (1.46), (1.48), (1.49) неустановившееся поле токов в слое

$$H_{x,y,t} = \frac{j_{0t}}{(\sigma \mu / t)^{1/2}} \int_0^z \operatorname{erfc}(p_t) dp_t, \quad (1.50)$$

а поле токов во всем полупространстве

$$H_x = -\frac{j_{0t}}{(\pi \sigma \mu / t)^{1/2}}, \quad (1.51)$$

где

$$p_t = z(\sigma \mu / t)^{1/2} / 2. \quad (1.52)$$

Аналогично, в соответствии с (1.45), (1.48), (1.49) гармоническое поле токов в слое

$$H_{x,y,t} = \frac{j_{0t}}{(-8\pi i \sigma \mu / T)^{1/2}} \{1 - \exp[-z(-2\pi i \sigma \mu / T)^{1/2}]\}, \quad (1.53)$$

и поле токов во всем полупространстве

$$H_x = \frac{j_{0t}}{(-8\pi i \sigma \mu / T)^{1/2}}. \quad (1.54)$$

Введем теперь определение толщины скин-слоя как толщины слоя постоянных токов, создающих на поверхности магнитное поле, равное магнитному полю переменных токов, текущих во всем полупространстве. Устремляя t в (1.46) и T в (1.45) к бесконечности, получим $j_i = j_T = j_0$, т.е. $f(z) = 1$ и в соответствии с (1.49) поле слоя постоянных токов $H_{x,y,0} = j_0 z / 2$. Приравняв это значение поочередно к правой части (1.51) и к модулю выражения (1.54), найдем соответствующие значения z , которые дают толщину скин-слоя в переходном и гармоническом режимах в виде

$$\delta_i = 2[t/(\pi\sigma\mu)]^{1/2}, \quad (1.55)$$

$$\delta_T = [T/(2\pi\sigma\mu)]^{1/2}. \quad (1.56)$$

Далее составим отношения поля от токов в слое к полю от токов во всем полупространстве. В случае неустановившегося поля такое отношение в соответствии с (1.50), (1.51)

$$P_t = \sqrt{\pi} \int_0^z \operatorname{erfc}(p_t) dp_t, \quad (1.57)$$

где p_t определяется формулой (1.52) и может быть представлено в виде $p_t = z / (\delta_i \sqrt{\pi})$, а в случае гармонического поля в соответствии с (1.53), (1.54)

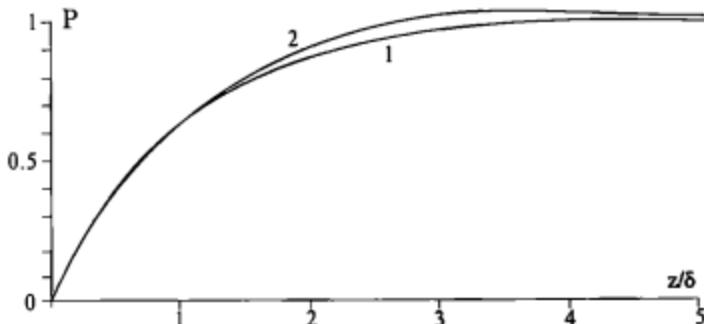


Рис. 4. Графики функций P_t (1) и $|P_r|$ (2)

$$P_t = 1 - \exp[-z(-2\pi\sigma\mu/T)]. \quad (1.58)$$

Для модуля отношения (или отношения модулей)

$$|P_r| = [1 - 2\exp(-p_t) \cos(p_t) + \exp(-2p_t)], \quad (1.59)$$

где

$$p_t = z(\pi\sigma\mu/T)^{1/2} = z/(\delta_T \sqrt{2}). \quad (1.60)$$

Графики функций P_t и $|P_r|$ в зависимости от отношения z/δ показаны на рис. 4. Они позволяют определить при заданных значениях δ и t (или T) вклад слоя мощности z в суммарное вторичное поле, создаваемое токами во всем полупространстве. Из рис. 4 видно, что при изменении отношения z/δ от 0 до 1 эти вклады в ω - и t -областях практически совпадают и достигают уровня 0.7. Только после того, как глубина превысит толщину скин-слоя, характер графиков начинает несколько различаться. Однако эти различия не так существенны, поскольку они связаны с относительно небольшой долей вклада во вторичное поле.

Таким образом, найденное значение толщины скин-слоя (1.55), (1.56) определяет толщину такой части полупространства, которая дает основной вклад в измеряемое на поверхности поле от всего полупространства, соответствующий одноковому уровню (0.7) для гармонического и неуставновившегося полей. Очевидно, при таком подходе результаты частотных зондирований и зондирований становлением поля могут быть сопоставлены. В частности, близкие по глубинности результаты можно ожидать при таких периодах колебаний гармонического поля и таких временах становления, которые дают одинаковую толщину скин-слоя. Согласно (1.55), (1.56) находим частотно-временное соответствие в виде $\omega t = \pi/4$ или $T = 8t$. Этот вывод уточняет используемое многими авторами соответствие $\omega t = 1$.

Полученные выражения позволяют исследовать еще одну интересную особенность поля в дальней зоне. Для этого нужно конкретизировать величину j_0 . Возьмем, например, случай возбуждения поля

вертикальным магнитным диполем. Тогда [9] $j_0 = -3M/(2\pi R^4)$ и из (1.51), (1.54) следует

$$H_{xt} = 3M/[2\pi r^4(\pi\sigma\mu/t)^{1/2}], \quad (1.61)$$

$$H_{rt} = 3M/[4\pi r^4(-2\pi\sigma\mu/T)^{1/2}]. \quad (1.62)$$

Если сравнить данные выражения с формулами для горизонтальных компонент поля вертикального магнитного диполя в дальней зоне, то оказывается, что токи в нижнем полупространстве создают половину этого поля. Полученный результат допускает простое физическое толкование, дополняющее идеи, изложенные в [9]. Поле в дальней зоне "отрывается" от источника и уподобляется плоскому горизонтальному полю, источником которого можно считать дневную поверхность в точке наблюдения. Первичное поле в дальней зоне источника, расположенного на поверхности Земли (в отличие от магнитотеллурического поля, создаваемого удаленным от земной поверхности источником), связано с ее электропроводностью. Вторичное магнитное поле индуцированных в земле токов равно первичному полю, т.е. в дальней зоне на земном источнике, как и в магнитотеллурическом поле, происходит удвоение напряженности горизонтального магнитного поля. Повидимому, информация о проводимости полупространства, заложенная в первичном поле, связана с расположением источника на поверхности того же самого полупространства. В случае расположения источника и приемника над средой с разными свойствами зависимость поля от этих свойств сильно усложняется.

1.4.3. Структура поля в ближней зоне

В ближней зоне структура поля во временной области существенно отличается от частотной. Возьмем для примера компоненту H_z^M для вертикального магнитного диполя. Представим эдс, наводимую в приемной рамке этой компонентой в частотной области, в виде ряда по возрастающим степеням частоты

$$V_z^M(\omega) = \frac{\rho\mu M q}{4\pi} \left[\frac{1}{r^3} + \frac{\rho\sigma\mu}{4r} - \frac{4(\rho\sigma\mu)^{3/2}}{15} + \frac{(\rho\sigma\mu)^{5/2}r}{8} - \frac{(\rho\sigma\mu)^{5/2}r^2}{105} + \dots \right]. \quad (1.63)$$

Соответствующие значения эдс во временной области представим в виде ряда по убывающим степеням t . Это можно сделать двумя способами: почлененным переводом во временную область записанного выше частотного ряда (в соответствии с теоремой об асимптотическом разложении оригинала), либо разложением в ряд общего выражения во временной области, приведенного в третьей строке табл. 1. Результат получается одинаковый

$$V_z^M(t) = \frac{\mu M q}{4\pi} \left[\frac{(\sigma\mu)^{3/2}}{5\pi^{1/2} t^{5/2}} - \frac{(\sigma\mu)^{5/2}}{14\pi^{1/2} t^{7/2}} + \dots \right]. \quad (1.64)$$

Из теоремы об асимптотическом разложении оригинала следует, что все члены частотного ряда, содержащие целые степени частоты, не дают вклада в переходный процесс для $t > 0$. Поскольку ряд убывающий, ограни-

чимся тремя первыми членами (1.63) и поясним их физический смысл. Первый член - первичное поле (в t -области отсутствует). Второй член - главная низкочастотная часть вторичного поля, пропорциональная частоте и проводимости, или так называемое поле малого индукционного параметра, не испытывающее поглощения в проводящей среде, т.е. не подверженное скин-эффекту, и убывающее с расстоянием как $1/t$ (в t -области также отсутствует). Наконец, третий член не зависит от расстояния и целиком определяется скин-эффектом. Во временной области он представляет собой главную часть поля в ближней зоне, поскольку две предыдущие свелись к нулю для $t > 0$.

Аналогичным образом обстоит дело с другими установками и компонентами поля. Например, эдс в центре круговой петли может быть представлена в частотной области в виде ряда

$$V_z^{\text{cr}}(\omega) = -\frac{\mu I Q q}{2\pi} \left[\frac{1}{R^3} - \frac{r\sigma\mu}{4R} + \frac{2(r\sigma\mu)^{3/2}}{15} - \dots \right], \quad (1.65)$$

первые три члена которого имеют тот же физический смысл, что и при возбуждении вертикальным магнитным диполем. Точно так же, как и в предыдущем случае, первичное поле и "поле малого параметра" не вносят вклада в переходный процесс для $t > 0$. Трансформация третьего члена в t -область приводит к выражению

$$V_z^{\text{cr}}(t) = \frac{\mu I Q q}{20} \left(\frac{\sigma\mu}{\pi t} \right)^{3/2} t^{-5/2}, \quad (1.66)$$

которое полностью совпадает с первым членом ряда (1.64) для V_z^M .

Обращает на себя внимание универсальность формул ближней зоны. Для любой установки с индукционным возбуждением и приемом (совмещенной, разнесенной, приподнятой) поток через приемную петлю (катушку)

$$\Phi = \frac{\mu I Q q}{30} \left(\frac{\sigma\mu}{\pi t} \right)^{3/2}, \quad (1.67)$$

а наводимая этим потоком эдс

$$V = \frac{\mu I Q q}{20} \left(\frac{\sigma\mu}{\pi t} \right)^{3/2} t^{-5/2}. \quad (1.68)$$

В этой универсальности нетрудно убедиться, используя формулы, записанные в предпоследних столбцах табл. 1 - 4, а также формулы (1.33), (1.35) для приподнятого диполя. К тому же результату можно прийти и при использовании электрического возбуждения и магнитного приема (или наоборот) путем интегрирования электрических диполей по кругу с центром в точке измерения (или, соответственно, возбуждения) неустановившегося поля. В силу осевой симметрии такое интегрирование сводится к умножению на $2\pi r$.

Неустановившееся поле в ближней зоне не зависит от разноса (или размера установки), а только от эффективных площадей генераторной и приемной петель, входящих в универсальную формулу в виде равноправных сомножителей. Физически это означает, что в поздней стадии становления максимальная плотность вихревых токов в среде образует

кольцо ("кольцо дыма", по M.N.Nabigian [81]) большого радиуса, намного превышающего размеры любых установок.

Из формул (1.67), (1.68) нетрудно найти электропроводность (или сопротивление) полупространства. Если полупространство неоднородное, то по тем же формулам определяется кажущаяся электропроводность (или кажущееся сопротивление). Таким образом, если измеряется поток $\Phi(t)$, то

$$\sigma_t = 1/\rho_t = \left(\frac{30\Phi}{\mu I Q q} \right)^{2/3} \cdot \frac{\pi}{\mu} t, \quad (1.69)$$

а если измеряется эдс $V(t)$, то

$$\sigma_t = 1/\rho_t = \left(\frac{20V}{\mu I Q q} \right)^{2/3} \cdot \frac{\pi}{\mu} t^{5/3}. \quad (1.70)$$

1.5. Интегральные пространственно-временные характеристики неустановившегося поля, локальность исследований

Выше уже рассматривались графики, характеризующие вклад слоя в сигнал от полупространства в дальней зоне. Эти графики представляют собой вертикальные интегральные характеристики электромагнитных зондирований в дальней зоне. Аналогичные характеристики используются и в ближней зоне [23].

Чтобы оценить локальность зондирований, которая представляет собой отношение глубины зондирования к размерам зоны влияния боковых пород, наряду с вертикальными исследуют горизонтальные интегральные характеристики. Локальность является важным свойством зондирований, одновременно характеризующим их разрешающую способность по вертикали и латерали. Чем выше локальность той или иной установки, тем больше оснований аппроксимировать реальную среду горизонтально-слоистой моделью и, следовательно, тем точнее результаты одномерной интерпретации.

В силу определенной симметрии распределения измеряемого на поверхности сигнала по координатам элементарных токов в нижнем полупространстве горизонтальная интегральная характеристика в дальней зоне представляет собой вклад полубесконечного вертикального пласта, середина верхней кромки которого проходит через точку наблюдения, а в ближней зоне - вклад полубесконечного цилиндра с центром верхнего торца в точке наблюдения, в сигнал от всего полупространства. Согласно эти определениям вертикальная и горизонтальная интегральные характеристики, соответственно, равны

$$P = \int_0^z \int_0^\infty \frac{dU}{ds} dr dz / \left(\int_0^z \int_0^\infty \frac{dU}{ds} dr dz \right), \quad (1.71)$$

$$Y = \int_0^\infty \int_0^z \frac{dU}{ds} dz dr / \left(\int_0^\infty \int_0^z \frac{dU}{ds} dz dr \right), \quad (1.72)$$

где U - измеряемая на поверхности компонента поля, эдс и т.п.,
 dU - сигнал элементарного тока (линейного в дальней зоне и кольцевого в ближней зоне),
 dU/ds - плотность сигнала,
 $ds = dr dz$ - сечение элементарного тока,
 r и z - текущие координаты элементарного тока, а также горизонтальный и вертикальный размеры зоны, создающей рассматриваемый вклад в сигнал от полупространства (z - мощность горизонтального слоя, r - половина мощности вертикального полубесконечного пласта в дальней зоне или радиус вертикального полубесконечного цилиндра в ближней зоне).

Определяя элементарные токи, найдем, что для ближней зоны при измерениях потока неустановившегося магнитного поля

$$\frac{dU}{ds} = \frac{\mu I Q q r^2}{4\pi(r^2 + z^2)^{3/2}} \int_0^\infty \lambda^2 J_1(\lambda r) \left(\lambda + \frac{d}{dz} \right) [C] d\lambda, \quad (1.73)$$

$$C = \frac{1}{2} \left[e^{-\lambda r} \operatorname{erfc}(p_t - \frac{\lambda z}{2p_t}) + e^{\lambda r} \operatorname{erfc}(p_t + \frac{\lambda z}{2p_t}) \right], \quad (1.74)$$

где J_1 - функция Бесселя 1 рода, 1 порядка.

Соответствующие выражения для дальней зоны имеют более простой вид. Вертикальная характеристика P определяется формулой (1.57), а горизонтальная

$$Y = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \operatorname{arctg}(q_t / p_t) \operatorname{erfc}(p_t) dp_t. \quad (1.75)$$

В этих выражениях p_t - соответствует формуле (1.52), а $q_t = r(\sigma\mu/t)^{1/2}/2$.

На рис. 5 представлены графики характеристик, полученные численным интегрированием по формулам (1.71) - (1.74) для ближней зоны и (1.57), (1.75) - для дальней. Из рисунка видно, что вертикальные характеристики ближней и дальней зоны очень близки, а горизонтальные существенно отличаются. В частности, горизонтальная характеристика ближней зоны идет вначале более полого, а затем более круто и пересекает характеристику дальней зоны в точке $q_t=1.9$, $Y=0.81$. Задавшись для некоторого объема среды уровнем значений P и Y "основного вклада" в сигнал от полупространства, можно найти значения параметров p_t и q_t , соответствующих этому уровню, а по их отношению - отношение глубины зондирования к размеру зоны влияния боковых пород, т.е. определить локальность в виде отношений $p_t/q_t=z/r$. Например, при $P=Y=0.81$ параметры p_t и q_t для ближней и дальней зон практически одинаковы и составляют 0.7 и 1.4 соответственно, так что в обеих зонах локальность в этом случае одинакова и составляет $p_t/q_t=z/r=0.5$.

Интересно сравнить локальность МПП с локальностью вертикальных электрических зондирований [1]. Для симметричной установки Шлюмберже вертикальная характеристика имеет вид

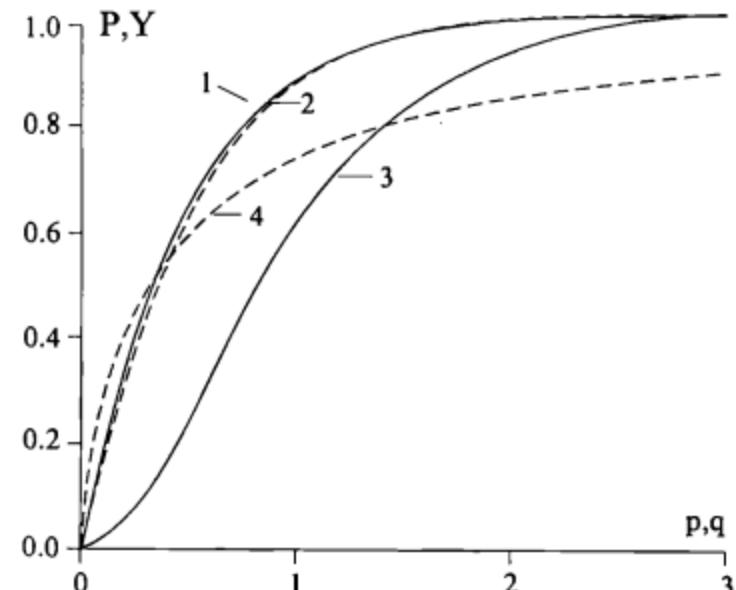


Рис. 5. Интегральные пространственно-временные характеристики неустановившегося поля в ближней (сплошные) и дальней (пунктир) зонах: 1, 2 - вертикальные; 3, 4 - горизонтальные

$$P=1-(1+4p^2)^{-3/2}, \quad (1.76)$$

где $p=z/(AB/2)$.

Горизонтальная характеристика при разносе установки по простиранию вертикального пласта совпадает с вертикальной

$$Y=1-(1+4q^2)^{-3/2}, \quad (1.77)$$

а при разносе вкrest простирания

$$Y=1-(4q^2+1)(4q^2-1)^{-1}, \quad (1.78)$$

где $q=r/(AB/2)$, а z и r - по-прежнему глубина зондирования и размер зоны влияния боковых пород.

Анализ выражений (1.76) - (1.78) показывает, что отношение $p/q=z/r$ составляет в первом случае 1.0, а во втором - 0.5, т.е. локальность зондирования, определенная по однородному полупространству, для ВЭЗ оказывается в два раза выше, чем для МПП, либо одинаковой. Однако следует иметь в виду, что при появлении в разрезе промежуточного слоя высокого сопротивления локальность МПП, как индукционного метода, практически не меняется, тогда как локальность гальванического метода ВЭЗ резко ухудшается.

2. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГИТНОЕ ПОЛЕ В СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

2.1. Горизонтально-слоистое полупространство

Общее решение этой задачи представлено в интегральном виде. Так, для вертикального магнитного диполя на поверхности горизонтально-слоистого полупространства вектор-потенциал в частотной области имеет вид [9]

$$A_\varphi^M = -\frac{M}{2\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty J_0(\lambda r) \frac{\lambda d\lambda}{\lambda + \lambda_1 / R_N}, \quad (2.1)$$

где

$$R_N^* = \operatorname{cth}\left\{\lambda_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} [\lambda_2 h_2 + \operatorname{arcth} \frac{\lambda_2}{\lambda_3} (\lambda_3 h_3 + \dots + \operatorname{arcth} \frac{\lambda_{N-1}}{\lambda_N})]\right\}, \quad (2.2)$$

$\lambda_i = (\lambda^2 + k_i^2)^{1/2}$, J_0 - функция Бесселя первого рода, нулевого порядка.

Отсюда можно найти компоненты поля $E_\varphi = i\omega A_\varphi$ и $H_z = \operatorname{rot}_z A_\varphi$. Для перехода в t -область нужно дополнительно выполнить обратное преобразование Фурье, т.е. взять еще один интеграл по частоте. И то и другое интегрирование выполняется, как правило, численно. В отдельных случаях удается получить аналитические выражения.

2.1.1. Дальняя зона

В дальней зоне [9] (2.1) преобразуется в

$$A_\varphi^M = -\frac{3M\rho_1}{2i\omega\mu\pi^4} R_N^2, \quad (2.3)$$

где

$$R_N = \operatorname{cth}\left\{k_1 h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \operatorname{cth}[k_2 h_2 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_3}{\rho_2}} \operatorname{cth}(k_3 h_3 + \dots + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{N-1}}{\rho_N}})]\right\}. \quad (2.4)$$

Соответственно,

$$E_\varphi = i\omega\mu A_\varphi = -\frac{3M\rho_1}{2\pi r^4} R_N^2, \quad (2.5)$$

$$H_z = \operatorname{rot}_z A_\varphi = \frac{A_\varphi}{r} + \frac{\partial A_\varphi}{\partial r} = \frac{9M\rho_1}{2\pi i\omega\mu r^5} R_N^2. \quad (2.6)$$

Вспомним, что формулы нормального поля в ω - и t -областях в дальней зоне совпадают при замене t на $1/\omega$. Тогда в соответствии с (1.38) из (2.5) или (2.6) кажущееся сопротивление многослойной среды

$$\rho_a = \rho_1 R_N^2. \quad (2.7)$$

Такое же значение ρ_a получается и для всех других компонент поля и типов установок. Кажущееся сопротивление в t -области находят при помощи обратного преобразования Фурье. В работе [9] показано, что для двухслойной среды такое преобразование для (2.7) сводится к ряду

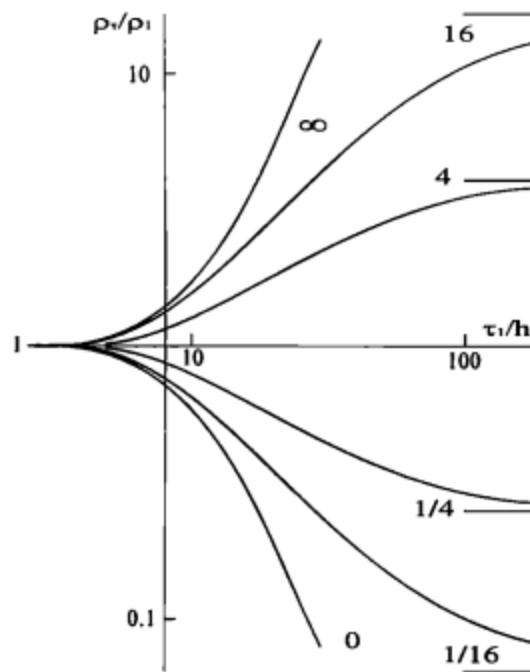


Рис. 6. Палетка двухслойных кривых становления поля в дальней зоне, индекс кривых - ρ_2/ρ_1 , (по Л.Л.Ваньяну)

где

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n [1 - \Phi(2\pi u_1)], \quad (2.8)$$

$$u_1 = h_1 (\sigma_1 \mu / 2t)^{1/2} = \frac{2\pi}{\tau_1 / h_1}, \quad Q = \frac{\sqrt{\rho_2 / \rho_1} - 1}{\sqrt{\rho_2 / \rho_1} + 1}. \quad (2.9)$$

При изменении времени t от 0 до ∞ интеграл вероятности $\Phi(2\pi u_1)$ изменяется от 0 до 1. В соответствии с этим ρ_2/ρ_1 изменяется от 1 до ρ_2/ρ_1 и таким образом осуществляется зондирование двухслойной среды. Палетка двухслойных кривых становления поля в дальней зоне показана на рис. 6. В остальных случаях преобразование Фурье осуществляется численным интегрированием.

2.1.2. Ближняя зона

Для ближней зоны в t -области нет простой теории - аналога теории малого параметра в ω -области, так как эта часть поля в переходном процессе при $t > 0$ отсутствует. Расчет кажущегося сопротивления производится по универсальной формуле ближней зоны (1.70) путем подстановки в нее значений сигнала, полученных численным интегрированием по полным формулам. Программы для таких расчетов разработаны в Институте геологии и геофизики СО РАН, НВНИИГГ, СНИИГГИМС, ВНИИГеофизика и в других организациях. Пример трехслойной кривой показан на рис. 7. Кри-

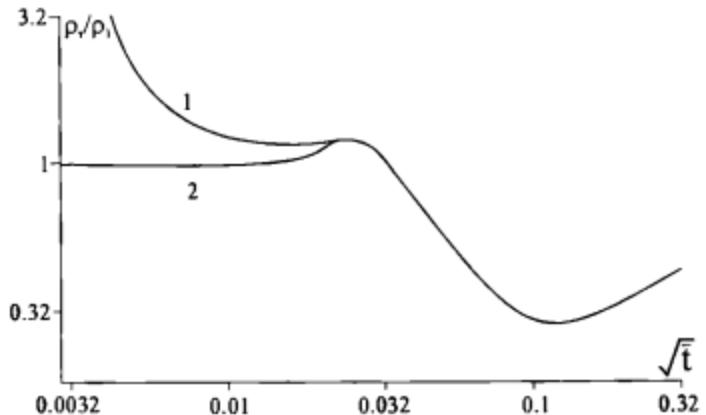


Рис. 7. Кривые ρ , над трехслойной средой: 1- нормировка по ближней зоне, 2 - нормировка по полной формуле

вая 1 в своей левой части отходит вверх от асимптоты ρ_1 . Это происходит потому, что параметры среды и время здесь не соответствуют условиям ближней зоны, а пересчет сигнала в значения ρ_t ведется по ближнезонной асимптотике.

Поскольку практические зондирования нередко выходят из пределов ближней (или дальней) зоны, пересчет теоретических и экспериментальных значений поля (сигнала) в значения кажущегося сопротивления лучше производить по полной формуле для полупространства. В этом случае, как показано на том же рис. 7 (кривая 2), левая ветвь кривой становления всегда выходит на асимптоту ρ_1 , а правая - на ρ_N . Однако в этом случае нет возможности вычислять ρ_t по формуле, и пересчет нужно производить путем итерационного подбора [34]. Другое неудобство этого способа заключается в том, что в некоторых случаях пересчет оказывается невыполнимым, т.е. не удается подобрать однородное полупространство, эквивалентное исследуемому неоднородному. Однако такие случаи весьма редки и данный способ заслуживает широкого использования.

2.2. Плоскость S

Пусть в непроводящем полупространстве на глубине d от поверхности расположен относительно тонкий слой с продольной проводимостью S и мощностью h . Его поверхностное сопротивление $R_s = \rho/h$. В этом нетрудно убедиться, мысленно вырезав в слое брус размером 1×1 м и пропустив ток через его боковую грань. Величина, обратная поверхностному сопротивлению, называется продольной проводимостью

$$S=1/R_s=h/\rho=\sigma h. \quad (2.10)$$

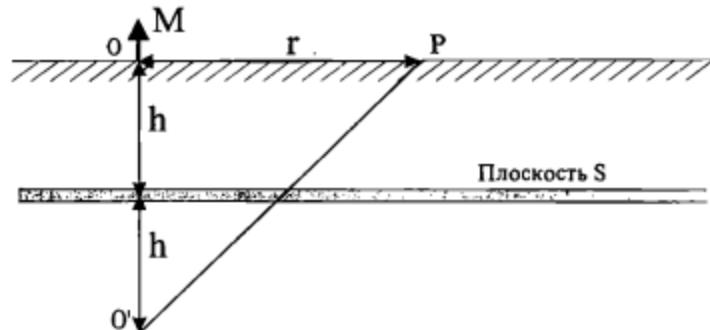


Рис. 8. Вертикальный магнитный диполь над плоскостью S

Если в некоторой точке слоя расстояние до источника $r \gg h$ и толщина скин-слоя $\delta_t \gg h$, то по вертикали в пределах слоя не будет ни геометрического затухания поля, ни затухания за счет скин-эффекта. В то же время скин-эффект по горизонтали будет наблюдаться и зависеть не от ρ или σ , а от S . Это означает, что при сохранении условия $\delta_t \gg h$ можно изменять параметры пласта σ и h так, что их произведение $S=\sigma h=\text{const}$. Все такие пласти будут эквивалентны, в том числе и предельно тонкий пласт, у которого $h \rightarrow 0$ и $\sigma \rightarrow \infty$ так, что $\sigma h=S$. Такой пласт называют плоскостью S (пленкой S) или пленкой Шейнманна-Прайса.

В реальных нефтяных, угольных и рудных районах довольно часто встречаются разрезы, содержащие относительно тонкие проводящие пласти, разделенные мощными высокоомными промежутками. Поэтому в МПП плоскость S часто используется наряду с полупространством в качестве второй базовой модели.

Пусть источником является вертикальный магнитный диполь на поверхности непроводящего полупространства, в котором на глубине h находится проводящая горизонтальная плоскость S. Благодаря осевой симметрии вектор-потенциал электромагнитного поля имеет только ф-компоненту и не зависит от ϕ

$$\mathbf{A}_{\phi}^M = \frac{M}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r^2} - \frac{r}{[r^2 + 4(h+t/S\mu)^2]^{3/2}} \right\}. \quad (2.11)$$

Из (2.11) видно, что поле состоит из двух частей. Первая часть - уставившееся поле, к которому суммарное поле стремится при $t \rightarrow \infty$. Эта часть равна полю маленькой рамки с постоянным током. Вторая часть - неуставившееся поле, которое в момент $t=0$ равно первичному полю источника в точке $0'$, являющейся зеркальным отражением точки 0 относительно плоскости S (рис. 8). В соответствии с методом изображений Максвелла [63] с увеличением времени это поле затухает так, как если бы мнимый источник удалялся от плоскости со скоростью $2/S\mu$.

Электрическую компоненту поля найдем в виде

$$E_{qs}^M = \frac{3M}{\pi S r^3} \cdot \frac{\bar{h} + \bar{t}}{[1 + 4(\bar{h} + \bar{t})^2]^{5/2}}, \quad (2.12)$$

где $\bar{h} = h/r$, $\bar{t} = t/(S\mu r)$.

Вертикальная магнитная компонента

$$H_{zs}^M = -\frac{M}{4\pi r^3} \left\{ 1 - \frac{1 - 8(\bar{h} + \bar{t})^2}{[1 + 4(\bar{h} + \bar{t})^2]^{5/2}} \right\}, \quad (2.13)$$

а наводимая этой компонентой эдс в приемной катушке

$$V_{zs}^M = \frac{4Mq}{\pi S r^4} \cdot \frac{(\bar{h} + \bar{t}) \left\{ 1 + \frac{1.25[1 - 8(\bar{h} + \bar{t})^2]}{1 + 4(\bar{h} + \bar{t})^2} \right\}}{[1 + 4(\bar{h} + \bar{t})^2]^{5/2}} \quad (2.14)$$

Используя принцип взаимности, легко найти эдс V_{zs}^P в горизонтальной приемной катушке (с эффективной площадью q), расположенной на экваторе электрического диполя с моментом P . Для этого в (2.12) необходимо заменить M на Pq .

Для приподнятого вертикального магнитного диполя запишем эдс в приемной катушке в наиболее общем случае, когда между генератором и приемником имеет место разнос не только по горизонтали (r), но и по вертикали ($0 < z < h$). В этом случае

$$V_{zs}^z = \frac{2Mq}{\pi S} \cdot \frac{(2h - z + 2t/S\mu) \left\{ 1 + \frac{1.25[r^2 - 2(2h - z + 2t/S\mu)^2]}{r^2 + (2h - z + 2t/S\mu)^2} \right\}}{[r^2 + (2h - z + 2t/S\mu)^2]^{5/2}}. \quad (2.15)$$

Для соосных диполей (установка АМПП) $r=0$ и (2.15) упрощается, так что

$$V_{zs}^z = -\frac{3Mq}{\pi S b^4} (1 + 2\bar{t})^{-4}, \quad (2.16)$$

где $\bar{t} = t/(S\mu b)$, $b = 2h - z$.

При $z=0$ из (2.15) получается (2.14).

Для установок с незаземленными петлями имеют место приводимые ниже формулы.

Магнитное поле в центре круговой петли радиуса R

$$H_{zs}^a = \frac{I}{2R} \left[1 - \frac{1}{(1 + 4\bar{m}^2)^{3/2}} \right], \quad (2.17)$$

где $\bar{m} = \bar{h} + \bar{t} - \bar{z}/2$, $\bar{h} = h/R$, $\bar{t} = t/(S\mu R)$, $\bar{z} = z/R$.

Эдс, наводимая этим полем в приемной катушке,

$$V_{zs}^a = -\frac{6Iq}{SR^2} \cdot \frac{\bar{m}}{(1 + 4\bar{m}^2)^{5/2}}. \quad (2.18)$$

Поток в совмещенных круговых петлях того же радиуса

$$\Phi_{cbs}^{cr} = \Phi_{cbs}^{st} - \frac{\pi\mu RI}{2} \sum_{n=1}^{\infty} q_n (1 + \bar{m}^2)^{-(n+1/2)}, \quad (2.19)$$

где

$$q_n = \frac{n[(2n-1)!!]^2}{(n+1)[(2n!!)]^2}, \quad \bar{m} = \bar{h} + \bar{t}, \quad (2.20)$$

а Φ_{cbs}^{st} определяется формулой, приведенной в обозначениях к табл. 3. Эдс в совмещенных круговых петлях

$$V_{cbs}^{cr} = \frac{6\pi I}{S} \bar{m} \sum_{n=1}^{\infty} p_n (1 + \bar{m}^2)^{-(n+3/2)}, \quad (2.21)$$

$$\text{где } p_n = \frac{n[(2n-1)!!]^2 (2n+1)}{12(n+1)[(2n!!)]^2},$$

Очевидно, во всех случаях, когда источник и приемник расположены на поверхности проводящей плоскости ($h=z=0$), необходимо \bar{m} заменить на \bar{t} .

2.2.1. Асимптотика дальней и ближней зон

В формулах для плоскости S фигурирует сочетание $2h-z+2t/S\mu$ (либо $h+t/S\mu$ при $z=0$). В этом случае $\bar{m} = \bar{h} + \bar{t}$, или $m = h + t/S\mu$.

Очевидно, в дальней зоне $\bar{m} <> 1$. Это означает, что $r >> h$ и $r >> t/S\mu$. Эти условия не нарушаются, если еще $t/S\mu << h$, что соответствует ранней стадии, когда $m \approx h$. Асимптотические формулы в дальней зоне магнитного диполя имеют вид

$$E_{qs}^M = \frac{3M\bar{m}}{\pi S r^3}, \quad (2.22)$$

$$H_{zs}^M = -\frac{9M\bar{m}^2}{2\pi r^3}, \quad (2.23)$$

$$V_{zs}^M = \frac{9Mq\bar{m}}{\pi S r^4}. \quad (2.24)$$

Эдс для приподнятых диполей (2.15) также сводится к выражению (2.24), в котором надо положить $\bar{m} = \bar{h} + \bar{t} - \bar{z}/2$. Если диполи соосны, то $r=0$ и роль разноса играет расстояние $b=2h-z$. Для этого случая ($\bar{t} = t/(S\mu b) << 1$) из (2.16) получим

$$V_{zs}^M = -\frac{3Mq}{\pi S b^4} (1 - 8\bar{t}). \quad (2.25)$$

Для поля в центре круговой незаземленной петли найдем

$$H_{zs}^{cr} = \frac{3I\bar{m}^2}{R}, \quad (2.26)$$

а для эдс в приемной катушке

$$V_{zs}^a = -\frac{6Iq\bar{m}^2}{SR^2}. \quad (2.27)$$

В ближней зоне $\bar{m} >> 1$. Это означает, что $h >> r$ и $t/S\mu >> r$. Эти условия не нарушаются, если еще $t/S\mu >> h$, что соответствует поздней ста-

дии, когда поле перестает зависеть от глубины залегания плоскости и $m \approx t/S\mu$.

Асимптотические формулы в ближней зоне вертикального магнитного диполя имеют вид

$$E_{qs}^M = \frac{3M}{32\pi S r^3 \bar{m}^4} \approx \frac{3Mr}{32\pi} S^3 \left(\frac{\mu}{t}\right)^4, \quad (2.28)$$

$$H_{zs}^M = -\frac{M}{4\pi r^3} \left(1 + \frac{1}{4\bar{m}^3}\right) \approx -\frac{M}{4\pi r^3} [1 + (S\mu r/t)^3/4], \quad (2.29)$$

$$V_z^M = -\frac{3Mq}{16\pi S r^4 \bar{m}^4} \approx -\frac{3Mq}{16\pi} S^3 \left(\frac{\mu}{t}\right)^4. \quad (2.30)$$

Формула (2.15) для приподнятых диполей, разнесенных по горизонтали и вертикали, вырождается в ближней зоне в формулу (2.16) для соосных диполей и в поздней стадии также перестает зависеть от расстояний

$$V_z^Z = -\frac{3Mq}{\pi S b^4} (1+2t)^{-4} \approx -\frac{3Mq}{16\pi} S^3 \left(\frac{\mu}{t}\right)^4. \quad (2.31)$$

Поле в центре круговой петли

$$H_{zs}^a = \frac{I}{2R} \left(1 - \frac{1}{8\bar{m}^3}\right) \approx \frac{I}{2R} [1 - (S\mu R/t)^3/8], \quad (2.32)$$

а наводимая этим полем эдс в приемной катушке

$$V_z^{cr} = -\frac{3Iq}{16SR^2 \bar{m}^4} \approx -\frac{3IQq}{16\pi} S^3 \left(\frac{\mu}{t}\right)^4. \quad (2.33)$$

Поток в совмещенных петлях

$$\Phi_{cbs}^{cr} = \Phi_{cb}^{st} - \frac{IQ\mu}{16R\bar{m}^3} \approx \Phi_{cb}^{st} - \frac{IQ^2}{16\pi} S^3 \frac{\mu}{t^3}, \quad (2.34)$$

а эдс в совмещенных петлях

$$V_{cbs}^{cr} = -\frac{3\pi I}{16S\bar{m}^4} \approx -\frac{3IQ^2}{16\pi} S^3 \left(\frac{\mu}{t}\right)^4. \quad (2.35)$$

Так же, как и для полупространства, обращает на себя внимание универсальность формул ближней зоны (поздней стадии) для эдс различных установок.

2.2.2. Кажущаяся продольная проводимость

Реальное неоднородное полупространство в каждый момент времени t может быть охарактеризовано не только кажущимся сопротивлением $\rho_t = 1/\sigma_t$, но и кажущейся продольной проводимостью некоторого эффективного слоя с мощностью, примерно равной эффективной толщине скрин-слоя (см. раздел 1.4.2)

$$\delta_t = 2[\rho_t t / (\pi\mu)]^{1/2}. \quad (2.36)$$

Этот слой в свою очередь может быть заменен эквивалентной по наблюдаемому сигналу проводящей плоскостью с кажущейся продольной

проводимостью S_t , расположенной на некоторой эффективной глубине h_{ef} .

Подобно ρ_t эффективный параметр S_t может быть определен по асимптотическим формулам поздней стадии становления поля. Воспользуемся универсальной формулой для эдс в поздней стадии, например формулой (2.33), из которой

$$S_t = \left[\frac{16\pi V(t)}{3IQq} \right]^{1/3} \left(\frac{t}{\mu} \right)^{4/3}. \quad (2.37)$$

Более широкое распространение получили способы, в которых определяются оба параметра проводящей плоскости: S_t и h_{ef} . Один из них основан на составлении отношения n -й производной измеряемого сигнала по времени к его i -кратному интегралу в соответствующим образом подобранных степенях, а широкое практическое применение получил так называемый дифференциальный вариант этого способа, в котором используются непосредственно измеренный сигнал и его первая производная [61].

Поясним этот способ на примере электрической компоненты вертикального магнитного диполя. Формулу (2.12) представляют в виде

$$E_{qs}^M = \frac{K}{S} F(\bar{m}), \quad (2.38)$$

где

$$K = 3M / (\pi r^3), \quad F(\bar{m}) = \frac{\bar{m}}{(1+4\bar{m}^2)^{5/2}}. \quad (2.39)$$

Далее определяют производную

$$\dot{E}_{qs}^M = \frac{K}{\mu r S^2} F'(\bar{m}), \quad (2.40)$$

где

$$F'(\bar{m}) = \frac{1-16\bar{m}^2}{(1+4\bar{m}^2)^{7/2}}, \quad (2.41)$$

и составляют функцию

$$\phi(\bar{m}) = \mu r K \frac{|\dot{E}_{qs}^M|}{(E_{qs}^M)^2} = \frac{|F'(\bar{m})|}{F^2(\bar{m})} = \left| \frac{1}{\bar{m}^2} - 16 \right| (1+4\bar{m}^2)^{3/2}. \quad (2.42)$$

По значению $\phi(\bar{m})$, найденному из экспериментального отношения $(E_{qs}^M)^2$ и ее производной, по заранее рассчитанной правой части (2.42) находят графически или подбором соответствующее значение \bar{m} , вычисляют $F(\bar{m})$ и из (2.38) находят S . По найденным \bar{m} и S вычисляют $h = (\bar{m} - t)r$.

Для условий ближней зоны значение S может быть найдено аналитически. Воспользуемся универсальной формулой для эдс (например, 2.33) и составим отношения $[V(t)]^3 / [\dot{V}(t)]^4$. Нетрудно найти, что

$$S = 16[\pi / (3\mu^4 IQq)]^{1/3} \cdot [V(t)]^{5/3} / [\dot{V}(t)]^{4/3}. \quad (2.43)$$

Рассмотрим связь между определяемой таким способом продольной проводимостью и кажущейся электропроводностью. Для этого снова воспользуемся универсальной формулой для эдс от полупространства в ближней зоне

$$V(t) = IQq\sigma_t^{3/2}(\mu/t)^{5/2}/(20\pi^{3/2}) \quad (2.44)$$

и ее производной по времени

$$\dot{V}(t) = -5IQq\sigma_t^{3/2}\mu^{5/2}t^{-7/2}(1-0.6\delta_t/\sigma_t)/(40\pi^{3/2}) \quad (2.45)$$

и подставим их в (2.43). Получим

$$S = (\sigma_t/\mu)^{1/2}|1-0.6n|^{-4/3}, \quad (2.46)$$

где

$$n = \frac{d(\log \sigma_t)}{d(\log t)} = -\frac{d(\log \rho_t)}{d(\log t)}. \quad (2.47)$$

С точностью до коэффициента $2/\sqrt{\pi}$, близкого к единице, кажущуюся продольную проводимость, найденную по (2.46), можно переписать в виде

$$S_t = S_b|1-0.6n|^{-4/3}, \quad (2.48)$$

где S_b - эффективная продольная проводимость скин-слоя (см. формулу 2.36), равная

$$S_b = \sigma_t \delta_t = 2(\sigma_t/\mu)^{1/2}. \quad (2.49)$$

Если разрез не слишком контрастен, так что $0.6n \ll 1$, то

$$S_t \approx S_b|1+0.8n|. \quad (2.50)$$

Отсюда видно, что S_t состоит из устойчивой (S_b) и неустойчивой частей. Последняя представляет собой логарифмическую производную от σ_t (или ρ_t) по логарифму времени, которую находят численным дифференцированием. Роль неустойчивой части уменьшается с уменьшением контрастности разреза. В частности, в однородном полупространстве S_t обращается в нуль и S_t пропорционально корню из истинного значения удельной электропроводности среды.

Другой способ определения S_t и h_{ϕ} [19] заключается в вычислении этих параметров по значениям сигнала для двух моментов времени становления поля t_i и t_{i+1} . Значения времени выбирают достаточно близкими друг к другу, чтобы можно было отнести результат к их среднему значению. Поэтому данный способ дает результат, близкий к тому, в котором используется сигнал и его производная, но выгодно отличается тем, что в нем не используется такая неустойчивая операция, как численное дифференцирование.

2.3. Несколько проводящих плоскостей

Часто встречающаяся модель разреза типа КН в упрощенном виде может быть представлена двумя проводящими плоскостями S_1 (на поверхности) и S_2 (на глубине d). Решение этой задачи получено численным интегрированием [22]. Пример результатов расчетов для круговых

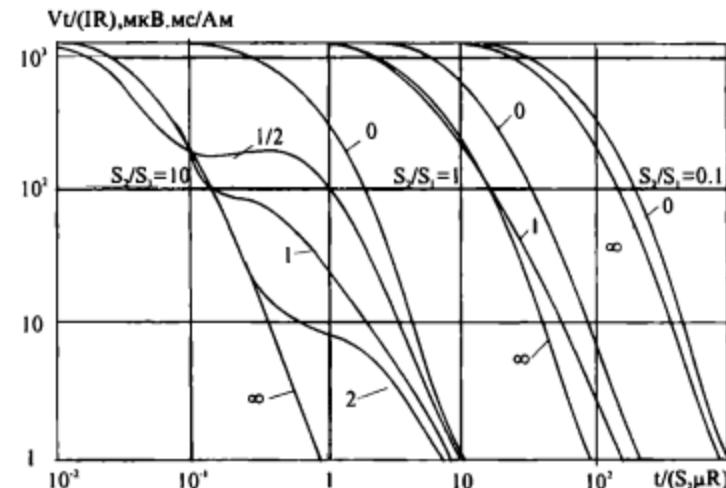


Рис. 9. Приведенные значения неустановившегося сигнала в совмещенных петлях от двух тонких пластин

совмещенных петель приведен на рис. 9. Здесь показано нормированное значение сигнала $Vt/(IR)$, выраженное в удобных для практики единицах - мкВ·мс/А·м. Индексом серии кривых является отношение продольных проводимостей пластов S_1/S_2 , а индексом отдельной кривой - отношение глубины залегания второго пласта к радиусу петли $d = d/R$. В каждую серию включены дополнительно кривая с индексом ∞ для одиночного пласта с продольной проводимостью S_1 и кривая с индексом 0 для одиночного пласта с продольной проводимостью S_1+S_2 . Все кривые постепенно переходят с кривой S_1 на кривую S_1+S_2 . Чем больше глубина второй пластины, тем позднее по времени происходит этот переход. Влияние нижнего пласта на суммарный переходный процесс весьма существенно при $S_2 > S_1$, а при $S_2 \leq S_1$ резко ослабевает.

Рассмотрим лежащую на непроводящем основании проводящую толщу пород с произвольным распределением электропроводности по глубине. Разобъем ее на серию тонких пластов с мощностями m_i , в пределах которых электропроводность $\sigma = \sigma_i = \text{const}$. Пусть при этом для заданного времени становления t соблюдается условие малости мощности любого пласта по сравнению с толщиной скин-слоя

$$u_i = \frac{m_i}{\delta_i} = m_i \sqrt{\sigma_i \mu / (2t)} \ll 1. \quad (2.51)$$

При этом условии поле будет определяться продольными проводимостями пластов $S_i = \sigma_i m_i$. Это означает, что серию пластов конечной мощности можно заменить серией проводящих плоскостей с соответствующими значениями продольных проводимостей, разделенных непроводящими промежутками. Для вихревой моды поля такая аппроксимация горизонтально-слоистой среды оказывается весьма эффективной.

Она позволяет существенно сократить время расчета одномерной прямой задачи [67]. С ростом времени становления t увеличивается толщина скин-слоя, что позволяет уменьшить количество слоев, представляющих проводящую толщу вплоть до замены ее двумя, а затем и одной проводящей плоскостью. Это соображение дает возможность получить условие замены однородной проводящей толщи одной плоскостью S из решения задачи для двух одинаковых плоскостей $S_1=S_2=S/2$. Анализ этого решения приводит к условию вида

$$\frac{t}{\sigma \mu \text{м}^2} > 10, \quad (2.52)$$

где t - мощность однородной толщи,
 σ - ее электропроводность.

2.4. Сферически слоистая среда

2.4.1. Геоэлектрические модели Земли и рудной залежи

Рассматриваемая геоэлектрическая модель имеет два важных аспекта. Один из них представляет ситуацию, типичную для рудной геофизики в случае, когда залежь хорошо проводящих массивных руд окружена ореолом измененных пород, другой - соответствует сферической модели Земли.

Если первая модель не требует специальных пояснений, то вторая представляется несколько более сложной. ЭМ поле Земли возбуждается огромными токовыми вихрями в ионосфере и магнитосфере. Размеры вихрей превышают размеры Земли в несколько раз. Использование вариаций с периодами до полугода позволило оценить распределение электропроводности на глубину до 1000 км. Электропроводность более глубоких структур определена гипотетически на основе физических представлений о состоянии вещества при высоких температуре и давлении. Дополнительные сведения об электропроводности нижней мантии получены из анализа недипольной части магнитного поля Земли, проходящего от ядра к поверхности. В обобщенном виде эти данные приведены в работе [15].

Распределение электропроводности показано на рис. 10. Из рисунка видно, что в земной коре (слой А) электропроводность с глубиной возрастает. Здесь при температурах менее 1000-1200° С свойства вещества соответствуют полупроводниковым. Носителями зарядов являются как электроны, так и дырки. В низах литосферы на границе с астеносферой (≈ 150 км) температура достигает 1000-1200°, и электропроводность увеличивается до 10^{-2} См/м. По механизму она соответствует ионной проводимости. В астеносфере (слой В) наблюдается понижение температуры. Вещество здесь находится в состоянии ниже температуры его плавления, и электропроводность соответственно понижается. Рост электропроводности в средней мантии (слой С) обусловлен собственной полупроводниковой и электронной проводимостью. Скачки электропроводности на

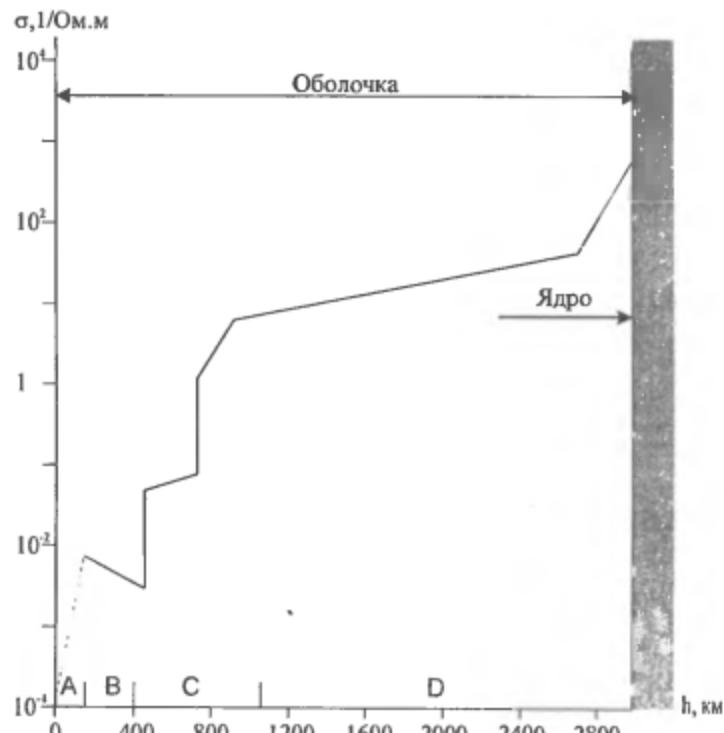


Рис.10. Электропроводность земной коры (литосфера А), верхней (астеносфера В), средней С и нижней D мантии (по В.Н.Жаркову)

глубинах около 400 и 700 км связаны с фазовыми переходами вещества. В низах средней мантии электропроводность возрастает от 10^{-1} до 1 См/м. Скачок электропроводности на глубине 700 км коррелирует со скоростной сейсмической границей. На границе слоев С и D электропроводность возрастает до 10 См/м. Далее с глубиной она продолжает увеличиваться примерно до 10^2 , а затем до 10^3 См/м. Механизм электропроводности здесь электронно-полупроводниковый. В расплавленной металлической части ядра на глубине 2900 километров и более электропроводность возрастает еще на несколько порядков.

Что касается модели залежи массивных руд, то она может быть сложена колчеданными, колчеданно-полиметаллическими, медно-колчеданными, медно-никелевыми и другими массивными сульфидными рудами, для которых характерна высокая электропроводность (десятие и даже сотые доли Ом·м). Для вмещающих пород характерны окорудные гидротермально-метасоматические преобразования в виде рассланцевания, серпентизации, хлоритизации, карбонатизации и т. п., а также вторичной сульфидной минерализации (чаще всего - пиритизации). Удельное сопротивление измененных пород имеет промежуточные значения между массивной рудой и высокоомными неизмененными вмещающими породами. Обычно это единицы - десятки Ом·м. Размеры

ореолов гидротермально измененных пород могут превышать размеры рудных тел в несколько раз [6].

При исследовании новой модели на первом этапе очень важно получить легко анализируемый результат. В этом случае лучше всего ввести такие упрощения, которые позволяли бы найти аналитическое решение, если таковое возможно, но при этом сохранили бы принципиальные особенности модели, позволяющие, в частности, оценить влияние электропроводности оболочки. С учетом этого приняты следующие упрощения:

- ЭМ поле создается экваториальным токовым вихрем (либо круговой незаземленной петлей для рудной модели), соосным с моделью и превышающим ее размеры в несколько раз, так что первичное магнитное поле в объеме модели можно считать однородным,
- среда, вмещающая модель, имеет бесконечное сопротивление,
- слоистая модель заменяется шаром, окруженным эквивалентным сферическим S-слоем с продольной проводимостью S,
- шар может быть слабо проводящим, либо идеально проводящим.

2.4.2. Шар в оболочке

Для определения эквивалентных значений продольной проводимости S и радиуса R обратимся сначала к описанной выше геоэлектрической модели Земли (см. рис. 10). Оболочка этой модели содержит 6 слоев с различными значениями электропроводности. Наиболее резким возрастанием электропроводности характеризуется переход от верхней мантии к средней. Поэтому имеет смысл отнести среднюю и нижнюю мантию к идеально проводящему ядру, а верхнюю мантию и литосферу заменить эквивалентной S-оболочкой. Заменим каждый из этих двух слоев с номером $i=1,2$ эквивалентным сферическим S_i-слоем радиуса R_i, проходящего через середину слоя, вычислим продольную проводимость каждого слоя, а затем суммарную продольную проводимость S оболочки. Для приближенных оценок будем полагать, что глубинные зондирования Земли проводятся в спектре очень низких частот, когда взаимодействием токов в различных слоях можно пренебречь. В этом случае, используя приведенную ниже формулу (2.65) и полагая в ней $r < < \beta$, после необходимых преобразований найдем, что радиус эквивалентного S-слоя

$$R = \left(\left(\sum_{i=1}^2 S_i R_i^4 \right) / S \right)^{1/4}. \quad (2.53)$$

В результате вычислений (с использованием данных о приведенной выше модели) были найдены параметры эквивалентного сферического S-слоя: S=2067 См/м, R=6130 км. Отношение радиусов ядра и оболочки оказалось равным (6375-2900)/6130=0.565.

Что касается рудной модели, то для наших оценок, в соответствии с приведенными выше данными о размерах ореолов измененных пород, отношение радиусов ядра и оболочки можно также взять равным 0.565.

В наиболее общем виде решение прямой задачи для сферически слоистой геоэлектрической модели получено в [64] методом разделения переменных. В соответствии с этим решением

$$H_r = H_0 (1 - g^3 W) \cos \theta, \quad (2.54)$$

$$H_\theta = -H_0 (1 + 0.5g^3 W) \sin \theta, \quad (2.55)$$

$$E_\phi = 0.5 i \omega H_0 r (1 - g^3 W) \sin \theta, \quad (2.56)$$

где H₀ - первичное магнитное поле,

$$W = 1 - 3(R_1 - 1/(k_1 r_1))/(k_1 r_1), \quad (2.57)$$

$$R_1 = \operatorname{cth}(k_1 h_1 + \operatorname{arcth}((1-\sigma_1/\sigma_2)/(k_1 r_2) + (\sigma_1/\sigma_2)^{1/2} \operatorname{cth}(k_2 h_2 + \dots))$$

$$\dots \operatorname{arcth}((1-\sigma_{i-1}/\sigma_i)/(k_{i-1} r_i) + (\sigma_{i-1}/\sigma_i)^{1/2} \operatorname{cth}(k_i h_i \dots))$$

r, θ, ϕ - сферические координаты, $g=r/r_1$,
 h_i - глубина подошвы i-го слоя,
 r_i - его радиус, при этом $r_1=R_E$ - радиус Земли.

Положив N=3, $\sigma_3=\infty$, $\sigma_2=0$, а также $\sigma_1 \rightarrow \infty$, $h_1 \rightarrow 0$ так, что $\sigma_1 h_1 = \text{const} = S$, можно из общего решения найти решение для нашей упрощенной модели. В соответствии с (2.54) - (2.56) на поверхности оболочки оно будет иметь вид

$$H_r = H_0 (1 - WR^3r^{-3}) \cos \theta, \quad (2.59)$$

$$H_\theta = -H_0 (1 + 0.5W R^3r^{-3}) \sin \theta, \quad (2.60)$$

$$E_\phi = 0.5 i \omega H_0 r (1 - W R^3r^{-3}) \sin \theta. \quad (2.61)$$

Функцию отражения можно найти не только методом разделения переменных, но и другим, более простым и наглядным, методом Кадена [20]. Метод Кадена дает тот же результат, что и метод разделения переменных, но позволяет сделать это более просто и легко выделить вклады, вносимые во вторичное поле различными элементами системы "шар-оболочка". Метод основан на следующих физических рассуждениях. Магнитное поле падает на оболочку, частично отражается, а частично проходит внутрь и падает на шар, отражается от шара и падает на внутреннюю поверхность оболочки. Здесь оно снова частично выходит во внешнюю область, а частично отражается от внутренней поверхности оболочки, падает на шар, отражается и т.д. В соответствии с этими рассуждениями

$$W = W_s + g^3 W_{bs}, \quad (2.62)$$

$$W_{bs} = V_s^2 W_B + V^2 W_B^2 W_{sl} + \dots = V_s^2 \sum_{k=1}^{\infty} W_B^k W_{sl}^{k-1} = V_s^2 W_B / (1 - W_B W_{sl}), \quad (2.63)$$

где теперь

$g = R_B/R$ - отношение радиусов шара и оболочки,

W_s - функция отражения оболочки,

W_{sl} - функция отражения от внутренней стенки оболочки,

V_s - функция "прозрачности" оболочки,

W_{bs} - функция отражения шара с учетом взаимодействия токов в шаре и в оболочке,

W_B - функция отражения шара в отсутствии оболочки.

Теперь методом разделения переменных нужно решить две существенно более простые задачи: о тонкой оболочке и о шаре отдельно. Согласно [38], решение для тонкой оболочки имеет вид

$$V_S = \beta/(p+\beta), \quad (2.64)$$

$$W_S = W_{BS} = p/(p+\beta), \quad (2.65)$$

где $\beta = 3/(S\mu R) = 1/\tau_0$.

Для шара в отсутствии оболочки согласно (2.57) имеем

$$W_B = 1 + 3/(kR_B)^2 - 3\operatorname{ctg}(kR_B)/(kR_B). \quad (2.66)$$

Для идеально проводящего шара (2.66) равно единице и (2.63) с учетом (2.64), (2.65) принимает вид

$$W_{BS} = \beta/(p+\beta). \quad (2.67)$$

Решение во временной области определяется как обратное преобразование Лапласа от решения в частотной области

$$H_r = H_0 LR^3 r^{-3} \cos \theta, \quad (2.68)$$

$$H_\theta = -0.5 H_0 LR^3 r^{-3} \sin \theta, \quad (2.69)$$

$$E_\phi = 0.5\mu H_0 LR^3 r^{-3} \sin \theta, \quad (2.70)$$

где

$$L = L_S + g^3 L_{BS}, \quad \dot{L} = dL/dt, \quad (2.71)$$

L_S и L_{BS} - оригиналы функций W_S и W_{BS} , характеризующие вклады оболочки и шара, соответственно, в суммарный переходный процесс.

Вклад оболочки во внешнее вторичное магнитное поле в ω -области определяется ее функцией отражения и имеет вид (2.65). С учетом спектра $1/p$ ступенчато изменяющегося первичного поля во временной области это соответствует экспоненциальному затуханию вихревых токов в оболочке. Переходная характеристика имеет вид

$$L_S = e^{-\beta t}. \quad (2.72)$$

Вклад шара определим для двух крайних случаев - идеально проводящего и слабо проводящего шара.

Для идеально проводящего шара в соответствии с (2.67)

$$L_{BS} = 1 - e^{-\beta t}. \quad (2.73)$$

При малых значениях βt (ранние времена, большая проводимость оболочки) внутренний шар полностью экранируется. С ростом времени (или уменьшением S) экранирование ослабевает и функция L_{BS} стремится к единице, т.е. к значению функции L_B (или оригинала W_B) для идеально проводящего обнаженного шара. Отметим, что всегда $L_{BS} < L_B$.

Для слабо проводящего шара можно пренебречь взаимодействиями высоких порядков и представить ряд (2.63) его первым членом

$$W_{BS} \approx V_S^2 W_B. \quad (2.74)$$

Функцию W_{BS} представим в виде суммы простых дробей и после необходимых преобразований найдем

$$W_{BS} = 6\beta^2 p \sum_{k=1}^{\infty} 1/(\pi k^2)[p + \alpha(\pi k)^2](p + \beta)^2 \quad (2.75)$$

где $\alpha = 1/(\sigma\mu R_B^2)$.

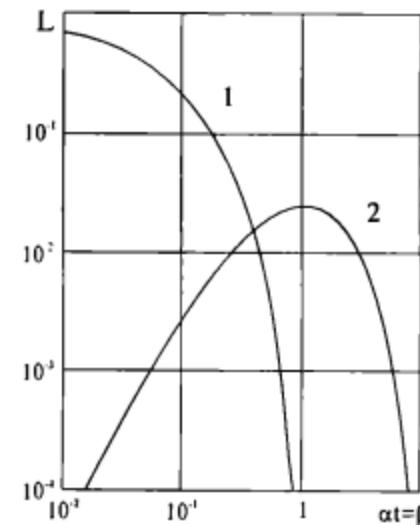


Рис. 11. Неустановившееся магнитное поле вихревых токов в шаре при отсутствии (1) и наличии (2) экранирующей оболочки

В этом случае оригинал

$$L_{BS} = 6 \sum_{k=1}^{\infty} F(\gamma, \beta t) \exp[-\alpha(\pi k)^2 t]/(\pi k)^2, \quad (2.76)$$

$$F(\gamma, \beta t) = \{1 - \exp[-(1 - \gamma(\pi k)^2)\beta t]\} \cdot [1 + (1 - \gamma(\pi k)^2)\beta t] / [1 - \gamma(\pi k)^2]^2, \quad (2.77)$$

где $\gamma = \alpha/\beta = S/(3\sigma R_B)$.

Поскольку S изменяется в широких пределах, значения γ могут быть как больше, так и меньше единицы. В частности при $S=0$ (оболочка отсутствует), $F(0, \infty)=1$ и функция L_{BS} обращается в соответствующую функцию для обнаженного шара

$$L_B = 6 \sum_{k=1}^{\infty} \exp[-\alpha(\pi k)^2 t]/(\pi k)^2. \quad (2.78)$$

На рис. 11 показан пример результатов расчета функций L_B и L_{BS} при $\gamma=1$, из которого видно, что при малых βt значения $L_{BS} < L_B$, но с ростом βt это соотношение меняется на обратное. Это интересное явление указывает на возможность превышения аномалии от проводящего объекта, расположенного под электромагнитным экраном (например, под слоем проводящих поверхностных отложений), по отношению к аномалии от того же объекта без экрана. Но это не означает, что для неустановившегося (впрочем, как и для гармонического) поля может иметь место так называемое отрицательное экранирование. Качественно характер изменения поля легко прослеживается по характерной точке - максимуму. Из-за экранирующего действия оболочки максимум вихревых токов в шаре уменьшается по амплитуде и сдвигается вправо по времени, т.е. оболочка препятствует мгновенному изменению поля, возбуждающего токи в шаре, и тем самым задерживает процесс развития и последующего затухания этих токов. Это означает, что при наличии

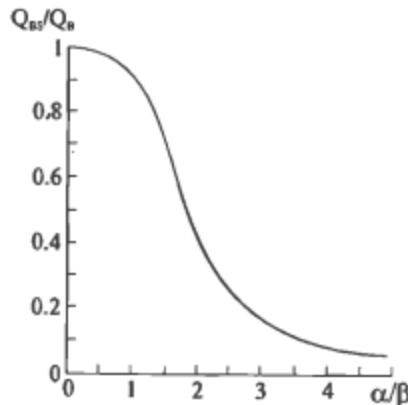


Рис. 12. Отношение энергий неустановившихся магнитных полей вихревых токов в шаре с оболочкой и без оболочки

оболочки на более поздней стадии наблюдается уменьшенный по амплитуде сигнал, соответствующий более ранней стадии для обнаженного шара. Увеличение интенсивности процесса не может иметь места. В противном случае возникла бы дополнительная энергия. Энергию вторичного поля можно вычислить в виде интеграла по времени (от 0 до ∞) для функций L_{bs}^2 и L_b^2 . График отношения вычисленных таким образом энергий Q_{bs}/Q_b , представляющего собой функцию только одного параметра γ , показан на рис. 12. Из рисунка видно, что с ростом проводимости оболочки ее экранирующее действие увеличивается, и энергия вторичного поля шара уменьшается.

3. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПРИСУТСТВИИ ЛОКАЛЬНЫХ ПРОВОДНИКОВ

Рассмотрим вначале переходные характеристики локальных проводящих объектов простой формы в непроводящей среде. Сюда относятся тела с изомерным сечением (шар, цилиндр) и плоские тела (диск, полоса).

3.1. Тела изомерного сечения

Пусть немагнитный шар радиуса a и проводимости σ находится на глубине h под поверхностью непроводящего полупространства. В качестве дополнительного упрощения примем, что шар помещен в однородное магнитное поле. В разделе 1.3 мы видели, что такое поле может быть создано в центральной части незаземленной петли большого размера, размещенной на поверхности полупространства. Оно сопровождается электрическим полем, линейно возрастающим с увеличением расстояния от оси петли.

Пусть магнитное поле в момент $t=0$ включается по ступенчатому закону. Благодаря присутствию шара переходный процесс развивается следующим образом. В первый момент на поверхности шара возникают вихревые токи, препятствующие изменению поля внутри шара. Затем эти токи проникают внутрь шара, одновременно затухая из-за расхода энергии на тепло. Благодаря осевой симметрии магнитное поле над шаром в цилиндрической системе координат (r, z, ϕ) с центром в эпицентре шара на поверхности полупространства описывается двумя компонентами

$$H_z = H_p(r, 0) - H_p(0, 0)f(\bar{h})f_z(\bar{r})\bar{a}^3 L_b(at), \quad (3.1)$$

$$H_r = H_p(0, 0)f(\bar{h})f_r(\bar{r})\bar{a}^3 L_b(at). \quad (3.2)$$

Запишем входящие в эти формулы величины для случая квадратной петли со стороной $2L$:

$H_p(r, 0)$ - первичное поле петли в точке наблюдения,

$H_p(0, 0)$ - первичное поле в центре петли (в эпицентре шара), равное

$$H_p(0, 0) = \frac{I\sqrt{2}}{\pi L}, \quad (3.3)$$

$f(h/L)$ - функция убывания первичного поля с увеличением глубины h до центра шара на оси петли, равная

$$f(\bar{h}) = \sqrt{2} / [(1 + \bar{h})^2 (2 + \bar{h}^2)^{1/2}], \quad \bar{h} = h / L, \quad (3.4)$$

$f_z(\bar{r}), f_r(\bar{r})$ - геометрические функции шара, равные

$$f_z(\bar{r}) = (2 - \bar{r}^2) / [2(1 + \bar{r}^2)^{5/2}], \quad (3.5)$$

$$f_r(\bar{r}) = 1,5\bar{r} / (1 + \bar{r}^2)^{5/2}, \quad (3.6)$$

$\bar{r} = r / h$, $\bar{a} = a / h$, r - расстояние от эпицентра шара до точки наблюдения,

$L_b(at)$ - переходная функция шара, равная

$$L_b(at) = 6 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 at} / (\pi k)^2, \quad (3.7)$$

$$\alpha = 1/(\sigma \mu a^2), \mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м.} \quad (3.8)$$

Из формул (3.1), (3.2) следует, что поле вихревых токов в шаре имеет вне шара структуру поля магнитного диполя с моментом, пропорциональным первичному полю в центре шара (однородному в объеме шара), кубу радиуса шара и функции L_B .

Если поле создается круговой петлей радиуса R , то

$$H_p(0,0) = I/(2R), \quad (3.9)$$

$$f(\bar{h}) = (1 + \bar{h}^2)^{-3/2}, \quad \bar{h} = h/R. \quad (3.10)$$

Графики геометрических функций $f_{x,z}(r)$ показаны на рис. 13.

Функция $L_B(\alpha t)$ описывает поле от неустановившихся токов в шаре на его поверхности. Соответственно, в момент включения первичного поля

$$L_B(0) = 6 \sum_{k=1}^{\infty} 1/(\pi k)^2 = 1. \quad (3.11)$$

В поздней стадии (при $\alpha t > 0.1$) с достаточной точностью

$$L_B(\alpha t) \approx \frac{6}{\pi^2} e^{-\pi^2 \alpha t}, \quad (3.12)$$

т.е. остается одна экспонента с номером $k=1$.

На практике чаще всего измеряется эдс в приемной рамке с эффективной площадью q

$$V_{z,r} = \mu H_p(0,0) q f(\bar{h}) f_{z,r}(\bar{r}) \bar{a}^3 L_B(\alpha t), \quad (3.13)$$

где

$$\bar{L}_B(\alpha t) = 6\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(\pi k)^2 \alpha t}. \quad (3.14)$$

При $\alpha t > 0.1$

$$\bar{L}_B(\alpha t) \approx 6\alpha e^{-\pi^2 \alpha t}. \quad (3.15)$$

Если шар магнитный, то $\bar{\mu} = \mu/\mu_0 > 1$ и вид функций L_B и \bar{L}_B изменяется, так что

$$L_B(\bar{\mu}, \alpha t) = 6\bar{\mu} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha t x_k^2 / \bar{\mu}}}{x_k^2 + (\bar{\mu} - 1)(\bar{\mu} + 2)}, \quad (3.16)$$

$$\bar{L}_B(\bar{\mu}, \alpha t) = 6\alpha \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x_k^2 e^{-\alpha t x_k^2 / \bar{\mu}}}{x_k^2 + (\bar{\mu} - 1)(\bar{\mu} + 2)}, \quad (3.17)$$

где x_k - корни трансцендентного уравнения

$$\operatorname{tg} x = x(\bar{\mu} - 1)/[x_k^2 + (\bar{\mu} - 1)]. \quad (3.18)$$

При $\bar{\mu} = 1$ эти корни равны (πk) , и (3.16), (3.17) обращаются в (3.7) и (3.14), соответственно.

Кривые функций L_B и $\bar{L}_B/6\alpha$ показаны на рис. 14. Кривая с индексом $\bar{\mu} = 1$ соответствует немагнитному шару. Эти графики характеризуют переходный процесс после выключения первичного поля. Кривые функции L_B с разным $\bar{\mu}$ почти параллельны друг другу и различаются главным образом по амплитуде. При $t \rightarrow 0$ они выходят на асимптоту,

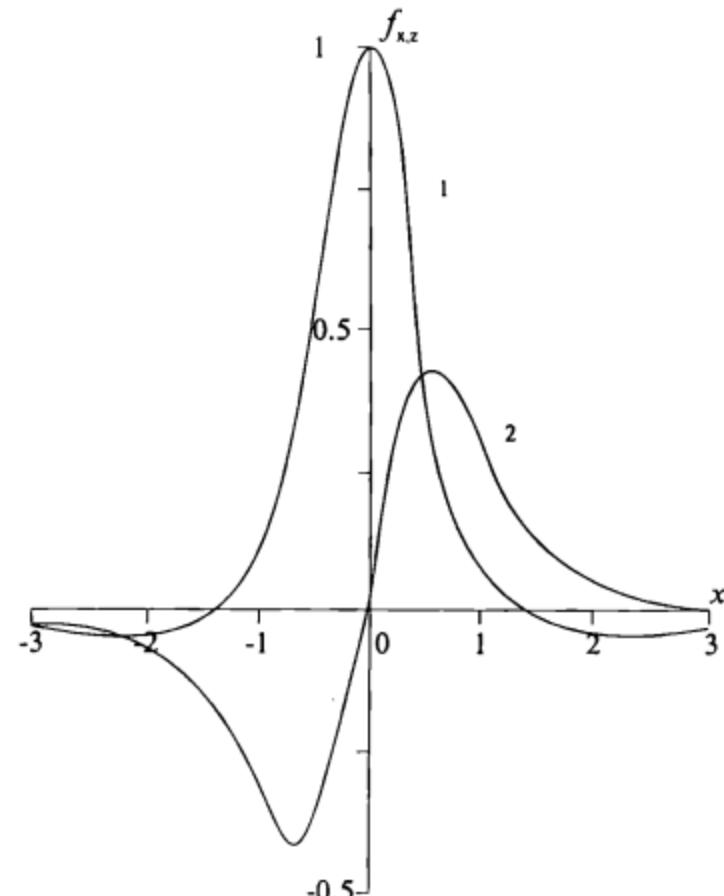


Рис. 13. Графики геометрических функций шара: f_1 (1) и f_2 (2)

соответствующую первичному полю, увеличенному за счет намагничивания шара

$$L_B(\bar{\mu}, 0) = 1 + \frac{2(\bar{\mu} - 1)}{\bar{\mu} + 2} = \frac{3\bar{\mu}}{\bar{\mu} + 2}. \quad (3.19)$$

Такое поле устанавливается на поверхности шара в конце токового импульса большой длительности, когда проводимость среды уже не влияет на величину поля. С этого уровня начинается спад поля в паузе, с ним связано различие кривых спада поля по амплитуде. Скорость спада изменяется мало. Поэтому кривые для эдс (пунктир) значительно меньше отличаются друг от друга. Таким образом, проводя измерения эдс в паузах и измерения поля в конце токового импульса можно в значительной степени разделить влияние проводимости шара и его магнитной проницаемости, исключив при этом влияние остаточного намагничения.

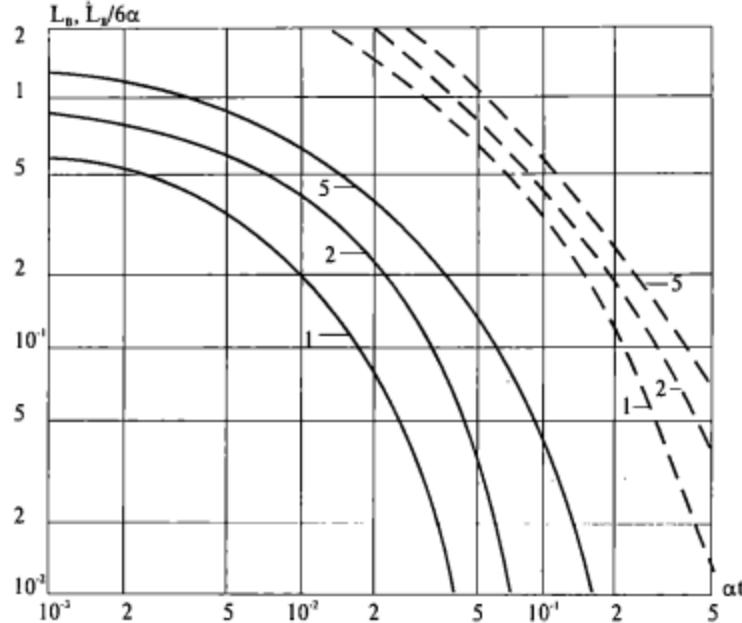


Рис. 14. Переходные характеристики шара - функции L_B и $L_B/6\alpha$ (пунктир) (индекс кривых - $\bar{\mu}$)

Однако такая методика, будучи реализованной в гармонически меняющемся поле, для временной области пока еще не вышла из стадии эксперимента. Поэтому далее будем рассматривать только немагнитные объекты.

Дополним приведенные формулы выражением для эдс в совмещенных квадратных петлях со стороной $2L$ при профилировании с такой установкой по профилю, проходящему вдоль оси x через эпицентр шара.

$$V_{cb}^q = \frac{8\mu IL^3\bar{a}^3}{\pi} A(\bar{L}) F(\bar{x}_0, \bar{L}) \bar{L}_B(at), \quad (3.20)$$

где функция глубины в эпицентре шара

$$A(\bar{L}) = \bar{L}^3 / [(1 + \bar{L}^2)^2(1 + 2\bar{L}^2)], \quad (3.21)$$

геометрическая функция

$$F(\bar{x}_0, \bar{L}) = \frac{1}{16\bar{L}^2} (1 + \bar{L}^2)^2 (1 + 2\bar{L}^2) (f_{ox}^2 + f_{ex}^2), \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} f_{ox} &= \frac{\bar{x}_0 - \bar{L}}{[1 + \bar{L}^2 + (\bar{x}_0 - \bar{L})^2]^{1/2}} \left[\frac{1}{1 + \bar{L}^2} + \frac{1}{1 + (\bar{x}_0 - \bar{L})^2} \right] - \\ &- \frac{1}{[1 + \bar{L}^2 + (\bar{x}_0 + \bar{L})^2]^{1/2}} \left[\frac{1}{1 + \bar{L}^2} + \frac{1}{1 + (\bar{x}_0 + \bar{L})^2} \right], \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} f_{ex} &= \frac{1}{[1 + (\bar{x}_0 - \bar{L})^2][1 + \bar{L}^2 + (\bar{x}_0 - \bar{L})^2]^{1/2}} - \\ &- \frac{1}{[1 + (\bar{x}_0 + \bar{L})^2][1 + \bar{L}^2 + (\bar{x}_0 + \bar{L})^2]^{1/2}}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

где $\bar{L} = L/h$, $\bar{x}_0 = x_0/h$, x_0 - расстояние от эпицентра шара до центра петли.

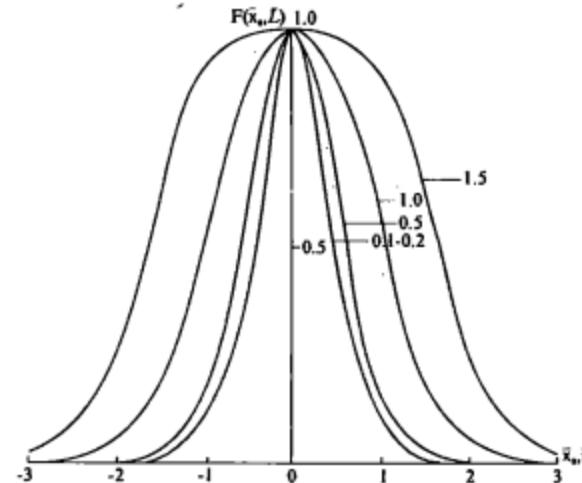


Рис. 15. Графики геометрических функций $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ (индекс кривых \bar{L})

Геометрическая функция $F(\bar{x}_0, \bar{L})$ показана на рис. 15. Чем больше размер петли, тем шире аномалия над шаром. Функция глубины $A(\bar{L})$ имеет максимум при $\bar{L}/h=0.9$.

Вторым примером тел простой формы с изомерным сечением является бесконечный горизонтальный круговой цилиндр. Поместим такой цилиндр в однородное первичное магнитное поле. Такое поле можно создать вытянутой петлей, длинная сторона которой параллельна оси цилиндра и во много раз превосходит короткую. Вытянутую петлю можно заменить двумя параллельными токами противоположного направления, отстоящими друг от друга на расстояние $2L$. Используем прямоугольную систему координат с осью y , проходящей посередине между токовыми линиями, и осью z , направленной вниз. Пусть ось цилиндра параллельна оси u и лежит в вертикальной плоскости YOZ на глубине h . Тогда для профиля, проходящего вдоль оси x при ступенчатом включении первичного поля,

$$H_z = H_p(x, 0, 0) - H_p(0, 0, 0) f(\bar{h}) f_z(\bar{x}) \bar{a}^2 N_c(at), \quad (3.25)$$

$$H_x = H_p(0,0,0)f(\bar{h})f_x(\bar{x})\bar{a}^2N_c(at), \quad (3.26)$$

$$H_p(0,0,0) = I/(\pi L), \quad (3.27)$$

$$f(\bar{h}) = 1/(1+\bar{h}^2), \quad (3.28)$$

$$f_z(\bar{x}) = (1-\bar{x}^2)/(1+\bar{x}^2)^2, \quad (3.29)$$

$$f_x(\bar{x}) = \frac{2\bar{x}}{(1+\bar{x}^2)^2}, \quad (3.30)$$

$$V_{z,x} = \mu H_p(0,0,0)q f(\bar{h})f_{x,z}(\bar{x})\bar{a}^2N_c(at) \quad (3.31)$$

$$N_c(at) = 4 \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(n_k a)^2 at} / (n_k a)^2, \quad (3.32)$$

$$\dot{N}_c(at) = 4\alpha \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(n_k a)^2 at}, \quad (3.33)$$

$n_k a$ - корни уравнения $J_0(n_k a)=0$, равные 2.40, 5.52, 8.65 и т.д.,
остальные обозначения - те же, что и для шара.

Вторичное поле вихревых токов в цилиндре имеет похожую с шаром структуру, которая вне цилиндра соответствует линейному диполю, помещенному на его оси.

Графики функций $\dot{L}_B/6\alpha$ и $\dot{N}_c/4\alpha$ показаны на рис. 16 (сплошные кривые 1 и 2 соответственно). Если в качестве показателя затухания для цилиндра выбрать

$$\alpha_c = 1/(1.7\sigma\mu a^2), \quad (3.34)$$

то переходная характеристика цилиндра принимает вид, показанный пунктиром. При этом правые ветви характеристик шара и цилиндра полностью совмещаются, а левые немного расходятся.

3.2. Плоские тела

Рассмотрим диск радиуса a , наклоненный под углом γ к поверхности непроводящего полупространства. Центр диска расположен на глубине h под этой поверхностью. Первичное поле в объеме диска полагаем однородным и равным полю в центре диска. Полагаем также, что толщина диска $t < a$, а расстояние до точки наблюдения существенно превосходит радиус диска. Приближенное решение этой задачи получается путем замены диска кольцом с эффективным сечением πa_{ef} . Эффективный радиус определяется с учетом неравномерного распределения вихревых токов в диске из-за скин-эффекта и составляет $a_{ef} = 0.37a$.

Получаемые выражения сходны с соответствующими формулами для шара. Для профиля, проходящего через эпицентр диска вдоль линии падения, они имеют вид

$$H_z = H_p(r,0,0) - H_p(0,0,0)\cos\gamma \cdot f(\bar{h})f_z^D(\bar{r})\bar{a}^3L_D(at), \quad (3.35)$$

$$H_r = H_p(0,0,0)\cos\gamma \cdot f(\bar{h})f_r^D(\bar{r})\bar{a}^3L_D(at), \quad (3.36)$$

где r - расстояние от точки наблюдения до пересечения линии наблюдения с осью диска,

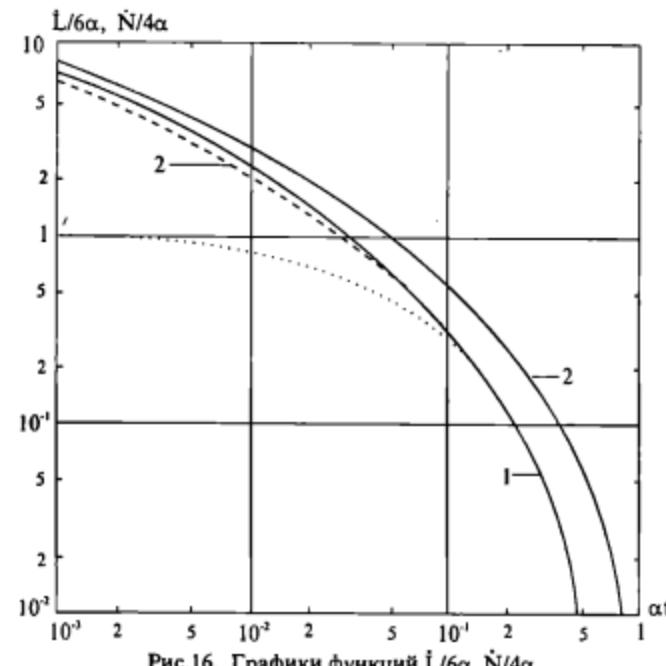


Рис.16. Графики функций $\dot{L}/6\alpha, \dot{N}/4\alpha$

$$f_z^D(\bar{r}) = f_z(\bar{r}')\cos\gamma + f_r(\bar{r}')\sin\gamma, \quad (3.37)$$

$$f_r^D(\bar{r}) = f_z(\bar{r}')\sin\gamma + f_r(\bar{r}')\cos\gamma. \quad (3.38)$$

Геометрические функции $f_z(\bar{r}')$, $f_r(\bar{r}')$ имеют тот же вид, что и функции $f_z(\bar{r})$, $f_r(\bar{r})$ для шара, определяемые формулами (3.5), (3.6), при этом $\bar{r}' = r\cos\gamma$. Распределение сигнала вдоль линии наблюдений характеризуется функциями $f_{z,r}^D(\bar{r})\cos\gamma$, графики которых показаны на рис. 17.

Параметрическая функция диска

$$L_D(at) = \frac{5}{\pi^2} e^{-\pi^2 a_D at}, \quad (3.39)$$

где

$$\alpha_D = 1/(1.8 S \mu a), \quad (3.40)$$

$S = \sigma t$ - продольная проводимость диска.

Соответствующее значение эдс имеет вид

$$V_{z,r} = \mu H_p(0,0,0)\cos\gamma \cdot q f_{z,r}^D(\bar{r})\bar{a}^3 \dot{L}_D(at), \quad (3.41)$$

$$\dot{L}_D(at) = 5\alpha_D e^{-\pi^2 a_D at}, \quad (3.42)$$

а остальные обозначения - те же, что и для шара.

График функции $\dot{L}_D/5\alpha_D$ показан на рис. 16 точками. В правой части он полностью совпадает с переходной функцией для шара, а в левой выходит на единицу. Это показывает, что в приближенном решении получена только одна наиболее "долгоживущая" экспонента, соответствующая экспоненте с номером $k=1$ для шара.

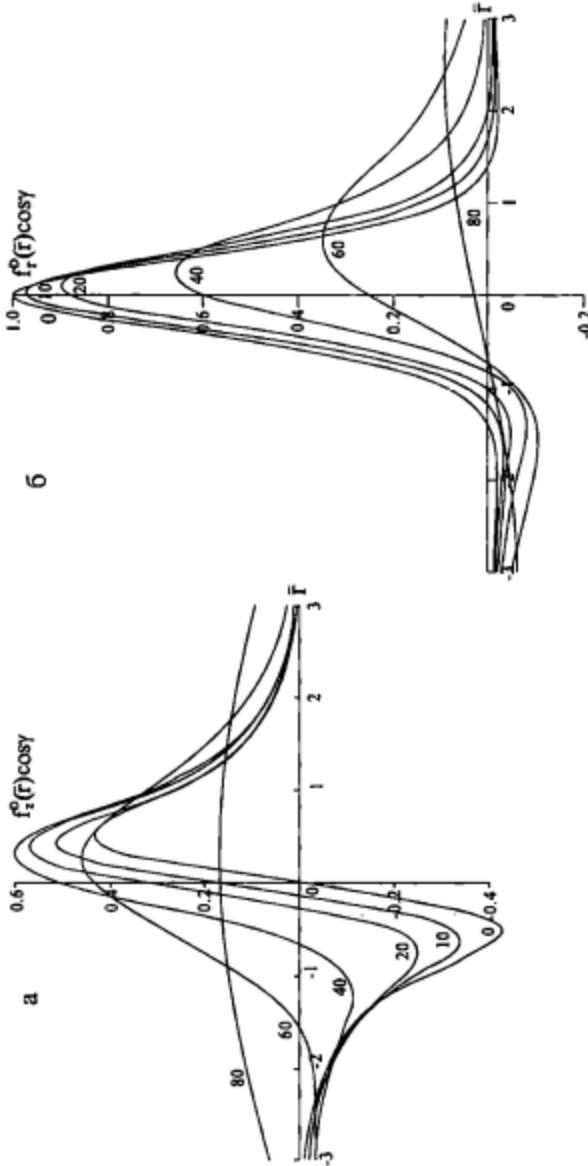


Рис. 17. Графики геометрических функций диска: $f_1^0(r)\cos y$ (а) и $f_2^0(r)\cos y$ (б), индекс кривых - у

Таким же способом получается решение для наклонной полосы (тонкого слоя) шириной $2l$ и толщиной $m \ll l$. Оно имеет вид, аналогичный решению для цилиндра (3.25, 3.26). При этом геометрические функции имеют такой же вид как (3.37, 3.38), но выражаются через функции $f_x(x')$, $f_{x'}(x')$ для цилиндра по формулам (3.29), (3.30), а переходная функция имеет такой же показатель, что и переходная функция для диска

$$N_p(\alpha t) = 4\alpha_p e^{-\pi^2 \alpha_p t}, \quad (3.43)$$

где

$$\alpha_p = 1/(1.8 S \mu l). \quad (3.44)$$

График функции $N_p / 4\alpha_p$ совпадает с графиком функции $L_D / 5\alpha_D$, показанным на рис. 16 точками.

Отметим, что результаты приближенного решения для диска хорошо согласуются с данными физического и численного моделирования [19].

В рассмотренных приближенных решениях источник и приемник поля расположены на больших расстояниях от плоского объекта по сравнению с его размерами. В этих случаях, как и для тел с изомерным сечением, форма переходной характеристики не зависит от координат точки наблюдения. Иначе обстоит дело, если условия малости размеров плоского объекта не соблюдаются. Так, неустановившееся поле в присутствии наклонной проводящей полуплоскости определяется тремя параметрами: продольной проводимостью S , глубиной залегания верхней кромки d и углом наклона γ . Зависимость поля от этих параметров подробно исследовалась при помощи физического моделирования. Спад поля во времени также близок к экспоненциальному, однако скорость спада (показатель α_S) сложным образом зависит не только от S , но также от d и γ . Анализ данных моделирования позволил получить обобщенные зависимости измеряемого сигнала от перечисленных параметров в виде эмпирических формул и nomogramm [22], используемых при интерпретации. В частности, если глубина залегания не очень мала, то в среднем

$$\alpha_S = 1/(4\mu S L), \quad (3.45)$$

где L - половина стороны петли.

3.3. Обобщенная переходная характеристика локального объекта

Приведенные выше данные и другие результаты вычислений и физического моделирования показывают, что переходные характеристики тел различной формы, изображенные в билогарифмическом масштабе, достаточно хорошо совмещаются (по крайней мере в своей правой части) с переходной характеристикой шара, если соответствующим образом выбрать значения показателя α . Обобщение имеющихся данных приводит к следующим величинам этого параметра:

- шар радиуса a $1/(\sigma \mu a^2)$,
- круговой, бесконечный цилиндр радиуса a $1/(1.7 \sigma \mu a^2)$,
- вертикальный полубесконечный круговой цилиндр радиуса a $1/(1.2 \sigma \mu a^2)$,

- диск радиуса a
- полоса шириной $2l$

$$1/(1,8S\mu a),$$

$$1/(1,8S\mu l).$$

Обобщенный показатель α характеризует суммарное качество проводящего объекта (электропроводность и размеры). Для рудных тел его величина связана с запасами руды. Эта связь достаточно сложна и изменчива в зависимости от типа руды и многих других геологических факторов. Тем не менее обобщение имеющегося опыта позволяет утверждать, что для массивных сульфидных руд к средним и крупным по запасам в большинстве случаев относятся такие рудные залежи, для которых $\alpha < 80 \text{ c}^{-1}$.

Пользуясь переходной характеристикой шара $L_B(at)$ (3.14) как обобщенной, проанализируем ее зависимость от показателя α . Для этого умножим ее на t и нормируем собственным максимумом. Получим новую функцию

$$\Psi(at) = 25at \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(nk)^2 at}, \quad (3.46)$$

которую следует рассматривать как нормированную зависимость эдс от показателя α при любом фиксированном t . График этой функции показан на рис. 18 (кривая 1). Эта кривая имеет максимум при $at=0.08$, пологую левую и круто спадающую правую ветвь. Таким образом обеспечиваются "настройка" на максимум сигнала от объектов с показателем $\alpha=0.08/t$ и сильное подавление сигналов от объектов с большими значениями α (например, от объектов с малой электропроводностью по сравнению с массивными рудами - различных поверхностных неоднородностей и других так называемых геологических помех). На том же рис. 18 для сопоставления приведены нормированные значения мнимой (кривая 2) и действительной (кривая 3) части, а также модуля (кривая 4) частотной характеристики шара. При сопоставлении характеристик использовано приближенное соотношение $\omega=1/t$, и по шкале абсцисс отложены величины at и α/ω , соответственно. Частотные характеристики также "настроены" на преимущественное пропускание сигналов от проводников с определенными значениями параметра α , но степень "настройки" различна. Наилучшей избирательностью обладает переходная характеристика, наихудшей - мнимая частотная. Действительная частотная характеристика занимает промежуточное положение. Ее избирательность достаточно высока, но, как известно, ее измерения сопряжены с большими трудностями по исключению первичного поля.

3.4. Влияние вмещающих пород и покровных отложений на аномалии от локальных проводящих объектов

Оценка этого влияния получается на основе анализа решений некоторых относительно простых задач, например, задача о шаре в поле магнитного диполя в безграничной проводящей среде, и данных моделирования

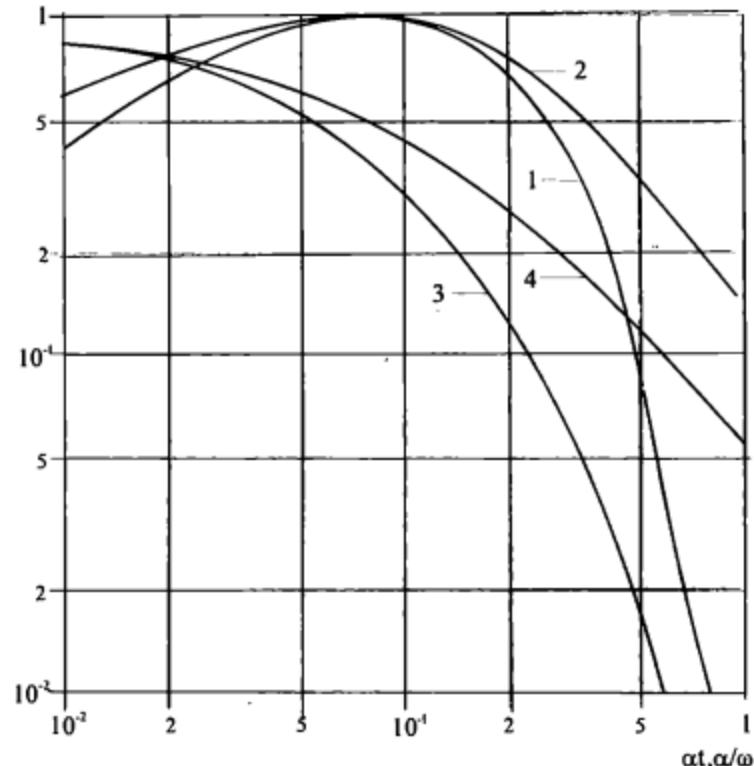


Рис. 18. Нормированные переходная (1) и частотная (2,3,4) характеристики шара (2 - мнимая, 3 - действительная, 4 - модуль)

[27 и др.]. Как и для ω -области, выделяются три типа искажений аномального поля:

- 1) появляются сигналы, связанные непосредственно с вихревыми токами во вмещающих и покровных отложениях,
- 2) сигналы от вихревых токов в исследуемых локальных объектах искажаются за счет поглощения поля в окружающих породах "на пути" от источника к объекту и от объекта к приемнику,
- 3) возникают вторичные поля (эдс) т.н. электрического типа, природа которых связана с образованием электрических зарядов при протекании тока через поверхность раздела сред с различной электропроводностью, или с концентрацией в локальном проводнике токов, возбуждаемых во вмещающей среде.

В гармоническом поле при снижении частоты искажения первого и второго рода стремятся к нулю, в то время как аномалии электрического типа сохраняются вплоть до самых низких частот.

В неустановившемся поле выявляются те же виды искажений, но соотношения между ними оказываются другими: если в некотором диапазоне

времени мало влияние первого типа, то влиянием второго и третьего типов также можно пренебречь.

Влияние первого типа наиболее сильно проявляется на ранних стадиях переходного процесса. С ростом времени сигналы от токов во вмещающих и покровных отложениях быстро затухают и могут оказаться меньше сигналов от вихревых токов в локальных объектах. На еще более поздних стадиях переходного процесса соотношение сигналов снова изменяется в пользу покровных и вмещающих пород. Это объясняется тем, что в самой поздней стадии сигнал от локального объекта уменьшается по экспоненциальному закону, а от покровных и вмещающих пород - по степенному.

Таким образом, существует некоторый средний диапазон времени, оптимальный для выявления локальных объектов на фоне минимального влияния искажений первого типа. Этот диапазон времени может быть оценен наиболее просто из отношения сигналов от вихревых токов в локальном объекте, находящемся в непроводящей среде, и от вихревых токов в проводящем полупространстве. Таким же способом оценивается влияние покровных отложений, которые наиболее удобно представить плоскостью S . Рассмотрим такие отношения для шара радиуса a и проводимости σ_i , помещенного на глубину h на оси круговой петли радиуса R , лежащей на поверхности полупространства с проводимостью σ_e либо на плоскости S . В первом случае

$$n_{\sigma} \approx \frac{4,2}{h^6} \left(\frac{t}{\sigma_e \mu a^2} \right)^{3/2} \varphi(\bar{R}) \cdot \Psi(at), \quad (3.47)$$

а во втором

$$n_s \approx \frac{6,4}{h^6} \left(\frac{t}{S \mu a} \right)^3 \varphi(\bar{R}) \cdot \Psi(at), \quad (3.48)$$

где $\bar{R} = R/h$.

Геометрическая функция $\varphi(\bar{R})$ имеет несколько различный вид для разных установок. Для установки с малой приемной рамкой в центре петли (МППР)

$$\varphi_1(\bar{R}) = (1 + \bar{R}^2)^{-3/2}, \quad (3.49)$$

а для установки МППО (однопетлевая или с совмещенными петлями)

$$\varphi_2(\bar{R}) = (1 + \bar{R}^2)^{-3}. \quad (3.50)$$

Эти функции имеют максимум при $R/h \rightarrow 0$, что указывает на уменьшение влияния среды с уменьшением размера установки.

Параметрическая функция

$$\Psi(at) = 25at \sum_{k=1}^{\infty} e^{-(ak)^2 at} \quad (3.51)$$

оказывается той же самой, что и функция, определяющая зависимость сигнала от параметра α при фиксированном t в непроводящей среде по формуле (3.46). Поэтому оптимальное время (диапазон времени) остается таким же, как и для непроводящей среды.

Выберем отношение R/h так, что функции $\varphi_1 = \varphi_2 \approx 0.6$. Выберем оптимальное время, при котором $at = 0.08$ и $\Psi(at) = 1$. Тогда

$$n_{\sigma} = \frac{0,06}{h^6} (\sigma_i / \sigma_e)^{3/2}, \quad (3.52)$$

$$n_s = \frac{0,018}{h^6} (\sigma_i a / S)^3. \quad (3.53)$$

Пусть $\rho_i = 0.1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\rho_e = 120 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $a = 25 \text{ м}$, $h = 75 \text{ м}$, $S = 5 \text{ См}$. Тогда $n_{\sigma} = 3.4$, а $n_s = 3.1$, т.е. при глубине залегания до центра шара, равной его трем радиусам (или двум радиусам до верхней кромки), сигнал от него втрое превышает сигнал от вмещающих или покровных отложений. Благодаря таким соотношениям, метод переходных процессов при поискахрудных тел с высокой электропроводностью характеризуется низким уровнем "геологических помех" и, соответственно, повышенной глубинностью.

Влияние проводящих вмещающих и покровных отложений может привести также к своеобразному эффекту увеличения аномалии над проводящим объектом по сравнению с таковой для этого же объекта в непроводящей среде (см. раздел 2.4.2). Такой же эффект отмечался ранее по данным физического моделирования.

4. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

4.1. Низкочастотная дисперсия электропроводности горных пород и ее влияние на индукционные переходные процессы

ЭМ поле связано с параметрами среды через волновое число k , квадрат которого $k^2 = i\omega\mu + \omega^2\epsilon = i\omega\sigma(1-i\omega/\sigma) = i\omega\hat{\sigma} = \omega^2\mu\epsilon(1-\sigma/i\omega\epsilon) = \omega^2\mu\hat{\epsilon}$, где $\hat{\sigma}$ - комплексная электропроводность, $\hat{\epsilon}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость. Очевидно, $\hat{\sigma} = -i\omega\hat{\epsilon}$. В большинстве случаев (кроме специальных ВЧ и СВЧ методов) можно обоснованно пренебречь токами смещения ($\omega\epsilon/\sigma \ll 1$). Например, если относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{отн} = \epsilon/\epsilon_0 = 18$ (где $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$), то при сопротивлении среды $10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ и частоте 1 МГц токи смещения не превышают 1% . Тогда электропроводность оказывается чисто вещественной и не зависящей от частоты. Это так называемое квазистационарное приближение, когда $k^2 = i\omega\mu\sigma$. Аналогично в t -области можно пренебречь второй производной по времени в волновом уравнении (1.5) и свести его к уравнению теплопроводности (1.18) [26]. Таким образом, теория всех индукционных методов практически базируется на квазистационарном приближении. Однако многие горные породы обладают также дисперсией электропроводности в области таких низких частот, когда обычные токи смещения можно не учитывать.

Дисперсия электрических свойств горных пород наблюдалась ранее при лабораторных исследованиях образцов горных пород и всегда вызывала дискуссию. Сомнения в результатах исследований были связаны прежде всего с трудностями исключения или учета влияния поляризации электродов. Позднее стали применяться разнообразные измерительные установки и специальные приемы изготовления и обработки электродов, позволяющие получать достоверные результаты. На разнообразных образцах осадочных, изверженных и рудосодержащих горных пород, а также на их синтетических моделях выполнен большой объем измерений как в ω -, так и в t -области. Измерениями был охвачен диапазон частот от десятых долей Гц до МГц (соответственно от микросекунд до десятков секунд в t -области). Были исследованы зависимости электрических свойств пород от структурных и текстурных факторов, пористости, влагонасыщенности, минерализации поровой влаги, размеров зерен рудной вкрапленности и т. д. По результатам этих исследований сделан важный и наиболее общий вывод о том, что низкочастотная дисперсия электропроводности (НЧД) горных пород отражает сложную совокупность различных электрофизических и электрохимических процессов вызванной поляризации (ВП), происходящих при прохождении через породу электрического тока.

Природа ВП - НЧД горных пород многообразна. Один из ее видов связан с электрической неоднородностью (гетерогенностью) изучаемой среды. Учет такой дисперсии осуществляется усреднением ЭМ поля по

некоторому представительному объему, что приводит к новым эффективным (усредненным) ЭМ параметрам $\sigma_{\text{эфф}}$ и $\epsilon_{\text{эфф}}$, которые в результате усреднения оказываются частотно зависимыми и комплексными. В t -области эти параметры имеют соответствующие переходные характеристики. Уравнения Максвелла остаются линейными, но связь между током и напряженностью поля приобретает форму свертки. Это явление известно как эффект Максвелла-Вагнера, на который геофизики обратили внимание достаточно давно [51, 72 и др.]. Из современных исследований, посвященных этому эффекту, следует отметить работу [11].

Формирование ВП происходит не только за счет гетерогенности среды, но и благодаря большой совокупности разнообразных электрофизическими процессов, приводящих к разделению зарядов под действием приложенного электрического поля. Проблема теоретического изучения электрофизических процессов, приводящих к ВП или НЧД, несмотря на достигнутый в этой области прогресс, еще далека от завершения. Еще более сложно обстоит дело с электрохимическими процессами, определяющими ВП в случае, когда среда содержит минеральные включения с металлической проводимостью. Эти процессы связаны с пересечением током поверхности раздела фаз, на которой происходит смена типа носителя заряда, и с обратимыми химическими преобразованиями веществ, участвующих в токопереносе. При этом имеют место большое многообразие видов электрохимических реакций и их сложность по сравнению с теми, которые рассматриваются в теоретической электрохимии.

Плодотворной основой для описания НЧД является феноменологическая теория ВП [46, 47, 48, 54], так как она позволяет анализировать сравнительно небольшое количество параметров, несмотря на сложность и многообразие природы явления.

В теории и практике индукционной электроразведки НЧД долгое время не учитывалась, пока это явление не было заново обнаружено при полевых экспериментах методом переходных процессов. Решающую роль в его втором "открытии" сыграла установка с совмещенными петлями, широко используемая в МПП. Для недиспергирующей среды эдс в приемной петле такой установки не может изменять знак и характеризуется монотонным затуханием во времени, тогда как при полевых измерениях регистрировались немонотонные переходные процессы со сменой знака (в т.ч. однократные и многократные). Многие исследователи связали это явление с НЧД или объемной вызванной поляризацией (ВП) горных пород при индукционном возбуждении.

Как уже говорилось, ВП достаточно хорошо изучена при гальваническом возбуждении и измерении электрического поля, а прикладная теория ВП (НЧД) носит феноменологический характер, основанный на обобщении большого количества экспериментальных данных. Обобщение показало, что в ω -области НЧД хорошо описывается формулой Cole-Cole [74]. Отметим, что с феноменологической точки зрения не имеет особого значения, с помощью какого параметра производится описание дисперсии. Соотношение $\hat{\sigma} = -i\omega\hat{\epsilon}$ остается справедливым и

для диспергирующей среды. Но поскольку в нашем случае рассматривается относительно низкочастотная область этого явления, то физическому смыслу больше соответствует его описание в терминах частотно-зависимой электропроводности.

Поэтому наиболее удобной и соответствующей общепринятым феноменологическим описанию ВП является в общем случае запись комплексной электропроводности следующего вида

$$\hat{\sigma} = \sigma_{\infty} [1 - \eta(p) - p \epsilon_{\infty} / \sigma_{\infty}], \quad (4.1)$$

где $p = i\omega$, σ_{∞} и ϵ_{∞} - электропроводность и диэлектрическая проницаемость среды на высоких частотах, когда влиянием поляризуемости можно пренебречь, $\eta(p)$ - поляризуемость в ω -области.

Последнее слагаемое в (4.1) далее опустим, а поляризуемость запишем через модель Cole-Cole. Тогда вместо (4.1) получим

$$\sigma(p) = \sigma_{\infty} [p^c + q^c] / [p^c + q^c / (1 - \eta)] = \sigma_{\infty} \{1 - \eta / [1 + (pt)^c(1 - \eta)]\}, \quad (4.2)$$

где $q = 1/t$, η - установившаяся поляризуемость,

t - постоянная времени ВП,

c - показатель затухания (чаще всего это 1 или 1/2).

Величина, обратная $\hat{\sigma}$, называется импедансом Cole-Cole

$$\rho(p) = \rho_{\infty} [p^c + q^c / (1 - \eta)] / [p^c + q^c] = \rho_{\infty} \{1 + \eta / [(1 + (pt)^c)(1 - \eta)]\}, \quad (4.3)$$

где $\rho_{\infty} = 1/\sigma_{\infty}$.

На основе (4.2), (4.3) или других подобных формул вещественную электропроводность в решении прямой задачи для той или иной модели разреза можно заменить комплексной, применить к этому результату обратное преобразование Фурье-Лапласа и получить таким образом решение для t -области с учетом ВП или НЧД. Такой способ широко используется. С его помощью различными исследователями выполнено математическое моделирование влияния ВП на индукционные переходные процессы, в том числе для установки с совмещенными петлями. В большинстве случаев рассматривались однородное полупространство и горизонтально-слоистая среда, иногда - некоторые локальные объекты [55]. В то же время оставались недостаточно исследованными такие актуальные задачи, как безграничное макрооднородное диспергирующее пространство, цилиндрически и сферически слоистые диспергирующие среды и т. д. Первая и вторая задачи относятся к основам теории индукционного каротажа вызванной поляризации [24]. Третья задача имеет два важных аспекта: один из них соответствует модели залежи хорошо проводящих руд, окруженной зоной измененных пород, содержащих вкрашенную минерализацию, другой - модели Земли с хорошо проводящим ядром и диспергирующей оболочкой пород коры и мантии [31]. Результаты математического моделирования ЭМ поля в таких средах рассмотрены ниже.

Результаты математического моделирования на феноменологической основе качественно хорошо согласуются с данными полевых экспериментов, что делает весьма вероятным предположение о поляризационной природе немонотонных переходных процессов. Однако это

подтверждение нельзя считать полным. Дело в том, что при полевых экспериментах мы никогда точно не знаем, с какой средой имеем дело, каковы ее электрические свойства и их распределение по разрезу. Поэтому исчерпывающее подтверждение дисперсионной природы немонотонных переходных процессов нужно было искать путем анализа явлений с известным механизмом дисперсии (например, таких, как эффект Максвелла-Вагнера), либо при помощи физического моделирования. При физическом (аналоговом) моделировании в лабораторных условиях имеется возможность работать со средой с известными (или измеряемыми в ходе эксперимента) свойствами. В частности, можно использовать заведомо поляризующиеся и неполяризующиеся среды с одинаковыми остальными параметрами. Моделирование такого рода было впервые выполнено в 1994-1996 гг. в лаборатории электромагнитных геофизических методов Московской государственной геологоразведочной академии [32,35]. Также впервые были предложены критерии электромагнитного подобия для диспергирующих сред, которые необходимо соблюдать при одновременном физическом моделировании индукционных и поляризационных процессов [33].

4.2. Основные характеристики вызванной поляризации при индукционном и гальваническом возбуждении электромагнитного поля в частотной и временной областях

Для описания индукционно возбуждаемой ВП (или НЧД) используются те же основные характеристики и соотношения, что и при гальваническом возбуждении. В публикациях различных авторов нередко фигурируют несколько различающиеся одноименные величины, как правило, без требуемых в таких случаях определений. В связи с этим оказалось целесообразным сформулировать такие определения.

Независимо от способа возбуждения электрическое поле может быть представлено в виде суммы поля того же источника в недиспергирующей среде с таким же значением вещественного удельного сопротивления и поля ВП

$$E = E_{\text{н}} + E_{\text{пп}}. \quad (4.4)$$

При гальваническом возбуждении обычно используют стабилизированную ступень тока плотности j , так что $E_{\text{н}} = j/\sigma_{\infty}$, и определяют статическую поляризуемость в виде

$$\eta_j = E_{\text{пп}} / E_{\text{н}} = E_{\text{пп}} / (j / \sigma_{\infty}). \quad (4.5)$$

При индукционном возбуждении форма и продолжительность поляризующего токового импульса зависят от свойств среды. В связи с этим целесообразно рассматривать ступень напряжения и вводить поляризуемость нормировкой по суммарному полю

$$\eta_E = E_{\text{пп}} / E. \quad (4.6)$$

Плотность тока $j(t)$ для произвольной формы поляризующего поля определяется через интеграл Диамеля

$$j(t) = \sigma_{\infty} [E(t) - \frac{d}{dt} \int_0^t E(\tau) \eta_E(t-\tau) d\tau]. \quad (4.7)$$

В частности, для ступени поляризующего поля с амплитудой E

$$j(t) = \sigma_{\infty} [I(t) - \eta_E(t)] E = \sigma(t) E. \quad (4.8)$$

Величина

$$\sigma(t) = \sigma_{\infty} [I(t) - \eta_E(t)]. \quad (4.9)$$

приобретает смысл переходной характеристики электропроводности.

Для произвольной формы поляризующего тока $j(t)$ суммарное электрическое поле $E(t)$ также определяется через интеграл Дюамеля

$$E(t) = \rho_{\infty} [j(t) + \frac{d}{dt} \int_0^t j(\tau) \eta_j(t-\tau) d\tau], \quad (4.10)$$

где $\rho_{\infty} = 1/\sigma_{\infty}$ - удельное электрическое сопротивление на высоких частотах.

Для ступени поляризующего тока с амплитудой j

$$E(t) = \rho_{\infty} [I(t) + \eta_j(t)] j = \rho(t) j. \quad (4.11)$$

Величина

$$\rho(t) = \rho_{\infty} [I(t) + \eta_j(t)] \quad (4.12)$$

является переходным сопротивлением поляризующейся среды.

Выражения для плотности тока и электрического поля в t -области могут быть записаны более компактно через интегралы свертки

$$j(t) = \int_0^t E(\tau) \dot{\sigma}(t-\tau) d\tau, \quad (4.13)$$

$$j(t) = \int_0^t j(\tau) \dot{\rho}(t-\tau) d\tau, \quad (4.14)$$

где

$$\dot{\sigma}(t) = \sigma_{\infty} [\delta(t) - \dot{\eta}_E(t)], \quad (4.15)$$

$$\dot{\rho}(t) = \rho_{\infty} [\delta(t) + \dot{\eta}_j(t)], \quad (4.16)$$

$\delta(t)$ - дельта-функция Дирака, а точка над символом означает производную по времени.

Из приведенных формул видно, что в t -области отсутствуют простые соотношения между переходной электропроводностью и переходным удельным сопротивлением поляризующейся среды в силу того, что связь между напряженностью электрического поля и плотностью тока имеет сверточный характер.

В ω -области выражения для плотности тока и суммарного электрического поля имеют вид

$$j(p) = \sigma_{\infty} [1 - \eta_E(p)] E(p), \quad (4.17)$$

$$E(p) = \rho_{\infty} [1 + \eta_j(p)] j(p). \quad (4.18)$$

Величины $\eta_E(p)$ и $\eta_j(p)$ представляют собой частотные характеристики поляризуемости и определяются формулами (4.5), (4.6), которые в данном случае следует рассматривать как отношения спектра электрического поля

ВП к спектру поляризующего тока и к спектру поляризующего поля соответственно.

Из (4.17), (4.18) следует, что величины

$$\sigma(p) = \sigma_{\infty} [1 - \eta_E(p)], \quad (4.19)$$

$$\rho(p) = \rho_{\infty} [1 + \eta_j(p)] \quad (4.20)$$

характеризуют комплексные электропроводность и электрическое сопротивление поляризующейся среды, между которыми (так же, как и между плотностью тока и электрическим полем) в ω -области существуют простые параметрические соотношения. Подставив (4.17) в (4.18), найдем

$$\frac{j(p)}{E(p)} = \sigma(p) = \sigma_{\infty} [1 - \eta_E(p)] = \frac{1}{\rho(p)} = \frac{1}{\rho_{\infty} [1 + \eta_j(p)]}, \quad (4.21)$$

$$1 + \eta_j(p) = 1/[1 - \eta_E(p)]. \quad (4.22)$$

Соответствие временных и частотных характеристик ВП можно получить на основе преобразований Фурье-Лапласа, рассматривая их в виде оригиналов и изображений. Импульсные электропроводность и сопротивление (4.15) и (4.16) являются оригиналами, а комплексные (4.19) и (4.20) - их изображениями. Изображение переходной поляризуемости представляет собой произведение частотной характеристики и спектра ступенчатой функции возбуждения $1/p$. Сама же переходная поляризуемость (оригинал) есть обратное преобразование Лапласа от этого произведения

$$L^{-1}[\eta(p)/p] = \eta(t). \quad (4.23)$$

Согласно теореме о предельных значениях оригинала и его изображения

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \eta(t) = \lim_{p \rightarrow 0} \eta(p), \quad (4.24)$$

т.е. установившееся значение поляризуемости при возбуждении поля единичной ступенчатой функцией равно значению поляризуемости в гармоническом режиме на нулевой частоте. Поэтому соотношение (4.21) справедливо в t -области только для стационарных значений поляризуемости.

Опустим далее индекс ∞ при η . При слабой поляризуемости значения η и η_j очень близки, а в общем случае при изменении η от 0 до 1 величина η_j изменяется от 0 до ∞ , что необходимо иметь в виду при практических измерениях и расчетах.

4.3. Феноменологический способ описания низкочастотной дисперсии

Феноменологический способ предусматривает возможность введения НЧД в уравнения электродинамики [48] независимо от природы этого явления. При решении гармонической задачи это осуществляется заменой действительной электропроводности σ_{∞} на комплексную, для обозначения которой будем использовать символы $\hat{\sigma}$ или $\sigma(p)$. Для получения решения той же задачи в t -области используется обратное преобразование Фурье-Лапласа.

Известные выражения для комплексной электропроводности, соответствующие эмпирическим законам временного спада ВП, не являются всеобъемлющими, но наиболее общепринятые из них отражают основные закономерности поведения ВП в природных геологических средах. Чаще всего используется известная формула Cole-Cole (4.2), (4.3), которая записывается в разных формах:

$$\begin{aligned}\sigma(p) &= \sigma_{\infty} \frac{p^c + 1/\tau^c}{p^c + 1/[(1-\eta)\tau^c]} = \sigma_{\infty} \left[1 - \frac{\eta}{1 + (pt)^c(1-\eta)} \right] = \\ &= \sigma_{\infty} (1-\eta) \left[1 + \frac{\eta(pt)^c}{1 + (pt)^c(1-\eta)} \right],\end{aligned}\quad (4.25)$$

или

$$\rho(p) = \rho_{\infty} \frac{p^c + 1/[(1-\eta)\tau^c]}{p^c + 1/\tau^c} = \rho_{\infty} \left[1 + \frac{\eta}{[1 + (pt)^c](1-\eta)} \right] = \frac{\rho_{\infty}}{1-\eta} \left[1 - \frac{\eta(pt)^c}{1 + (pt)^c} \right]. \quad (4.26)$$

При $c = 1$ формула Cole-Cole соответствует экспоненциальному изменению поляризуемости во времени

$$\eta_j(t) = \eta_j(1 - e^{-\alpha t}), \quad (4.27)$$

хорошо отражающему поведение поля на ранних стадиях переходного процесса, а при $c = 1/2$ - другому известному закону

$$\eta_j(t) = \eta_j(1 - e^{-\alpha t} \operatorname{erfc} \sqrt{\alpha t}), \quad (4.28)$$

рекомендуемому для более широкого диапазона времени [48].

При малых значениях η для $c = 1/2$ формула Cole-Cole принимает вид [54]

$$\sigma(p) = \sigma_{\infty} \left(1 - \frac{\eta}{1 + \sqrt{pt}} \right). \quad (4.29)$$

В таком виде комплексная электропроводность используется в большинстве работ по ее математическому моделированию.

Первые исследования по математическому моделированию НЧД на феноменологической основе были выполнены Г.В.Астраханцевым, Р.Б.Журавлевой и др. [2, 16]. Следуя упомянутому выше способу, они использовали квазистационарное решение в ω -области с последующим переводом в t -область. На основе рассмотрения упрощенной зависимости комплексной электропроводности от частоты был исследован неуставновившийся сигнал в совмещенных петлях, для которых уже были известны немонотонные переходные процессы со сменой знака сигнала, наблюдавшиеся при полевых экспериментах.

Впоследствии многими авторами было выполнено математическое моделирование и анализ электромагнитного поля в диспергирующей среде на базе формулы Cole-Cole и некоторых других зависимостей электропроводности от частоты для различных базовых моделей геоэлектрического разреза: однородное полупространство, плоскость S , горизонтально-слоистая среда, некоторые локальные объекты [49, 53, 55, 56, 57, 59, 71, 76, 80, 83, 84, 86, 89] и многие другие]. Наибольшее

влияние НЧД отмечается в случаях, когда интервал времени измерения соизмерим с постоянными времени как индукционного, так и поляризационного процессов.

Результаты математического моделирования позволили правильно оценить роль НЧД как наиболее вероятной причины появления немонотонных переходных процессов в среде, однородной по направлению вектора плотности протекающего через нее тока, включая процессы со сменой знака сигнала. В то же время оставались открытыми два важных вопроса. Во-первых, феноменологический характер полученных результатов требовал их проверки хотя бы на отдельных примерах простых физических моделей. Во-вторых, эти результаты, по крайней мере на первом этапе, не помогли продвинуться по пути определения закономерностей проявления влияния НЧД и разработки рекомендаций по ее учету и использованию.

4.4. Эффект Максвелла-Вагнера и его соотношение с формулой Cole-Cole

В теории ВП используется феноменологический подход, позволяющий оперировать с явлением, не вдаваясь в его природу. В то же время для доказательства связи происхождения немонотонных переходных процессов с НЧД важное значение имеют такие исследования, в которых природа дисперсии является определенной.

Уже говорилось, что одной из причин электрофизической дисперсии является гетерогенность среды, характерная для пород, содержащих тонкие включения кальцита, кварца, битумов, пленки нефти, прослойки льда и т.п. Чередование высокоомных прослоев с низкоомными приводит к возникновению емкостных эффектов. В электродинамике это явление известно как эффект Максвелла-Вагнера. В работе [11] рассмотрена периодическая (с периодом $d=d_1+d_2$) слоистая среда, состоящая из чередующихся слоев мощности d_1 и d_2 с проводимостями σ_1 , σ_2 и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 , ϵ_2 . Путем усреднения электромагнитного поля по физически малому объему среды показано, что тангенциальные проводимость и диэлектрическая проницаемость не зависят от частоты, а нормальные - зависят, так что комплексная проводимость по нормали к слоистости

$$\hat{\sigma} = (\sigma_{\infty} - \sigma_0) \frac{\epsilon_{\infty} - \epsilon_0}{1 + \omega^2 \tau^2} + i\omega(\epsilon_{\infty} - \epsilon_0) \frac{\sigma_{\infty} - \sigma_0}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4.30)$$

где эффективная проводимость слоистой среды на высоких частотах

$$\sigma_{\infty} = \frac{\alpha \sigma_1 \epsilon_1^2 + \beta \sigma_2 \epsilon_2^2}{(\alpha \epsilon_2 + \beta \epsilon_1)^2}, \quad (4.31)$$

эффективная проводимость на низких частотах

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_1 \sigma_2}{\alpha \sigma_2 + \beta \sigma_1}, \quad (4.32)$$

эффективная диэлектрическая проницаемость на высоких частотах

$$\epsilon_{\infty} = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\alpha \epsilon_2 + \beta \epsilon_1}, \quad (4.33)$$

эффективная диэлектрическая проницаемость на низких частотах

$$\epsilon_0 = \frac{\alpha \epsilon_1 \sigma_2^2 + \beta \epsilon_2 \sigma_1^2}{(\alpha \sigma_2 + \beta \sigma_1)^2}, \quad (4.34)$$

время релаксации

$$\tau = \frac{\alpha \epsilon_2 + \beta \epsilon_1}{\alpha \sigma_2 + \beta \sigma_1}, \quad (4.35)$$

$$\alpha = d_1/d, \beta = d_2/d = 1 - \alpha.$$

В связи с отмеченной выше универсальностью формулы Cole-Cole для различных видов дисперсии представлялось интересным выяснить, можно ли описать при помощи этой формулы эффект Максвелла-Вагнера [41]. Для этого формула (4.30) была представлена в виде

$$\hat{\sigma} = \sigma_{\infty} \frac{p + (1 - \eta)/\tau}{p + 1/\tau} + p \epsilon_{\infty}. \quad (4.36)$$

В тождественности такого представления нетрудно убедиться, если принять

$$\eta = \frac{\sigma_{\infty} - \sigma_0}{\sigma_{\infty}}, \quad \tau = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{\sigma_{\infty} - \sigma_0} \quad (4.37)$$

и разделить в (4.36) действительную и мнимую части. Очевидно, (4.36) совпадает с формулой Cole-Cole при показателе степени $c=1$ с точностью до слагаемого $p \epsilon_{\infty}$. Отсюда следует, что модель Cole-Cole не учитывает токи смещения, соответствующие гомогенной среде с эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{∞} . Действительно, в гомогенной среде (при $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, $\eta = 0$, $\tau = \epsilon/\sigma$, $\sigma_{\infty} = \sigma_0 = \sigma$, $\epsilon_{\infty} = \epsilon_0 = \epsilon$) комплексная проводимость по Cole-Cole превращается в вещественную, тогда как с учетом токов смещения $\hat{\sigma} = \sigma - i\omega\epsilon$. При неограниченном росте частоты $\hat{\sigma}$ стремится не к σ а к $-i\omega\epsilon$. Так и в поперечно-слоистой среде $\hat{\sigma}$ стремится на высоких частотах не к эффективному параметру σ_{∞} , а к значению $-i\omega\epsilon_{\infty}$.

Таким образом, формула Cole-Cole хорошо описывает НЧД, связанную с ВП. Если нужно учесть еще и диэлектрическую поляризацию, то к формуле Cole-Cole необходимо добавить мнимое слагаемое, равное произведению частоты на диэлектрическую проницаемость на высоких частотах. При описании НЧД эффект Максвелла-Вагнера соответствует частному случаю формулы Cole-Cole при показателе $c=1$, соответствующем единственному (экспоненциальному) закону спада ВП в t -области, тогда как при других значениях с закон спада ВП описывается другими, более сложными и универсальными, функциями (см., например, формулу 4.28).

Далее приведем соответствующие соотношения во временной области.

Пусть к образцу среды приложена ступень напряжения. При этом предполагается, что при включении и выключении источника напряжения

цепь не размыкается. Такие условия характерны для индукционного возбуждения токов в проводящей поляризующейся среде. Выражение (4.36) для $\sigma(p)$ преобразуем еще раз так, что

$$\sigma(p) = \sigma_0 + \frac{p(\sigma_{\infty} - \sigma_0)}{p + 1/\tau} + p \epsilon_{\infty}, \quad (4.38)$$

и разделим на p , после чего определим оригинал по таблице преобразований Лапласа. Очевидно второе слагаемое в (4.38) дает дельта-функцию Дирака, которую можно опустить, так что

$$\sigma(t) = \sigma_0 + (\sigma_{\infty} - \sigma_0) e^{-t/\tau}. \quad (4.39)$$

Это выражение можно представить в различных видах, например

$$\sigma(t) = \sigma_0 [1 - \eta(1 - e^{-t/\tau})] = \sigma_0 (1 + \frac{\eta}{1 - \eta}) e^{-t/\tau}. \quad (4.40)$$

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что во временной области высокочастотная часть тока смещения в образце гетерогенной среды проявляется так же, как и в гомогенной среде, т.е. она не дает вклада в переходный процесс для $t > 0$.

Далее рассмотрим случай, когда к образцу приложена ступень тока (практически это соответствует исследованию спада напряжения при размыкании токовой цепи после установления в ней переходного процесса от предшествующего включения). Напомним, что в гомогенной среде

$$\rho(p) = \frac{1}{\sigma(p)} = \frac{1}{\sigma - i\omega\epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{1}{p + 1/\rho\epsilon}. \quad (4.41)$$

Тогда

$$E(p) = \frac{j}{\epsilon} \cdot \frac{1}{p + 1/\rho\epsilon}, \quad (4.42)$$

что во временной области соответствует

$$E(t) = \rho(1 - e^{-t/\rho\epsilon}) j, \quad (4.43)$$

Это означает, что переходное сопротивление

$$\rho(t) = \rho(1 - e^{-t/\rho\epsilon}). \quad (4.44)$$

В гетерогенной среде для упрощения, как и в [11], приравняем $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$. Эта модель вполне соответствует природным условиям, так как $\epsilon_{\text{отн}}$ для большинства минеральных составляющих горных пород варьирует в относительно небольших пределах (4 - 80), тогда как электропроводность изменяется на несколько порядков. Тогда из (4.38) следует, что

$$\rho(p) = \frac{1}{\sigma(p)} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{p + 1/\tau}{(p + 1/\rho\epsilon_1)(p + 1/\rho\epsilon_2)}. \quad (4.45)$$

Переходное сопротивление снова определяется по таблице преобразований Лапласа

$$\rho(t) = \rho_0 [1 - (\frac{\alpha \rho_1}{\rho_0} e^{-t/\rho\epsilon_1} + \frac{\beta \rho_2}{\rho_0} e^{-t/\rho\epsilon_2})]. \quad (4.46)$$

Выражение (4.46) можно преобразовать так, что

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = 1 - \left[\frac{\alpha}{\alpha + \beta \bar{\rho}} e^{-(\alpha + \beta \bar{\rho})t} + \frac{\beta}{\beta + \alpha / \bar{\rho}} e^{-(\beta + \alpha / \bar{\rho})t} \right], \quad (4.47)$$

где $\bar{\rho} = \rho_2 / \rho_1$, $\bar{t} = t / \varepsilon \rho_0$.

Аналогично при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ из (4.38) следует

$$\frac{\sigma(t)}{\sigma_0} = 1 - [1 - (\alpha + \beta \bar{\rho})(\alpha + \beta / \bar{\rho})] e^{-(\alpha + \beta \bar{\rho})(\beta + \alpha / \bar{\rho})t}. \quad (4.48)$$

Как и в гомогенной среде, в t -области, в силу сверточных связей между током и напряжением, $\sigma(t)$ и $\rho(t)$ не связаны простой обратной зависимостью, как это имеет место в ω -области, т.е. $\rho(t)$ не равно $1/\sigma(t)$.

На рис. 19а показаны графики отношений $\sigma(t)/\sigma_0$, а на рис. 19б - $\rho(t)/\rho_0$ в зависимости от параметра $\bar{t} = t / \varepsilon \rho_0$ при одинаковых значениях параметров $\alpha = \bar{\rho}$ (индекс кривых). На этих рисунках показаны также кривые с индексом 1, соответствующие гомогенной среде с электропроводностью $\sigma = \sigma_0$ ($\rho = \rho_0$).

Обращает на себя внимание отличие в поведении кривых $\rho(t)$ и $\sigma(t)$. Кривые $\sigma(t)$ не искажены влиянием токов смещения и начинаются с константы $(2-\alpha)(\alpha^2 - \alpha + 1)$, которая обращается в 2 при малых α и в 1 при $\alpha=1$. С увеличением \bar{t} кривые $\sigma(t)/\sigma_0$ плавно переходят к правой асимптоте, равной единице. Кривые $\rho(t)/\rho_0$ начинаются с нуля (за счет токов смещения, как и в гомогенной среде), затем выходят на промежуточный уровень (при $\alpha = \bar{\rho} < 1$ этот уровень определяется как $0,5-0,5e^{-1}$) и далее стремятся к единице. Выход переходных характеристик на единицу в обоих случаях означает начало области квазистационарности поля. Как видно из рисунка, для нашей модели ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, $\bar{\rho} = \alpha$) эта область начинается примерно при

$$\bar{t} = t / \varepsilon \rho_0 \geq 3 / \alpha, \quad (4.49)$$

т.е. чем меньше $\alpha = \bar{\rho}$, тем позже. Это значит, что эффект Максвелла-Вагнера возрастает для сочетаний малых значений α и $\bar{\rho}$ (тонкие плохо-проводящие прослои между толстыми хорошо-проводящими). Пусть $\varepsilon_{\text{отн}} = 3.6\pi = 11.3$ и $\rho_0 = 100$ Ом·м. Для этих условий на рис. 19 дана вторая шкала t в мкс. По этой шкале видно, что эффектом Максвелла-Вагнера можно пренебречь для $t > 30$ мкс при $\alpha = \bar{\rho} = 10^{-3}$ (в этом случае $\rho_0 = 100$ Ом·м, если, например, $\rho_1 = 5 \cdot 10^4$ Ом·м, $\rho_2 = 50$ Ом·м). В то же время для гомогенной среды с $\rho = 100$ Ом·м токами смещения можно пренебречь при $t > 0.03$ мкс, т.е. при времени, меньшем на три порядка (кривая с индексом 1 на рис. 19б).

Иными словами, квазистационарное приближение электромагнитного поля в гетерогенной среде справедливо в существенно более ограниченном снизу диапазоне времени. Аналогичное ограничение сверху имеет место в частотной области.

Таким образом, универсальность формулы Cole-Cole распространяется на эффект Максвелла-Вагнера с известной природой дисперсии, если ее дополнить слагаемым, учитывающим токи смещения на высоких

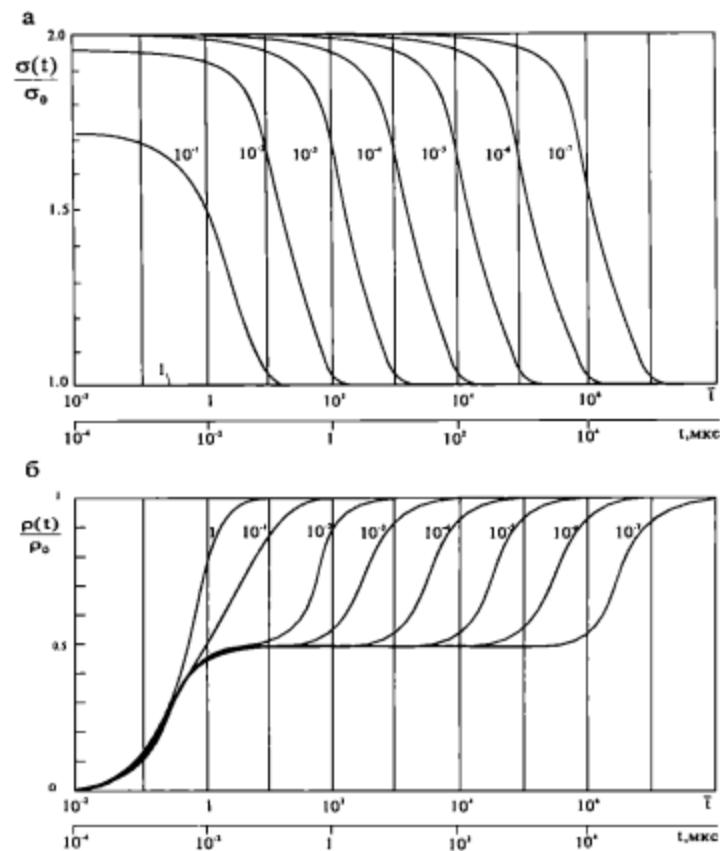


Рис. 19. Переходные характеристики электропроводности и сопротивления (индекс кривых - $\alpha = \bar{\rho}$)

частотах. Это слагаемое во временной области для $t > 0$ можно не учитывать при приложении к образцу среды ступени напряжения, что характерно для индукционных исследований. При приложении к образцу среды ступени тока это слагаемое оказывается на наиболее ранних стадиях изменения переходного сопротивления.

4.5. Диспергирующее полупространство

В отличие от многочисленных опубликованных материалов по численному моделированию НЧД, в разделах 4.5 - 4.8 рассматривается асимптотическое поведение ЭМ поля в диспергирующих средах, в частности, в ближней зоне (поздней стадии), что в большинстве случаев позволяет получить аналитические результаты. При обоснованном использовании асимптотики такие результаты имеют большое значение

для выявления и понимания основных закономерностей влияния НЧД на результаты ЭМ исследований.

Приближенная теория индукционно возбуждаемой ВП для поздней стадии во временной области [62] базировалась на гипотезе об очень медленном изменении электропроводности среды относительно времени индукционного становления поля. Это позволило свести интеграл Диомеля к простым формулам для среды, осесимметричной с кольцевым источником. Однако гипотетический характер этой теории требовал специальных доказательств правомерности устанавливаемых с ее помощью закономерностей, а также оценки области ее применимости.

Ответы на эти вопросы дала асимптотическая частотно-временная теория [40,44]. Асимптотический подход также позволил получить легко анализируемые результаты. Здесь использовано асимптотическое представление решения задачи для осесимметричной модели в частотной области с учетом НЧД (например, по формуле Cole-Cole). Переход во временную область осуществляется при помощи теоремы операционного исчисления об асимптотическом разложении оригинала.

В результате удалось сопоставить асимптотические формулы для сигнала в ω - и в t -области. Вспомним, например, что эдс в соосных петлях, расположенных на поверхности однородного полупространства, при ограничении тремя первыми членами разложения в недиспергирующей среде в ω -области имеет вид

$$\frac{V(p)}{p} = \frac{\mu I Q q}{2\pi} \left[\frac{1}{R^3} q_1 - \frac{p \sigma_\infty \mu}{4R} q_2 + \frac{2(p \sigma_\infty \mu)^{3/2}}{15} + \dots \right], \quad (4.50)$$

где R и r - радиусы генераторной и приемной петель, $q_{1,2}$ - функции отношения r/R , Q и q - площади генераторной и приемной петель, а в t -области

$$V(t) = \frac{\mu I Q q}{20\pi^{3/2}} (\sigma_\infty \mu)^{3/2} t^{-5/2} \left[1 - \frac{5}{28} \left(1 + \frac{r^2}{R^2} \right) \frac{\sigma_\infty \mu R^2}{t} + \dots \right]. \quad (4.51)$$

Из этого сопоставления видно, что члены ряда (4.50), содержащие целые степени частоты, не дают вклада в переходный процесс. Первый член представляет собой первичное поле, второй - часть вторичного поля, соответствующую так называемой области малого параметра и прямо пропорциональную частоте и электропроводности среды. Эта часть вторичного поля в частотной области не зависит от скин-эффекта и зависит от размера установки как I/R . Третий член ряда (4.50) представляет ту часть вторичного поля, которая целиком определяется скин-эффектом и не зависит от размера установки. Во временной области главным является соответствующий ему первый член ряда (4.51), определяющий поле индукционного становления в ближней зоне.

Переходный процесс в проводящей поляризующейся среде в ближней зоне определяется в первом приближении подстановкой во второй член ряда (4.50) вместо σ значения комплексной электропроводности $\sigma(p)$. Например, если в формуле Cole-Cole (4.25) $c=1$ и при этом не накладывается

никаких ограничений на η (кроме $\eta \leq 1$), решение для ближней зоны в ω -области имеет вид

$$\frac{V(p)}{p} = \frac{\mu I Q q}{2\pi} \left[\frac{1}{R^3} q_1 - \frac{\sigma_\infty \mu}{4R} q_2 \frac{p(p+1/\tau)}{p+1/[\tau(1-\eta)]} + \frac{2(p \sigma_\infty \mu)^{3/2}}{15} \right]. \quad (4.52)$$

Переход во временную область осуществляется при помощи табличных преобразований Лапласа. В результате

$$V(t) = V_0(t) \left[1 - \frac{5\sqrt{\pi}q_2}{2\sqrt{\tau_0}} \cdot \frac{\eta}{(1-\eta)^2 \tau^2} t^{5/2} e^{-t/\tau(1-\eta)} \right] = V_{ind}(t) + V_{pol}(t), \quad (4.53)$$

где $\tau_0 = \sigma_\infty \mu R^2$ - постоянная времени индукционного становления поля, а индукционный сигнал $V_{ind}(t)$ определяется первым членом ряда (4.51). Коэффициент q_2 в зависимости от отношения r/R принимает значения, приведенные в таблице 5.

Таблица 5

Значения коэффициента q_2

r/R	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
q_2	0.997	0.993	0.986	0.978	0.962	0.946	0.928	0.905	0.878	0.849

Аналогичные результаты получаются с помощью табличных преобразований Лапласа при $c = 1/2$.

Для однородного полупространства могут быть также получены аналитические результаты и для волновой зоны, т.е. для ранней стадии переходного процесса. В частности, при $c = 1$ нормированная эдс

$$\bar{V}(t) = \frac{\pi R^5 \sigma_\infty}{3IQq} V(t) = \frac{1 - \eta e^{-\bar{t}/\bar{\tau}}}{1 - \eta}, \quad (4.54)$$

а при $c = 1/2$

$$\bar{V}(t) = \frac{\pi R^5 \sigma_\infty}{3IQq} V(t) = \frac{1 - \eta e^{-\bar{t}/\bar{\tau}} \operatorname{erfc} \sqrt{\bar{t}/\bar{\tau}}}{1 - \eta}. \quad (4.55)$$

Аналитические результаты позволили сделать следующие важные выводы о характере становления поля в ближней зоне:

- индукционный и поляризационный переходные процессы в этой зоне (в отличие от волновой зоны) аддитивны,
- главная часть влияния НЧД в t -области определяется той частью вторичного поля в ω -области, которая прямо пропорциональна частоте и электропроводности среды и не дает вклада в переходный процесс в недиспергирующей среде,
- индукционный и поляризационный процессы различным образом зависят от размера установки, что может быть положено в основу их разделения,
- относительное влияние НЧД возрастает с уменьшением электропроводности среды.

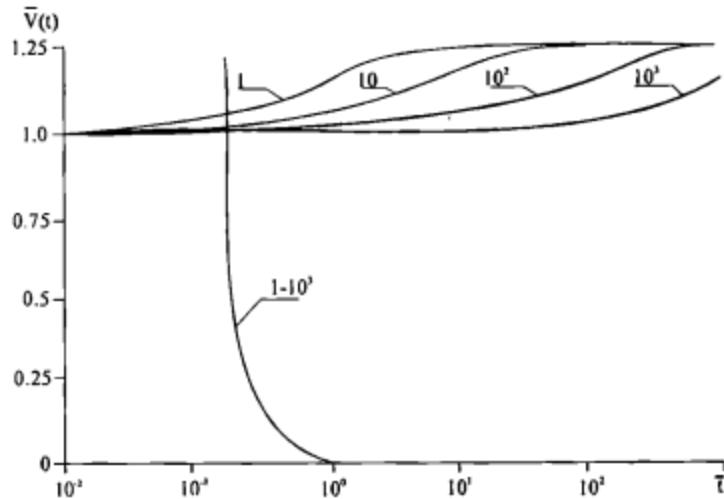


Рис. 20. Значения сигнала от полупространства для ближней и дальней зон при $\eta=0.2$ (индекс кривых $\bar{\tau}$)

Выполнение расчетов по асимптотическим формулам не представляет трудностей. На рис. 20 показаны кривые неустановившегося сигнала в сопряженных петлях для ближней и дальней зон при $\eta = 0.2$ и $\tau = 1, 10, 10^2, 10^3$. Кривые для дальней зоны начинаются с 1 и выходят на асимптоту, равную $1/(1-\eta)$. Чем больше величина $\bar{\tau} = \tau / \tau_0$, т.е. отношение постоянных времени поляризационного и индукционного процессов, тем медленнее во времени осуществляется этот переход. Кривые для ближней зоны в этом масштабе сливаются в одну (индекс $1-10^3$), совпадающую с кривой для недиспергирующей среды. Из этого рисунка также видно, что дисперсионные явления, характерные для дальней зоны, могут существенно проявиться только при больших значениях η и малых отношениях τ/τ_0 . Этот вывод подтверждается результатами математического моделирования ЭМ поля для слоистых диспергирующих сред [59].

Кривые для ближней зоны в увеличенном масштабе показаны на рис. 21, на котором хорошо видны переходы через нуль, в том числе двойные. С ростом отношения τ/τ_0 отрицательные области увеличиваются, достигают некоторого максимума, а затем затухают, одновременно растягиваясь и сдвигаясь вправо по времени.

4.6. Горизонтально-слоистая диспергирующая среда

4.6.1. Асимптотика ближней зоны

Поскольку поляризационный сигнал в ближней зоне определяется главным образом через формулы малого параметра, то для любой осесимметричной среды, в частности для горизонтально-слоистой, поляри-

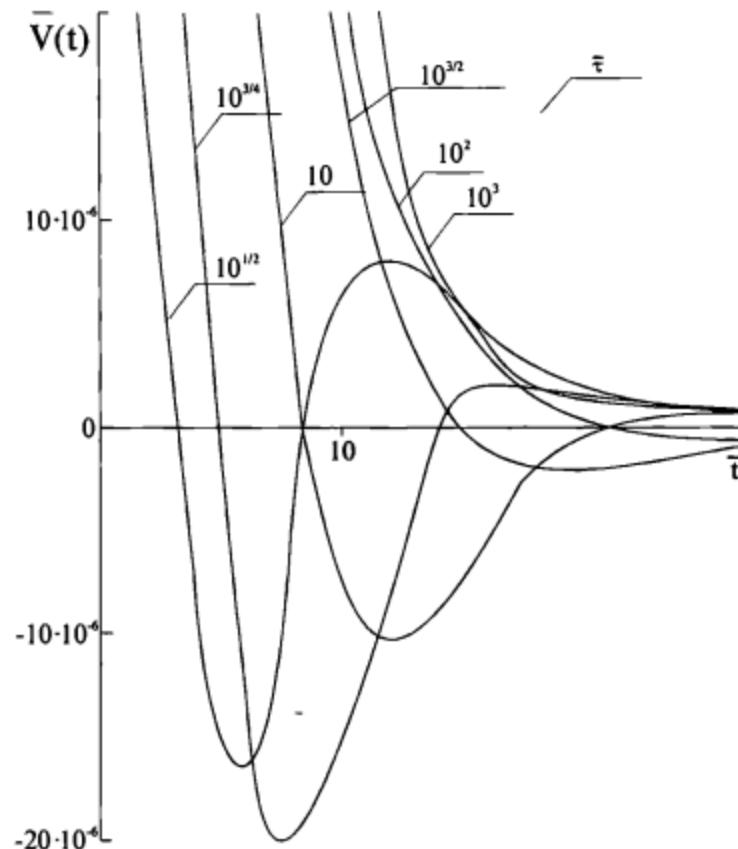


Рис. 21. Значения сигнала от полупространства для ближней зоны при $\eta=0.2$ в увеличенном масштабе (индекс кривых $-\bar{\tau}$)

зационный сигнал также определяется простыми аналитическими выражениями, включающими сумму произведений электропроводностей и геометрических факторов всех элементов разреза. Для недиспергирующего горизонтально-слоистого полупространства вторичный сигнал в соосных петлях в ω -области имеет вид [44]

$$V(p) = -q_2 p^2 \mu^2 Q q I \sum_{i=1}^N \sigma_i G_i / (8\pi R), \quad (4.56)$$

где i - номер слоя, N - число слоев в разрезе, σ_i - электропроводность i -го слоя, G_i - его геометрический фактор, q_2 - коэффициент установки, численные значения которого приведены выше. Величина G_i в общем случае определяется интегралом вида

$$G_i = \frac{\int_0^{\infty} x^{-2} J_1(x) J_1(\bar{r}x) (e^{-2\bar{h}_{i-1}x} - e^{-2\bar{h}_i x}) dx}{\int_0^{\infty} x^{-2} J_1(x) J_1(\bar{r}x) dx}, \quad (4.57)$$

где $\bar{r}=r/R$, $\bar{h}=h/R$, h_i - подошва и h_{i-1} - кровля i -го слоя.
При $r \ll R$ выражение существенно упрощается, так что

$$G_i = (1 + 2\bar{h}_i - \sqrt{1 + 4\bar{h}_i^2}) - (1 + 2\bar{h}_{i-1} - \sqrt{1 + 4\bar{h}_{i-1}^2}). \quad (4.58)$$

Для верхнего слоя мощностью от 0 до h геометрический фактор $G(\bar{h})$ определяется формулами (4.57), (4.58), в которых нужно положить $\bar{h}_{i-1}=0$, $\bar{h}_i=\bar{h}$. При изменении \bar{r} в широких пределах величина геометрического фактора изменяется незначительно. Это хорошо видно из данных табл. 6, в которой приведены значения функции $G(\bar{h})$ для двух крайних случаев $r/R=0.1$ и 1.0 . Для i -го слоя величину G_i определяют по табл. 6 как разность величин $G(\bar{h})$ при $\bar{h}=\bar{h}_i$ и при $\bar{h}=\bar{h}_{i-1}$.

Таблица 6

Значения геометрического фактора верхнего слоя $G(\bar{h})$

\bar{h}	\bar{r}		\bar{h}	\bar{r}		\bar{h}	\bar{r}	
	0.1	1.0		0.1	1.0		0.1	1.0
0.1	0.180	0.180	1.5	0.838	0.819	3.8	0.935	0.930
0.2	0.323	0.323	1.6	0.848	0.830	4.0	0.939	0.934
0.3	0.434	0.433	1.7	0.857	0.840	4.5	0.946	0.941
0.4	0.519	0.501	1.8	0.864	0.848	5.0	0.951	0.948
0.5	0.586	0.563	1.9	0.871	0.856	5.5	0.956	0.953
0.6	0.638	0.613	2.0	0.878	0.863	6.0	0.959	0.958
0.7	0.680	0.653	2.2	0.889	0.876	6.5	0.963	0.961
0.8	0.714	0.687	2.4	0.898	0.886	7.0	0.965	0.965
0.9	0.741	0.715	2.6	0.906	0.895	7.5	0.968	0.967
1.0	0.764	0.739	2.8	0.912	0.903	8.0	0.970	0.970
1.1	0.784	0.760	3.0	0.918	0.910	8.5	0.972	0.972
1.2	0.800	0.778	3.2	0.923	0.916	9.0	0.973	0.974
1.3	0.815	0.793	3.4	0.928	0.921	9.5	0.975	0.976
1.4	0.827	0.807	3.6	0.932	0.926	10.0	0.976	0.977

Подстановка в формулу (4.56) значений комплексной электропроводности слоев позволяет учесть влияние НЧД. Перевод результата в t -область с использованием формулы Cole-Cole при $c=1$ приводит к

$$V_{pol}(t) = \frac{\mu^2 IQqq_2}{8\pi R} \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{ai}\eta_i G_{ai}}{\tau_i^2(1-\eta_i)^2} e^{-t/\tau_i(1-\eta_i)}. \quad (4.59)$$

После вычисления поляризационного сигнала и сложения его с сигналом индукционного становления поля для той же модели находят суммарный сигнал.

Асимптотическая теория позволяет легко оценить границы ее применимости. Для этого нужно задать отношение последнего учтенного члена асимптотического разложения поля в ближней зоне (4.51) к предыдущему. Например, с учетом того, что этот ряд знакопеременный, положим, что для недиспергирующей среды в t -области это отношение не превышает 20%, т.е.

$$\frac{28t}{5\sigma_a\mu R^2(1+r^2/R^2)} = \frac{28t}{5\tau_0(1+r^2/R^2)} \geq 5, \quad (4.60)$$

откуда с учетом $r/R \leq 1$ условие ближней зоны получается в виде $t/t_0 \geq 2$. (4.61)

Для диспергирующей среды подставим комплексную электропроводность во второй и третий члены ряда (4.50), а затем найдем и сравним их оригиналы. Наиболее простая оценка такого рода в аналитическом виде получена для малых значений η , когда $\sigma(p)$ определяется выражением (4.29). Эта оценка показала, что для того, чтобы пренебречь вкладом третьего члена с погрешностью не более 20%, достаточно выполнить условие

$$t/t_0 \geq 10. \quad (4.62)$$

Применив тот же подход, авторы работы [50] получили асимптотическое решение для неустановившегося поля вертикального магнитного диполя на поверхности однородного полупространства с учетом первых трех членов разложения в частотной области без ограничений по η . При этом оценка вклада третьего члена потребовала выполнения численного интегрирования. Этот результат был сопоставлен с данными расчетов той же задачи по полным формулам, полученными численным интегрированием при отношении $t/t_0=25$. Результаты сопоставления показали, что для времени $t \geq 2.5t_0$ данные приближенных и точных расчетов практически полностью совпадают.

4.6.2. Разделение индукционного и поляризационного переходных процессов

Возможность раздельного определения индукционного и поляризационного слагаемых сигнала в ближней зоне для однородного полупространства вытекает непосредственно из структуры формулы (4.53). Из этой формулы видно, что поляризационный сигнал имеет иную, чем сигнал ста-

новления, зависимость от размеров установки. Это выражается в наличии множителя $q_2 / \sqrt{t_0}$, который содержит R в знаменателе и функцию $q_2(t/R)$ в числителе. Поэтому для разделения индукционного и поляризационного сигналов достаточно выполнить измерения с петлями двух разных размеров [40]. Можно варьировать размерами любой из петель - генераторной и/или приемной, хотя технически более удобно измерять сигналы в двух приемных петлях разного размера, возбуждаемые одной и той же генераторной петлей.

Введем нормировку

$$V^* = V / (IQq), \quad (4.63)$$

а индексами 1 и 2 обозначим сигналы, измеренные с установками разного размера. В общем случае, когда изменяются размеры обоих петель,

$$V_{ind}^*(t) = [V_1^*(t) - q_1 R_2 V_2^*(t) / (q_2 R_1)] / [1 - q_1 R_2 / (q_2 R_1)], \quad (4.64)$$

$$V_{pol}^*(t) = [V_1^*(t) - V_2^*(t)] / [1 - q_2 R_1 / (q_1 R_2)]. \quad (4.65)$$

Если генераторная петля не меняется, то

$$V_{ind}^*(t) = [V_1^*(t) - q_1 V_2^*(t) / q_2] / [1 - q_1 / q_2], \quad (4.66)$$

$$V_{pol}^*(t) = [V_1^*(t) - V_2^*(t)] / [1 - q_2 / q_1]. \quad (4.67)$$

В этих формулах величины q_1 и q_2 соответствуют значениям коэффициента q_2 в формуле (4.52) при двух разных размерах установок (1 и 2).

Для горизонтально-слоистой среды возможность такого разделения индукционного и поляризационного сигналов не очевидна, так как в соответствии с асимптотическим решением (4.59) при изменении размеров установки изменяются не только величины R и q_2 , но и значения геометрических факторов G_i всех слоев разреза. Однако, если изменять размер только приемной петли t , то в соответствии с приведенной выше табл. 6 значения геометрического фактора для одних и тех же h/R меняются незначительно, и изменения поляризационного сигнала определяются в этом случае главным образом изменениями коэффициента q_2 , т.е. приближенное разделение индукционного и поляризационного сигналов оказывается возможным и осуществляется в соответствии с формулами (4.66). (4.67) [44].

Таким образом, сигнал индукционного становления может быть освобожден от искажающего влияния НЧД, что делает его пригодным для дальнейшей интерпретации всеми известными способами. По выделенному поляризационному сигналу на качественном уровне могут быть определены параметры дисперсии.

Следует при этом обратить внимание на следующее обстоятельство. Исходные сигналы индукционной и поляризационной природы могут на порядок и более превышать суммарный измеряемый сигнал, так как последний представляет собой фактически их разность (малую разность двух больших величин). В то же время суммарные нормиро-

ванные сигналы для установок разного размера отличаются друг от друга незначительно, но именно по этим сигналам вычисляются значения их слагаемых. Все это приводит к требованиям существенного снижения (примерно до 1%) погрешности наблюдений по сравнению с имеющей место при обычных работах МПП. Кроме того, следует исключить погрешности геометрии установки путем инструментальной разбивки ее положения на местности. Если эти требования выполняются, то такое разделение в принципе возможно.

Следует учитывать, что для разнесенных источников изменение знака может быть также связано с горизонтальной неоднородностью разреза. Например, для соосных петель переходный процесс от локального проводящего объекта, размещенного вблизи оси системы петель, будет положительным, а от того же проводника, расположенного в плане в промежутке между петлями - отрицательным. В сочетании с быстрым спадающим положительным процессом от проводящих вмещающих или покровных отложений суммарная переходная характеристика может, начиная с некоторого момента времени, изменить знак. Эти простые рассуждения подтверждаются результатами трехмерного моделирования, приведенными в работе [88] и других публикациях.

Поэтому при опробовании возможности разделения индукционного и поляризационного эффектов по результатам измерений с установками двух разных размеров выбирались разрезы, близкие к осесимметричным.

Пример такого разделения по результатам полевых экспериментальных данных, полученных Центргеофизикой на Габриэлевском месторождении Рудного Алтая (А.И. Балакин, 1983 г.), показан на рис. 22. Измерения были проведены с одновитковой приемной петлей 100x100 м, совмещенной с генераторной (сплошные кривые на рис. 22а), и с четырехвитковой приемной петлей 50x50 м, соосной с той же генераторной (пунктирные кривые на рис. 22а). Индекс кривых соответствует времени задержки в миллисекундах. Значения эдс в обеих петлях с равными эффективными площадями имеют один и тот же знак (положительный), но отличаются по амплитуде: для 50-метровой петли эти значения меньше, чем для 100-метровой. Обработка данных проведена в соответствии с формулами (4.66, 4.67). Результаты обработки в виде графиков величин V_{ind}/I сплошные) и V_{pol}/I (пунктир) показаны на рис. 22б, а на рис 22в приведен схематический геологический разрез. Максимумы индукционной и поляризационной аномалий совпадают и приурочены к рудной зоне, центральная часть которой представляет собой залежь массивных медно-колчеданных руд, а боковые части характеризуются интенсивной вкрашенной пиритизацией. По разделенным сигналам были определены эффективные (кажущиеся) значения электропроводности, поляризуемости и постоянной времени поляризации: $\sigma_t=53$ мСм/м, $\tau_{ef}=0.12$ и $\tau_{ef}=3.4$ мс.

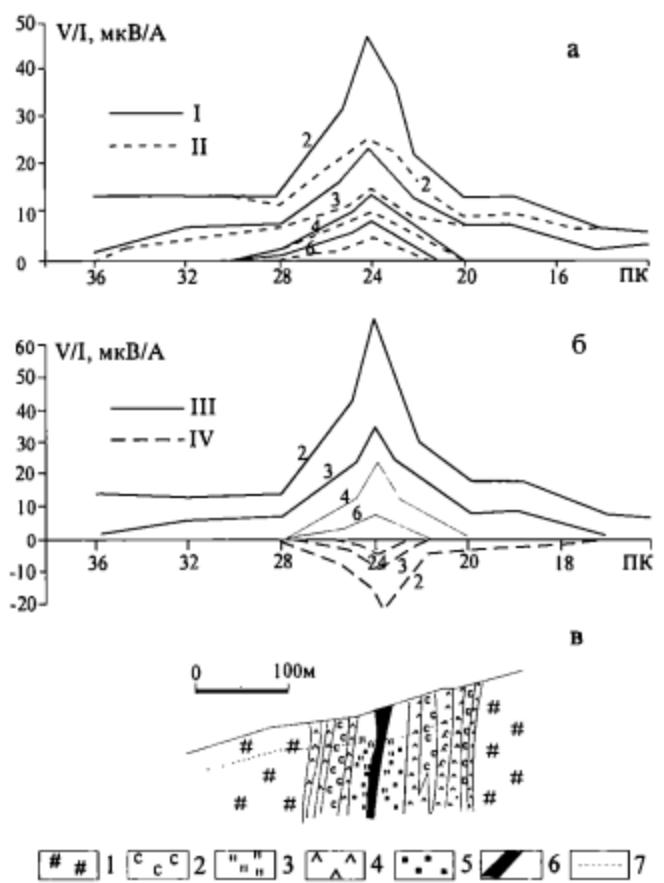


Рис. 22. Результаты измерений неустановившегося сигнала (а), результаты обработки (б) и схематический геологический разрез (в) Габрилевского месторождения, индекс кривых - t , мс. (Ю.И.Балакин, 1985).

1-эффузивы кислого состава, 2-кварц-серицитовые сланцы, интенсивное расланцевание, 4-габбро-диабазы, 5-интенсивная пиритизация, 6-массивные медноколчеданные руды, 7-граница зоны окисления. I - одновитковая петля 100x100 м, II - четырехвитковая петля 50x50 м, III - $V_{\mu\mu}/I$, IV - $V_{\mu\nu}/I$.

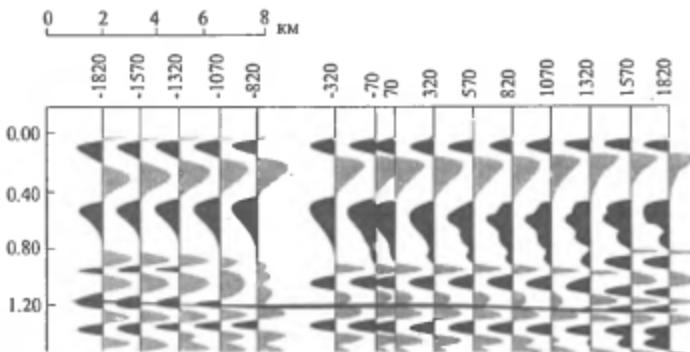


Рис. 23. Результаты работ по методике зондирований становлением поля с закрепленным источником (ЗС-ЗИ) на нефтяном месторождении Бешкуль в Прикаспии (И.А.Безрук и др., 1994)

4.6.3. Моделирование влияния дисперсии в связи с феноменом высокоразрешающей электроразведки

В течение примерно полутора десятков лет геофизиками России дискутируется феномен необъяснимо высокой разрешающей способности электроразведки методом ЗС при расщеплении осадочного разреза, многократно наблюдаемый в практике полевых исследований и не воспроизводимый при помощи математического моделирования на основе уравнений электродинамики. Примеры наблюдений такого рода впервые получены В.В.Тихаевым и его коллегами по НВНИИГГ в Саратове [68], а затем и многими другими электроразведчиками [5, 58, 65 и др.]. Один из таких примеров [5] воспроизведен на рис. 23. Это результаты работ по методике зондирований становлением поля с закрепленным источником (ЗС-ЗИ) на нефтяном месторождении Бешкуль в Прикаспии. На рисунке показан вертикальный геоэлектрический разрез по одному из профилей, построенный по результатам измерений вертикальной магнитной компоненты поля горизонтального электрического диполя. Применение при обработке разностных (вычитание синтезированного сигнала от опорного толстослоистого разреза) и дифференциальных трансформаций позволило выделить высокочастотную часть сигнала, характеризующуюся высокой разрешающей способностью. Затеменные участки графиков соответствуют низкоомным, а более светлые - высокоомным горизонтам. На уровне нефтяной залежи (около 1200 м) отмечается горизонт, ведущий себя как высокоомный в центральной части профиля (в пределах залежи) и как низкоомный - в краевых частях. Повышение сопротивления в центральной части связано с углеводородным насыщением пласта-коллектора. Это подтверждается также результатами измерений фазового параметра ВП на том же месторождении.

В связи с поисками объяснений высокой разрешающей способности ЗС в НВНИИГГ, ВНИИГеофизика, ОИФЗ и других организациях выполнены значительные объемы математического моделирования неустановившегося магнитного поля в горизонтально-слоистой диспергирующей среде. Обобщенный результат этих исследований может быть кратко сформулирован следующим образом: НЧД (при условии реализации высокоточных измерений неустановившегося поля) приводит к определенному увеличению разрешенности электроразведки ЗС, однако не в такой степени, в какой это зачастую имеет место при построении разрезов по результатам практических полевых наблюдений. При этом отмечается не только некоторое повышение разрешающей способности, но и существенное усложнение кривых зондирования, неоднозначность их связи с разрезом. Например, положение характерных особенностей кривых ЗСБ на временной оси оказывается связанным не столько с глубиной залегания поляризующихся пластов, сколько с величиной постоянной времени поляризации [59 и др.].

На наш взгляд при таком моделировании не уделяется достаточное внимание

а) учету поверхностной поляризации на границах диспергирующих пластов с другими проводящими средами, которая связана с появлением на этих границах нормальной компоненты плотности тока за счет гетерогенности диспергирующей среды,

б) многообразию масштабов неоднородностей гетерогенных горных пород, допускающему для различных участков такой среды преимущественное возбуждение поляризационных процессов с различными постоянными времени в зависимости от соответствующих значений постоянных времени индукционного становления поля токов, протекающих через эти участки.

Исследование этого вопроса еще весьма далеко от завершения и интенсивно продолжается. Поэтому пока нет смысла более подробно останавливаться на результатах моделирования горизонтально-слоистых разрезов с учетом дисперсии.

Между тем, имеют место и другие актуальные модели. Некоторые из них рассмотрены в последующих разделах. Прежде всего это безграничное макрооднородное диспергирующее пространство - Простейшая модель, на которой, как правило, наиболее просто выявляются основные закономерности поведения ЭМ поля. Эта модель имеет и прикладной аспект как одна из базовых моделей в теории электромагнитного каротажа, или при индукционных измерениях электрических свойств керна [77]. Сюда же относится и цилиндрически слоистая диспергирующая среда.

Другая модель представляет собой сферически слоистую диспергирующую среду. На ее основе могут быть построена сферическая модель Земли с хорошо проводящим однородным ядром и диспергирующей оболочкой, а также рудная модель, представляющая собой залежь хорошо проводящих массивных руд, окруженную зоной измененных пород, содержащих вкрапленную минерализацию.

Поскольку эти задачи с учетом дисперсии ранее не рассматривались, проведем анализ электромагнитного поля как в t-области, так и в ω -области.

4.7. Безграничная макрооднородная диспергирующая среда

Пусть в однородную среду помещен вертикальный магнитный диполь (ВМД). Рассмотрим вначале поле в ω -области без учета дисперсии. Для простоты ограничимся точкой на оси диполя на расстоянии L от него, в которую поместим соосную с источником приемную катушку. Такая конфигурация исследуется в теории индукционного каротажа. H.G.Doll [75] разработал приближенную теорию ЭМ поля ВМД в однородной среде на основе предположения о том, что вихревые токи в среде возбуждаются только первичным полем и не взаимодействуют между собой, т.е. без учета скин-эффекта. Впоследствии А.А.Кауфманом [45] было показано, что это приближение, сыгравшее большую роль в создании индукционного каротажа, соответствует асимптотике ближней зоны или области малого индукционного параметра

$$L/\delta = L(\omega\mu\sigma/2)^{1/2}, \quad (4.68)$$

где $\delta = (2/\omega\mu\sigma)^{1/2}$ - толщина скин-слоя.

Эдс в измерительной катушке в однородной среде имеет в общем случае хорошо известный вид

$$V = V_{pr} e^{ikL}(1-i\delta L), \quad (4.69)$$

где: $V_{pr} = i\omega\mu I Q q / (2\pi L^3)$ - Первичное поле, $k = (i\omega\mu\sigma)^{1/2}$ - волновое число,

Q и q - эффективные площади генераторной и приемной катушек.

I - ток в генераторной катушке,

Разлагая это выражение в ряд по частоте и ограничиваясь для действительной и мнимой компонент первыми членами, найдем отношение вторичного поля к первичному

$$V_s/V_{pr} = i(L/\delta)^2[1+i2(L/\delta)/3]. \quad (4.70)$$

При $L/\delta \leq 0.15$ абсолютное значение отношения второго слагаемого в квадратных скобках к первому составляет $2(L/\delta)/3 \leq 0.1$, т.е. условие ближней зоны практически выполняется.

Оценим вклад НЧД в измеряемую в однородной среде эдс также для области малого параметра. Для этого заменим действительную электропроводность σ комплексной в соответствии с формулой Cole-Cole

$$\sigma(\omega) = \sigma_\infty [1 + (i\omega t)^c] / [1/(1-\eta) + (i\omega t)^c], \quad (4.71)$$

где σ_∞ - электропроводность среды на высоких частотах, когда влияние поляризации отсутствует, η и c - поляризуемость и постоянная времени поляризации приложении к образцу среды ступени напряжения, c - показатель, характеризующий форму затухания ВП в t-области. Примем $c=1$, что соответствует экспоненциальному спаду поляризуемости с увеличением времени, рекомендованному для описания наиболее ранних стадий ВП [48]. Тогда вместо (4.70) получим

$$V_s/V_{pr} = (i\omega\mu L^2/2)\sigma_\infty[1 + \operatorname{Re}\Delta\sigma(\omega)/\sigma_\infty + i\operatorname{Im}\Delta\sigma(\omega)/\sigma_\infty], \quad (4.72)$$

где $P = \omega\tau(1-\eta)$,

$$\operatorname{Re}\Delta\sigma(\omega)/\sigma_\infty = -\eta/(1+P^2), \quad (4.73)$$

$$\operatorname{Im}\Delta\sigma(\omega)/\sigma_\infty = \eta P/(1+P^2) + 2(L/\delta)/3. \quad (4.74)$$

Второе слагаемое в (4.74) также следовало бы развернуть в соответствии с (4.71), разделить действительную и мнимую части и т.д. Однако в наших приближенных оценках этим можно пренебречь как погрешностью следующего порядка и ограничиться сравнением (4.73) с единицей, а в (4.74) сравнить первое слагаемое со вторым.

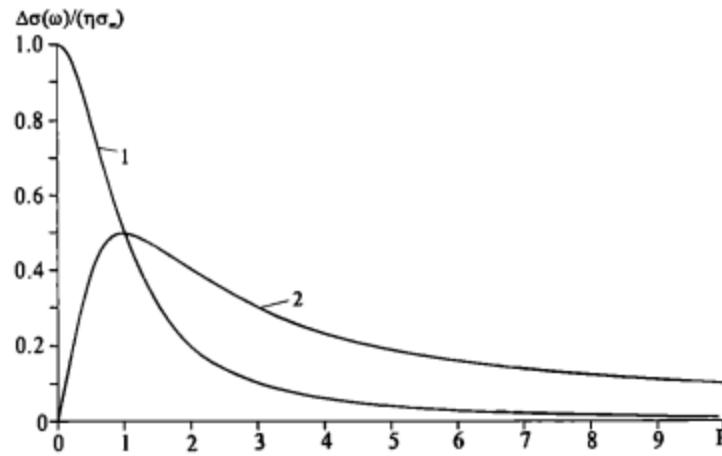


Рис. 24. Графики величин: 1. $-\operatorname{Re}\Delta\sigma(\omega)/(\eta\sigma_\infty)$, 2. $\operatorname{Im}\Delta\sigma(\omega)/(\eta\sigma_\infty)$

Таким образом, за счет влияния НЧД появились два дополнительных члена (действительный и мнимый). В результате при изменении частоты от нуля до бесконечности действительная часть электропроводности изменяется от $\sigma_0 = \sigma_\infty(1-\eta)$ до σ_∞ , а мнимая вначале растет, достигает максимума при $P=1$, затем спадает до нуля. Все эти особенности видны на графиках величин $-\operatorname{Re}\Delta\sigma(\omega)/(\eta\sigma_\infty)$ и $\operatorname{Im}\Delta\sigma(\omega)/(\eta\sigma_\infty)$ (первое слагаемое в формуле 4.74), показанных на рис. 24. В диапазоне значений P , соизмеримых с единицей, НЧД достаточно сильно сказывается на обеих компонентах и модуле.

Накопленный опыт изучения НЧД показывает, что для "быстрых ВП" наряду с малыми постоянными времени характерны большие значения установившейся поляризуемости (вплоть до 100 %). Положим в дальнейших оценках $\eta=0.5$. Тогда для $P=1$ и, соответственно, $\omega\tau=2$ (например, для $\tau=5$ мкс и частоты 64 кГц) найдем, что вклад НЧД в активную и реактивную компоненты составит около 25 %. При этой частоте, а также при сопротивлении среды 10 Ом·м толщина скин-слоя

$\delta=(2/\sigma\omega\mu)^{1/2}$ составляет 6.25 м. При длине зонда $L=0.5$ м второе слагаемое в (4.74) оказывается в 5 раз меньше первого.

Чтобы определить поляризационные параметры η и τ , необходимо измерить обе компоненты поля по крайней мере, на двух частотах, либо одну компоненту - на трех. Если вспомнить о неизвестном в общем случае параметре c (который мы положили равным единице), то количество исходных данных должно быть соответственно увеличено. Возможность таких определений методом подбора остается не только для ближней, но и для любой зоны источника, так как число определяемых параметров при этом не изменяется.

Для ближней зоны могут быть предложены различные способы разделения индукционного и поляризационного эффектов ввиду их аддитивности. Например, при $P>1$ действительная компонента с ростом P спадает значительно быстрее мнимой и, следовательно, с увеличением P влияние дисперсии на эту компоненту быстро уменьшается, тогда как ее влияние на мнимую компоненту все еще остается большим. Отсюда следует, в частности, возможность разделения индукционного и поляризационного процессов по фазовой и квадратурной компонентам при достаточно больших P .

Перейдем к оценке влияния НЧД на неустановившееся электромагнитное поле в ближней зоне. Вернемся к разложению (4.69) по частоте и ограничимся тремя первыми членами

$$V/V_{pr} = 1 - (ikL)^2/2 - (ikL)^3/3 - \dots \quad (4.75)$$

Переведем это асимптотическое решение в t -область при помощи обратного преобразования Фурье-Лапласа. В соответствии с теоремой об асимптотическом разложении оригинала члены, содержащие целые степени частоты, не дают вклада в переходный процесс для $t>0$. Тогда индукционный сигнал в недиспергирующей среде

$$V(t)_{ind} = [\mu I Q q / (2\pi)] (\sigma \mu)^{3/2} / [4(\pi)^{1/2} (t)^{5/2}] = V_0 / [4(\pi)^{1/2} (t/\tau_0)^{5/2}], \quad (4.76)$$

где

$$V_0 = \mu I Q q / [(2\pi L^3 \tau_0)], \quad (4.77)$$

а постоянная времени индукционного процесса $\tau_0 = \sigma \mu L^2$. Первый (первичное поле) и второй (вторичное поле малого параметра) члены разложения (4.75) не дают вклада в t -область и переходный процесс определяется третьим членом.

Совершенно иные соотношения имеют место в диспергирующей среде. Здесь три первых члена разложения (4.75) с учетом формулы Cole-Cole при $c=1$ выглядят следующим образом

$$V = [i\omega\mu I Q q / (2\pi)] \{ 1/L^3 + i\omega\mu\sigma_\infty(i\omega + 1/\tau) / [2L(i\omega + 1/\tau)(1-\eta)] - (i\omega\mu\sigma_\infty)^{3/2}/3 \}. \quad (4.78)$$

Теперь второй член разложения вносит главный вклад в сигнал, связанный с НЧД, а третий член, влияние НЧД на который по-прежнему не учитываем, определяет индукционный процесс, такой же, как в недиспергирующей среде. В итоге для t -области получаем сумму индукционного и поляризационного сигналов

$$V(t) = V(t)_{\text{ind}} + V(t)_{\text{pol}}, \quad (4.79)$$

где $V(t)_{\text{ind}}$ определяется формулой (4.76), а

$$V(t)_{\text{pol}} = -V_0 \cdot 2\eta \exp\{-t/[\tau(1-\eta)]\} / [(1-\eta)^2(\tau/\tau_0)^2]. \quad (4.80)$$

Заметим, что отношение t/τ можно представить в виде $(t/\tau_0)/(\tau/\tau_0)$ и таким образом выразить все временные параметры в долях постоянной времени индукционного процесса в недиспергирующей среде.

Составим отношение

$$V(t)_{\text{pol}}/V(t)_{\text{ind}} = 8\eta(\pi)^{1/2}(t/\tau_0)^{5/2}(\tau_0/\tau)^2 \exp\{-t/[\tau(1-\eta)]\} / (1-\eta)^2 \quad (4.81)$$

и оценим его величину. При $\bar{t}=t/\tau_0=\bar{\tau}=\tau/\tau_0=1$ и $\eta=0.5$ она составляет 3.84, т.е. вклад НЧД по отношению к вкладу электропроводности оказывается весьма значительным.

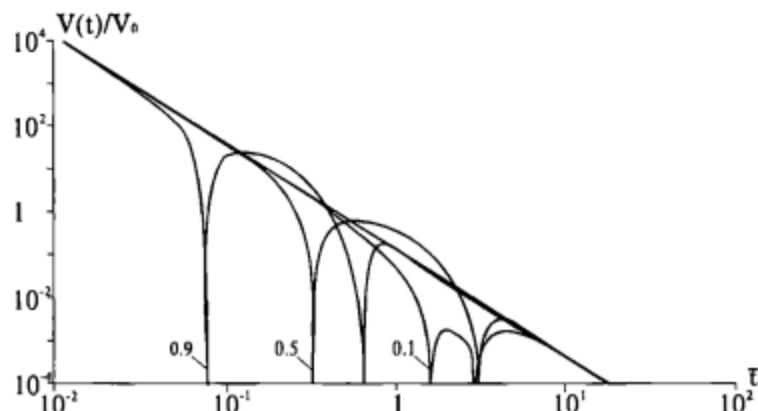


Рис. 25. Результаты расчета нормированных значений неустановившегося сигнала при $\bar{t}=1$ (индекс кривых - η)

На рис. 25. показаны результаты расчета нормированных значений неустановившегося сигнала

$$V(t)/V_0 = 1/[4\sqrt{\pi}\bar{t}^{5/2}] - 2\eta \exp\{-\bar{t}/[\bar{\tau}(1-\eta)]\} / [(1-\eta)\bar{\tau}^2]. \quad (4.82)$$

Из этого рисунка видно, что за счет НЧД при больших значениях поляризуемости сигнал в t -области становится резко немонотонным вплоть до смены знака, в том числе неоднократной. Наибольшим образом влияние НЧД проявляется на временах, соизмеримых с постоянной времени ВП.

Определение электропроводности среды и ее дисперсионных параметров в t -области также возможно путем измерения сигнала на разных моментах времени становления поля, либо при разных длинах установки. Например, индукционная и поляризационная составляющие сигнала

отличаются разной зависимостью от длины установки, что дает возможность разделения этих сигналов по результатам измерений с двумя установками разной длины.

4.8. Цилиндрически слоистая диспергирующая среда

Наиболее просто эта задача может быть рассмотрена для условий ближней зоны в ω -области. Пренебрежем в (4.74) вторым слагаемым. Тогда (4.72) содержит только те члены, которые определяются формулами малого параметра (или ближней зоны). Для этой области вклад каждого макрооднородного участка осесимметричной с ВМД среды в измеряемый сигнал пропорционален геометрическому фактору этого участка. Для осесимметричной среды с цилиндрическими границами формула (4.72) в соответствии с теорией малого параметра принимает вид

$$V_s/V_{\text{pr}} = (i\omega\mu L^2/2) \sum_{i=1}^N \Delta G_i \sigma_{i\infty} [1 + \operatorname{Re} \Delta \sigma_i(\omega) / \sigma_{i\infty} + i \operatorname{Im} \Delta \sigma_i(\omega) / \sigma_{i\infty}], \quad (4.83)$$

$$\operatorname{Re} \Delta \sigma_i(\omega) / \sigma_{i\infty} = -\eta_i / (1+P_i^2), \quad (4.84)$$

$$\operatorname{Im} \Delta \sigma_i(\omega) / \sigma_{i\infty} = \eta_i P_i / (1+P_i^2), \quad (4.85)$$

где i - номер цилиндрического слоя, N - число слоев, $P_i = \omega r_i (1-\eta_i)$, $\Delta G_i = G_i - G_{i-1}$,

G_i - геометрический фактор цилиндра радиуса r_i , определяемый [45] выражением

$$G(r/L) = 1 - \frac{2}{\pi r/L} \int_0^\infty A(m) \cos(mL/r) dm, \quad (4.86)$$

в котором подынтегральная функция представлена модифицированными функциями Бесселя второго рода, так что $A(m) = (m/2)[2K_0(m) \cdot K_1(m) - m \cdot (K_1^2(m) - K_0^2(m))]$.

Значения $G(r/L)$ приведены в [45]. Они могут быть хорошо аппроксимированы многочленом

$$\begin{aligned} G &= -0.00003(r/L)^6 + 0.001(r/L)^5 - 0.0137(r/L)^4 + 0.0976(r/L)^3 - \\ &\quad 0.3914(r/L)^2 + 0.8896(r/L) - 0.0945 \quad \text{при } 0.125 < r/L < 1.4, \\ G &= 0.0692(r/L)^6 - 0.5781(r/L)^5 + 1.9207(r/L)^4 - 3.164(r/L)^3 + 2.442(r/L)^2 - \\ &\quad - 0.2123(r/L) + 0.0101 \quad \text{при } r/L > 0.4. \end{aligned} \quad (4.87)$$

Несколько более сложная ситуация имеет место в t -области. Здесь первое слагаемое в (4.72) и (4.83) не вносит вклада в переходный процесс. Поэтому в ω -области нельзя отбрасывать часть вторичного поля, подобную второму слагаемому в (4.74), так как теперь это слагаемое вносит основной вклад в индукционный переходный процесс.

Наиболее просто найти эту часть поля для ближней зоны в t -области в случае, если изучаемая среда является цилиндрически слоистой по по-

ляризационным параметрам и однородной по электропроводности. Проделав для этого случая необходимые преобразования (аналогичные таковым для однородной среды), найдем, что суммарное поле и его индукционная часть по-прежнему определяются формулами (4.79) и (4.76) соответственно, а поляризационная часть

$$V_{\text{pol}}(t) = V_0 \cdot 2 \sum_{i=1}^N \Delta G_i \eta_i \exp\left\{-t/\left[\tau_i(1-\eta_i)\right]\right\} / [(1-\eta_i)^2 (\tau_i / \tau_0)^2] \quad (4.88)$$

Цилиндрически слоистая диспергирующая среда представляет собой одну из основных моделей для исследования НЧД в индукционном кратаже, при изучении НЧД методом физического моделирования и при измерениях свойств образцов керна. В частности, при исследовании керна при помощи зонда в виде соосных магнитных диполей, помещающегося внутрь отверстия, высовываемого по оси керна [77], нужно рассматривать трехслойную цилиндрическую среду с непроводящими внутренним (первым) и внешним (третьим) слоями. В этом случае формула (4.83) в ω -области принимает вид

$$\begin{aligned} Vs/V_{\text{pr}} = & (i\omega\mu L^2/2)[G(r_2/L) - G(r_1/L)]\sigma_{2\infty}[1 + \\ & + \operatorname{Re}\Delta\sigma_2(\omega)/\sigma_{2\infty} + i\operatorname{Im}\Delta\sigma_2(\omega)/\sigma_{2\infty}], \end{aligned} \quad (4.89)$$

а формула (4.88) в t -области -

$$V_{\text{pol}}(t) = V_0 \cdot 2[G(r_2/L) - G(r_1/L)]\eta_2 \exp\left\{-t/\left[\tau_2(1-\eta_2)\right]\right\} / [(1-\eta_2)^2 (\tau_2 / \tau_0)^2] \quad (4.90)$$

где в данном случае $\tau_0 = \sigma_{2\infty}\mu L^2$, r_2 - радиус керна и r_1 - радиус внутреннего отверстия.

Эти формулы отличаются от соответствующих формул для однородного полупространства (4.72) и (4.82 - второе слагаемое) тем, что в них существует множитель $[G(r_2/L) - G(r_1/L)]$. При радиусе керна $r_2=5$ см, радиусе отверстия $r_1 = 1$ см и длине зонда $L = 3$ см этот множитель составляет $0.66 - 0.11 = 0.55$. Оценим возможность использования формул малого параметра при определении свойств керна по данным измерений на частоте 100 кГц при длине зонда $L=3$ см и сопротивлении $\rho_{2\infty}=3$ Ом·м [77]. В этом случае $L/\delta = 0.011$ и согласно (4.70) погрешность не превышает 0.7 %.

4.9. Сферически слоистая диспергирующая среда

4.9.1. Диспергирующие модели Земли и рудной залежи

В соответствии с известными публикациями сферически слоистая модель с хорошо проводящим однородным ядром и диспергирующей оболочкой ранее не рассматривалась. Между тем, такая модель имеет два важных аспекта. Один из них представляет ситуацию, типичную для рудной геофизики в случае, когда залежь хорошо проводящих массивных руд окружена ореолом измененных пород, содержащих вкрапленную минерализацию. Второй аспект соответствует сферической модели Земли с однородным яд-

ром и гетерогенными диспергирующими породами коры и мантии. Низкочастотная дисперсия электропроводности может в обоих случаях исказить результаты электромагнитных зондирований с контролируемым источником или магнитотеллурических зондирований. Описание этих моделей дано в разделе 2.4 (см. также рис. 10), где рассматривалось решение соответствующей прямой задачи без учета НЧД. Дисперсия электропроводности коры и мантии, которая может быть связана с латеральной неоднородностью этих структур и гетерогенностью слагающих их пород, в этом решении не учитывается. Между тем гетерогенность горных пород, слагающих земную кору и верхнюю мантию, подтверждена экспериментально по данным глубинной магнитотеллурики и изучения вещественного состава ксенолитов в кайнозойских лавах материков, внутриокеанических островов и островных дуг [10 и др.]. Размеры неоднородностей варьируют в широких пределах: от размеров минеральных зерен до десятков километров для зон повышенной электропроводности в астеносфере. Это приводит к предположению о возможности дисперсии в широком диапазоне частот или времени становления поля.

Что касается рудной модели, то вкрапленная минерализация обуславливает высокую поляризуемость измененных пород - от 15 до 67 % [6].

На первом этапе было очень важно получить аналитическое решение, для чего были введены упрощения, которые позволили это сделать. При этом были сохранены главные особенности моделей, что позволило оценить степень влияния дисперсии электропроводности оболочки. Принятые упрощения перечислены в конце раздела 2.4.1. Отношения радиусов шара и оболочки для обеих моделей было взято равным 0.565. Кроме того, соблюдались следующие дополнительные условия:

- в качестве ядра модели рассматривался только идеально проводящий шар,

- слоистая оболочка модели была заменена эквивалентным сферическим S-слоем с комплексной продольной проводимостью

$$\hat{S} = S(p+q)/(p+Q), \quad (4.91)$$

где S - вещественная продольная проводимость,

$q = 1/\tau$, $Q = 1/[\tau(1-\eta)] = q/(1-\eta)$, η - поляризуемость (в долях единицы),

τ - постоянная времени поляризации.

Формула (4.91) соответствует Cole-Cole импедансу со степенным показателем $c=1$, что, в свою очередь, соответствует экспоненциальному спаду ВП в t -области.

4.9.2. Идеально проводящий шар в диспергирующей оболочке

Решение в частотной области. Для получения решения с учетом дисперсии электропроводности оболочки необходимо в формулах (2.62)-(2.67) заменить вещественную продольную проводимость комплексной в соответствии с (4.91). В этом случае для оболочки получим

$$Ws/p = 1/[p+\beta(p+Q)/(p+q)] = (p+q)/[p^2+p(q+\beta)+\beta q/(1-\eta)] =$$

Таблица 7

Решение в t-области для шара в диспергирующей оболочке

$$=(p+q)/[(p-p_1)(p-p_2)] = (p+q)/[(p+a)(p+b)], \quad (4.92)$$

для шара -

$$\begin{aligned} W_{BS}/p &= \beta[p+q/(1-\eta)]/\{p[p^2+p(q+\beta)+\beta q/(1-\eta)]\} = \\ &= \beta[p+q/(1-\eta)]/[p(p+a)(p+b)], \end{aligned} \quad (4.93)$$

где

$$\begin{aligned} a, b = -p_{1,2} &= 0.5(q+\beta) \mp \sqrt{(q+\beta)^2/4 - \beta q/(1-\eta)} = \\ &= 0.5(q+\beta)\{1 \mp \sqrt{1-4\beta q/[(q+\beta)^2(1-\eta)]}\}, \end{aligned} \quad (4.94)$$

или в относительном виде

$$a/\beta, b/\beta = \gamma, \zeta = 0.5(1+\alpha)(1 \mp \sqrt{1-4\alpha/((1+\alpha)^2(1-\eta))}), \quad (4.95)$$

где $\alpha = q/\beta = 1/(\tau/\tau_0) = 1/\bar{\tau}$.

Решение во временной области. Решение во временной области определяется как обратное преобразование Лапласа от решения в частотной области и имеет общий вид, совпадающий с формулами (2.68)-(2.71) для неполяризующейся среды.

При замене вещественной электропроводности комплексной приравняем нулю значение дискриминанта D, равного подкоренному выражению в (4.94) - (4.95). Получим квадратное уравнение относительно α и найдем, что при двух значениях α , определяемых из соотношений

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1/\bar{\tau}_1 = q_1/\beta = (1+\sqrt{\eta})/(1-\sqrt{\eta}) \\ \alpha_2 &= 1/\bar{\tau}_2 = q_2/\beta = (1-\sqrt{\eta})/(1+\sqrt{\eta}) = 1/\alpha_1, \end{aligned} \quad (4.96)$$

имеет место критический режим. Значения α_1 и α_2 (или $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2$) делят изучаемую область на три части: $\bar{\tau} < \bar{\tau}_1$ ($\alpha > \alpha_1$) - апериодический режим, $D > 0$, корни действительные, разные, $\bar{\tau}_1 < \bar{\tau} < \bar{\tau}_2$ ($\alpha_1 > \alpha > \alpha_2$) - колебательный режим, $D < 0$, корни комплексно-сопряженные, $\bar{\tau} > \bar{\tau}_2$ ($\alpha < \alpha_2$) - снова апериодический режим. В этом нетрудно убедиться, сосчитав значения дискриминанта в (4.95) для указанных областей. Пары значений $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2 = 1/\bar{\tau}_1$, симметричны относительно единицы. Это означает, что при $\bar{\tau} = 1/\alpha = 1$ всегда будет иметь место колебательный режим, за исключением случая неполяризующейся оболочки. Для всех режимов при помощи табличных интегралов преобразования Лапласа [14] удается найти соответствующие аналитические выражения (4.97)–(4.102), приведенные в табл. 7.

В этой таблице использованы следующие дополнительные обозначения: $M = (\eta - (\alpha - 1)^2 / (\alpha + 1)^2) / (1 - \eta)$, $(\alpha + 1) / 2 = \mu$, $\mu\sqrt{M} = v$, $x = \beta t$.

Суммарное магнитное поле во временной области определяется суммарной переходной характеристикой (2.71). В случае неполяризующейся оболочки

$$L = L_s + g^3 L_{BS} = e^{-\beta t} + g^3 (1 - e^{-\beta t}) = g^3 + (1 - g^3) e^{-\beta t}. \quad (4.103)$$

При изменении t от нуля до бесконечности L изменяется от 1 до g^3 . Переход с одного уровня на другой - монотонный, определяемый экспоненциальной функцией времени. Левая асимптота функции L равна 1, так как эта функция представляет собой вторичное магнитное поле в

Режим	Формула
Критический	$L_s = [1 + (\alpha - 1)x/2]e^{-(\alpha+1)x/2}, \quad (4.97)$ $L_{BS} = 4\alpha / [(1 - \eta)(\alpha + 1)^2] + [(1 - 2\alpha / ((1 - \eta)(\alpha + 1))]x - 4\alpha / [(1 - \eta)(\alpha + 1)] \cdot e^{-(\alpha+1)x/2} \quad (4.98)$
Апериодический	$L_s = [(\alpha - \gamma)e^{-\gamma x} + (\zeta - \alpha)e^{-\zeta x}] / (\zeta - \gamma) \quad (4.99)$ $L_{BS} = \{\alpha / (\gamma\zeta) + [(\alpha - \gamma(1 - \eta)) / (\gamma(\zeta - \gamma))]e^{-\gamma x} + [(\alpha - \zeta(1 - \eta)) / (\zeta(\zeta - \gamma))]e^{-\zeta x}\} / (1 - \eta) \quad (4.100)$
Колебательный	$L_s = e^{-(\alpha+1)x/2} \{ \cos[(\alpha + 1)\sqrt{M}x/2] + [(\alpha - 1) / (\alpha + 1)\sqrt{M}] \sin[(\alpha + 1)\sqrt{M}x/2] \}, \quad (4.101)$ $L_{BS} = \alpha / [(1 - \eta)(\mu^2 + v^2)] \{ 1 + (e^{-\beta t} / v)[(1/\alpha)(1 - \eta)(\mu^2 + v^2) \sin vx - \mu \sin vx + v \cos vx] \}, \quad (4.102)$

момент $t=0$ на поверхности оболочки. В соответствии с законом индукции оно равно выключаемому в этот момент первичному однородному полю, принимаемому равным единице. С ростом t вихревые токи в оболочке затухают, а в идеально проводящем шаре не затухают. Поэтому при больших t поле на поверхности шара (величина L_{BS}) стремится к единице, а поле на поверхности оболочки - к отношению радиусов шара и оболочки в третьей степени. Очевидно, если зазор между шаром и тонкой оболочкой отсутствует, то $L=1$ при любом t .

Для поляризующейся оболочки структура формул суммарного магнитного поля похожа на таковую для случая неполяризующейся оболочки в том смысле, что при изменении t от 0 до ∞ , L_s изменяется от 1 до 0, L_{BS} - от 0 до 1 и т.д. В то же время переход от левого уровня к правому (от 1 до g^3) может быть немонотонным.

Расчеты электромагнитного поля во временной и в частотной областях и анализ результатов. Для того, чтобы проследить характер искаемых суммарного магнитного поля более подробно, были выполнены соответствующие расчеты для следующих значений параметров: $\eta = 0.1 - 0.9$ с арифметическим шагом 0.2 и $\bar{\tau} = 0.01 - 100$ с логарифмическим шагом 10. Программа расчетов имеет следующую особенность. Вначале вычисляется дискриминант D. При $D > 0$ дальнейший расчет ведется по формулам апериодического режима, а при $D < 0$ - по формулам колебательного режима.

При расчетах *неустановившегося поля* для обеих моделей было выбрано отношение радиусов шара и оболочки $g=0.565$ (см. разделы 2.4.1, 2.4.2). На рис. 26 показаны кривые $L(t)$ в диапазоне $\bar{\tau} = t / \tau_0$ от 0.1 до 10. Индексом кривых является величина η , индексом группы кривых - величина $\bar{\tau} = t / \tau_0$. Для сравнения на каждом рисунке приведена кривая для случая недиспергирующей оболочки (т.е. при $\eta=0$).

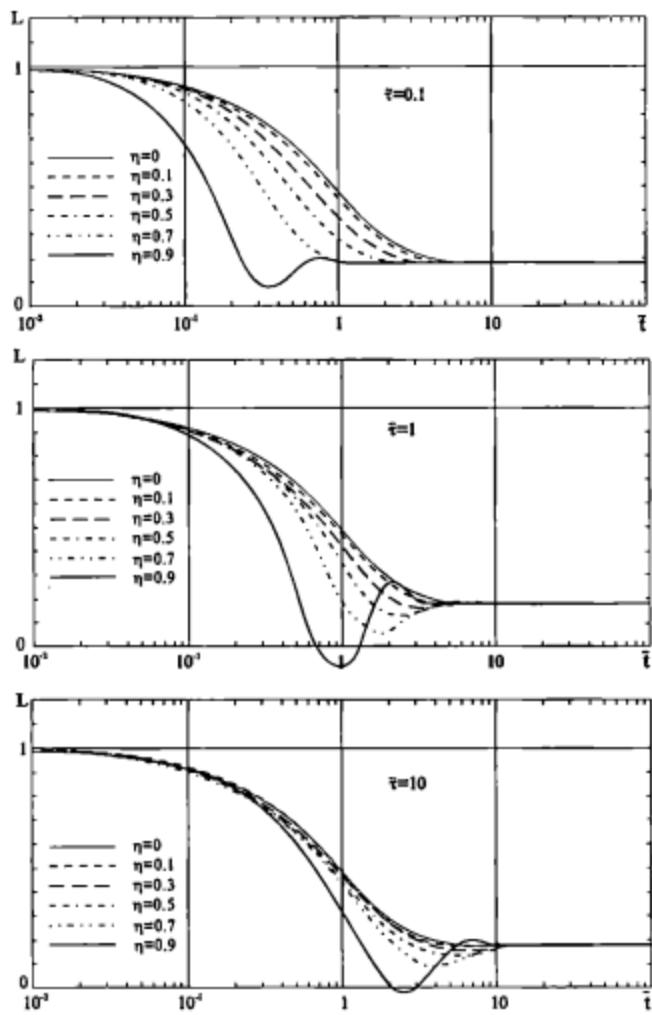


Рис. 26. Функция отражения от идеально проводящего шара в диспергирующей оболочке для t -области при $g=0.565$

Левая асимптота кривых равна 1, правая - величине $g^3=0.18$. Выход кривых с ростом времени t не на нуль, а на уровень g^3 связан с идеальной проводимостью шара. Однако это не мешает проследить основные качественные закономерности влияния дисперсии. На ранних стадиях переходного процесса, где в спектре поля преобладают высокие частоты, оболочка не успевает поляризоваться. Поэтому она ведет себя как недиспергирующая оболочка с исходным значением продольной проводимости S . На поздних стадиях переходного процесса оболочка полностью поляризуется и ведет себя как недиспергирующая оболочка с уменьшен-

ным значением продольной проводимости $S(1-\eta)$. За счет этого переход значений поля от 1 к уровню g^3 происходит быстрее, чем для неполяризующейся оболочки. Чем больше поляризационная постоянная τ (относительно индукционной τ_0), тем позднее по времени имеет место этот переход, а чем больше η - тем раньше. С увеличением η процесс становится немонотонным, и переход к уровню g^3 снова растягивается по времени. Переходные характеристики для значений $\bar{\tau}=1$ и 10 меняют знак. Эти особенности поведения поля наиболее сильно проявляются при соизмеримых значениях τ и τ_0 друг с другом и с временем становления поля t . Иначе говоря, на времени t максимально проявляется дисперсия с постоянной времени τ , соизмеримой с временем t и с индукционной постоянной τ_0 .

Расчеты суммарного гармонического поля проведены на основе формул (2.62), (4.92), (4.93) после разделения в них действительных и минимых частей и выполнения других необходимых преобразований. В качестве аргумента использовался относительный период колебаний гармонического поля $\bar{T}=T/(2\pi\tau_0)$ - аналог параметра \bar{t} для неустановившегося поля. Расчеты модуля функции отражения были выполнены для тех же значений поляризационных параметров, что и в случае неустановившегося поля (рис. 27). Основные закономерности в поведении гармонического поля - те же, что и для неустановившегося поля той же модели, если рассматривать параметр $T/(2\pi)$ в качестве аналога времени становления поля. В качестве дополнительной особенности следует отметить для кривых с большими значениями η превышение левой ветви над кривой с $\eta=0$.

4.10. Физическое (аналоговое) моделирование неустановившегося поля в диспергирующей среде

4.10.1. Кольцевая модель диспергирующей среды и ее лабораторный аналог

Построение кольцевой модели. Прежде всего отметим, что на первом этапе физическое моделирование неустановившегося ЭМ поля в диспергирующей среде имело целью в первую очередь не решение прямых задач индукционной электроразведки с учетом НЧД и не изучение электрических свойств горных пород, а экспериментальное подтверждение дисперсионной природы возникновения немонотонных индукционных переходных процессов [29,32,35]. В таком случае не обязательно работать с моделями базовых разрезов, таких как однородное полупространство, двухслойная среда и т. п. и можно выбрать более простую модель. В 1982 г. P.Weidelt [89] предложил для исследования немонотонных переходных процессов кольцевую модель диспергирующей среды и выполнил для нее математическое моделирование с использованием фор-

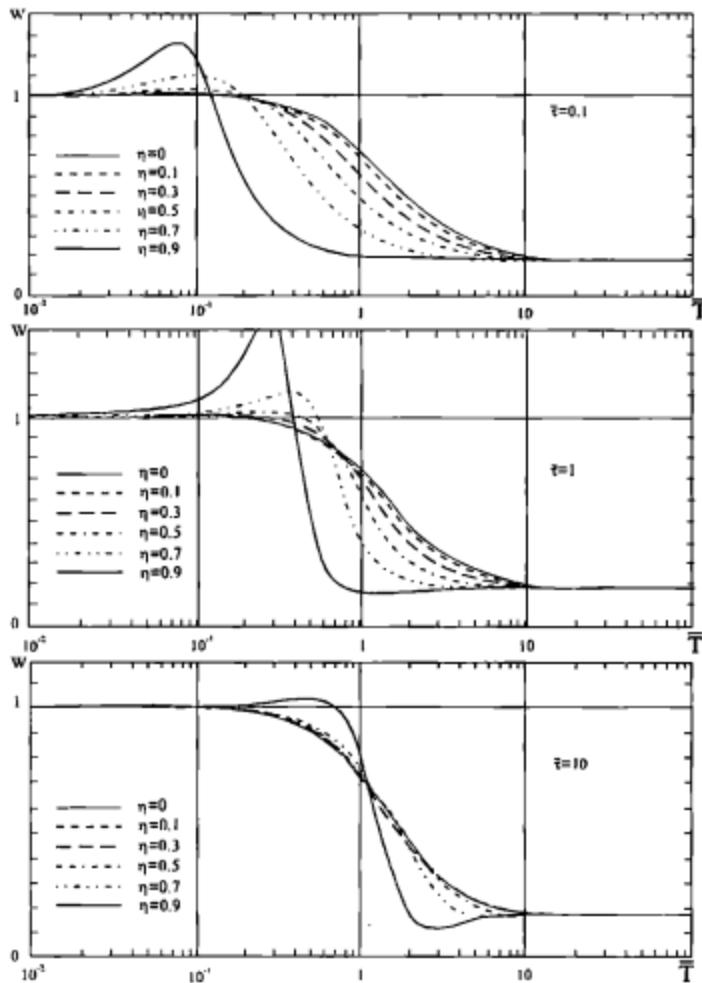


Рис. 27. Функция отражения от идеально проводящего шара в диспергирующей оболочке для ω -области при $g=0.565$

мулы Cole-Cole для комплексной электропроводности. Этую же модель оказалось целесообразным использовать и для физического моделирования.

При физическом моделировании использование такой модели связано с трудностями соблюдения критериев подобия, хорошо известных для электромагнитного поля и пока еще не сформулированных должным образом для вызванной поляризации. А наблюдать необходимо суммарный переходный процесс, включающий в общем случае неаддитивные индукционный и поляризационный процессы, связь между которыми имеет

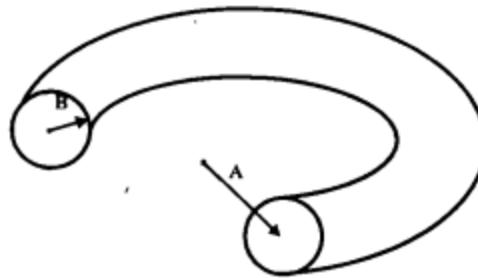


Рис. 28. Кольцевая модель среды

"сверточный" характер. В таком случае остается попытаться сохранить одинаковыми параметры натуры и модели. Условимся называть исходное моделируемое кольцо горной породы физической моделью. Задача заключается в том, чтобы заменить физическую модель лабораторной моделью с такими же параметрами, что и у физической модели.

Пусть физическая кольцевая модель представлена тором со средним радиусом A и радиусом сечения B (рис. 28) из макрооднородного вещества с комплексным удельным сопротивлением $\rho(p)$. Электромагнитное поле возбуждается соосной с тором генераторной петлей с индуктивностью L_0 . Вихревые токи в торе определяются его индуктивностью L , комплексным сопротивлением $z(p)$ и взаимоиндукцией M с генераторной петлей. При малом сечении тора ($B \ll A$) индуктивность физической модели можно найти по формуле

$$L = \mu A (\ln(8A/B) - 1.75), \quad (4.104)$$

где $\mu = \mu_v = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Сопротивление физической модели определяется как удельное сопротивление, умноженное на отношение длины кольца к радиусу сечения

$$z(p) = \rho(p) 2\pi A / \pi B^2. \quad (4.105)$$

В неполяризующейся среде вместо (4.105) будет иметь место

$$r = \rho 2A / B^2. \quad (4.106)$$

Тогда лабораторная модель может быть представлена индуктивностью L , последовательно соединенной с поляризующимся элементом $z(p)$ (рис. 29). В качестве поляризующегося элемента нужно взять образец той же самой горной породы (вещества), из которой состоит физическая кольцевая модель. Образцу следует придать правильную форму, например форму цилиндра длины l и радиуса b . Размеры цилиндра должны быть выбраны так, чтобы обеспечить равенство активного (вещественного) сопротивления образца и физической модели, т.е.

$$l / (\pi b^2) = 2A / B^2. \quad (4.107)$$

При этом предполагается, что внутренним сопротивлением обмотки индуктивности в большинстве случаев можно пренебречь (при необходимости ее несложно учесть). Таким образом, все параметры лабора-

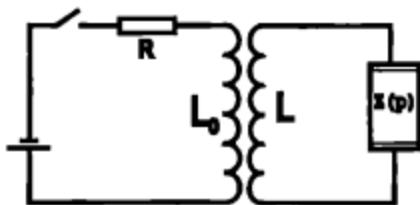


Рис. 29. Схема электротехнической модели

торной модели оказываются равными параметрам физической кольцевой модели. Наиболее просто исследовать случай, соответствующий таким совмещенным петлям и модели, когда $L_0=L=M$, а коэффициент связи между катушками $k=1$ (поток рассеяния равен нулю).

Следует отметить, что похожую схему, включающую воздушный трансформатор, вторичная обмотка которого подключена к образцу (но без соблюдения равенства параметров модели и натуры), использовал A.R.Baringer [73] для изучения переходных процессов, возбуждаемых в горных породах импульсом тока полу-синусоидальной формы.

Торцы цилиндрического образца контактируют с плоскими медными электродами такого же радиуса (см. рис. 29). При пропускании тока через эту границу на ней образуется контактная разность потенциалов, что требует специальных мер по ее исключению. В то же время, если речь идет об изучении НЧД как явления, можно использовать контактную разность потенциалов для создания поляризующегося элемента. Для этого межэлектродное пространство заливается каким-либо электролитом.

Размеры петель, применяемых в МПП, составляют несколько сотен метров, а в ЗСБ достигают нескольких километров. В соответствии с этим для различных удельных сопротивлений среды можно оценить параметры физической модели - $L(\Gamma_n)$, $\Gamma(\Omega)$ и $\tau_0=L/\Gamma$ (сек). Представление о возможных величинах дает табл. 8, вычисленная при $A/B=50$.

Таблица 8
Параметры кольцевых моделей

p, Ом·м	A=100 м		A=200 м		A=400 м		A=1000 м		A=2000 м		A=4000 м	
	L=5·10 ⁻⁴	L=10 ⁻³	L=10 ⁻³	L=2·10 ⁻³	L=5·10 ⁻³	L=10 ⁻²	L=5·10 ⁻²	L=10 ⁻¹	L=2·10 ⁻¹	L=5·10 ⁻¹	L=10 ⁻²	
1	50	10 ⁻⁵	25	4·10 ⁻⁵	12.5	1.6·10 ⁻⁴	5	10 ⁻³	2.5	4·10 ⁻³	1.25	1.6·10 ⁻²
10	500	10 ⁻⁶	250	4·10 ⁻⁶	125	1.6·10 ⁻⁵	50	10 ⁻⁴	25	4·10 ⁻⁴	12.5	1.6·10 ⁻³
100	5000	10 ⁻⁷	2500	4·10 ⁻⁷	1250	1.6·10 ⁻⁶	500	10 ⁻⁵	250	4·10 ⁻⁵	125	1.6·10 ⁻⁴

Электротехническая модель. При исследовании частотных и временных характеристик ВП широко применяются аналоги, построенные на основе эквивалентных RC-цепей, иначе говоря, электротехнические модели, которые позволяют воспроизвести частотные и переходные характеристики процессов ВП в довольно широком диапазоне частоты или времени. Эквивалентная схема ячейки поляризующейся среды, характеризующейся импедансом Cole-Cole при $c=1$, имеет вид двух последовательно соединенных

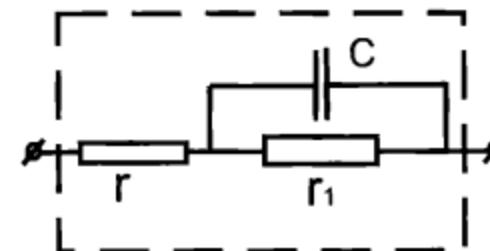


Рис. 30. Эквивалентная схема поляризующейся ячейки

сопротивлений r и r_1 , при этом r_1 зашунтировано емкостью C (рис. 30). Комплексное сопротивление такого двухполюсника равно

$$z(p) = r[1 + (r_1/r)/(1 + r_1 C p)], \quad (4.108)$$

а импеданс Cole-Cole при $c=1$

$$\rho(p) = \rho(1 + \eta_j/(1 + p\tau)), \quad (4.109)$$

где $\eta_j=\eta/(1-\eta)$ - поляризуемость при возбуждении ступенью тока.

При условии, что $\eta_j=r_1/r$ и $\tau=r_1 C$, выражения (4.108) и (4.109) становятся идентичными.

Электротехнические модели при проведении лабораторных экспериментов являются хорошими (легко реализуемыми) тестами для настройки аппаратуры. На их основе могут быть выполнены расчеты, позволяющие оценить уровни сигналов для широкого диапазона параметров моделей и времени измерения неустановившегося сигнала. Сопоставление расчетных данных с результатами измерений позволяет оценить погрешности измерительной установки и ввести необходимые поправки.

Рассмотрим переходный процесс в электротехнической модели, показанной на рис. 29 (при с оответствии $z(p)$ схеме на рис. 30), для установки с совмещенными петлями, индуктивности которых в свою очередь совмещены с индуктивностью модели. Поток рассеяния между индуктивностями положим равным нулю. В этом случае все индуктивности и коэффициент взаимоиндукции одинаковы, т.е. $L_0=L=M$. При такой постановке достаточно рассмотреть переходное напряжение $U_L(t)$ на индуктивности модели, так как сигнал в совмещенной приемной петле (она на рис. 29 не показана) будет тем же самым. Решение для спектра неустановившегося тока, возбуждаемого ступенчатым изменением тока I_0 в генераторном контуре, имеет вид

$$i(p)/p = I_0(p + 1/\tau)/(p^2 + ap + d), \quad (4.110)$$

где $a=(\tau_0+\tau)/(\tau_0\tau)$, $d=(1+\eta_j)/(\tau_0\tau)$, $\tau_0=L/r$, $\tau=r_1 C$, $\eta=r_1/r$.

Решение во временной области получим, применив к (4.110) обратное преобразование Лапласа. В зависимости от величины отношения $4d/a^2$ с помощью табличных интегралов [14] можно найти три варианта решения: апериодический режим ($4d/a^2 < 1$), критический режим ($4d/a^2 = 1$) и режим затухающих колебаний ($4d/a^2 > 1$). Во всех случаях могут иметь

место такие соотношения между параметрами модели и временем становления поля, при которых происходит одно- или многократная смена знака переходной характеристики. Например, в апериодическом режиме $i(t) = 0.5I_0((1+1/(b\bar{\tau}) - \bar{a}/(2b))e^{-(a/2-b)t} - (1-1/(b\bar{\tau}) + \bar{a}/(2b))e^{-(a/2-b)t})$, (4.111)

где

$$\bar{a} = a\tau_0 = (1+\bar{\tau})/\bar{\tau}, b = (a^2/4-d)^{1/2}, \bar{b} = b\tau_0 = (\bar{a}^2/4 - (1+\eta_j)/\bar{\tau})^{1/2}, \bar{\tau} = t/\tau_0, \bar{\tau} = \tau/\tau_0.$$

Неустановившийся сигнал в совмещенной приемной петле в этом случае имеет вид

$$U_L(\bar{t}) = [rI_0/(2b\bar{\tau})] [\bar{Q}_1 e^{-(a/2-b)\bar{t}} - \bar{Q}_2 e^{-(a/2+b)\bar{t}}], \quad (4.112)$$

где $\bar{Q}_1 = [1 - (\bar{a}/2 - \bar{b})\bar{\tau}] (\bar{a}/2 - \bar{b}), \bar{Q}_2 = [1 - (\bar{a}/2 + \bar{b})\bar{\tau}] (\bar{a}/2 + \bar{b})$.

В начальный момент времени $t=0$ неустановившийся сигнал пропорционален току и вещественному сопротивлению модели $U_L(0) = rI_0$. С увеличением времени сигнал монотонно затухает, если $\bar{\tau} < 1$, либо изменяет знак, если $\bar{\tau} > 1$. Изменение знака происходит на времени

$$\bar{t} = (1/2b)\ln(\bar{Q}_1/\bar{Q}_2). \quad (4.113)$$

С увеличением емкостной постоянной времени ($\tau >> \tau_0$) электротехническая модель не успевает "поляризоваться", и при любых значениях η_j неустановившийся сигнал стремится к значению

$$U_L(\bar{t}) = rI_0 e^{-rt}, \quad (4.114)$$

которое соответствует неустановившемуся сигналу для "неполяризующейся" электротехнической модели с сопротивлением r . С уменьшением постоянной времени ($\tau << \tau_0$) при конечной величине η_j неустановившийся сигнал стремится к значению

$$U_L(\bar{t}) = r(1+\eta_j)I_0 e^{-(1+\eta_j)\bar{t}}, \quad (4.115)$$

соответствующему "неполяризующейся" электротехнической модели с сопротивлением $r(1+\eta_j)$.

Электротехническая модель легко позволяет оценить основные ожидаемые погрешности измерений, которые могут быть связаны с влиянием паразитных емкостей (межвитковая емкость катушки индуктивности, емкость монтажа и др.), конечной величиной внутреннего сопротивления катушки индуктивности и конечной длительностью импульса тока. Кроме того, за счет потока рассеяния между индуктивностями совмещенных петель и индуктивностью модели коэффициент связи между ними может быть меньше единицы.

Из перечисленных погрешностей более детального пояснения требует влияние паразитных емкостей. Пусть в схеме на рис. 29 элемент $z(p)$ представляет собой чисто активную нагрузку r , а параллельно индуктивности включена паразитная емкость C_0 . Можно показать, что при ступенчатом выключении тока в генераторном контуре напряжение на индуктивности L в этом случае равно

$$U_{LC} = I_0 r (a(1-a\bar{\tau}_c)e^{-\bar{\tau}_c} - b(1-b\bar{\tau}_c)e^{-\bar{\tau}_c}) / \sqrt{1-4\bar{\tau}_c}, \quad (4.116)$$

где I_0 - ток в генераторном контуре,

$$a = (1 - \sqrt{1-4\bar{\tau}_c}) / (2\bar{\tau}_c), b = (1 + \sqrt{1-4\bar{\tau}_c}) / (2\bar{\tau}_c), \bar{\tau} = t/\tau_0, \bar{\tau}_c = \tau_c/\tau_0, \tau_c = rC_0, \tau_0 = L/r.$$

Из физических соображений следует, что $\bar{\tau}_c$ должно быть существенно меньше единицы. Пусть, например, $r=20$ Ом, $C_0=1$ мкФ и $L=5$ мГн. Тогда $\tau_c=2 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_0=2.5 \cdot 10^{-4}$ с и $\bar{\tau}_c=0.08$. Нетрудно показать, что для малых $\bar{\tau}_c$

$$U_{LC} = rI_0 e^{-rt} (1 - e^{-rt/\tau_c}), \quad (4.117)$$

откуда относительная погрешность определяется как

$$\delta\% = 100 e^{-rt/\tau_c}. \quad (4.118)$$

Величина погрешности при $t=0$ составляет 100% и быстро падает с ростом t . Это хорошо видно из табл. 9.

Таблица 9

Величина $\delta, \%$

t/τ_c	0	0,1	0,2	0,5	1	2	5	10
$\delta, \%$	100	90	82	61	37	14	0,67	0,0045

В приведенном выше примере $\tau_c = 2 \cdot 10^{-5}$ с. Тогда при $t = 100$ мкс отношение $t/\tau_c = 5$, и погрешность становится меньше 1 %. Это означает, что для времени 100 мкс и более влиянием паразитной емкости можно пренебречь и (4.117) с достаточной для практических целей точностью описывается одной экспонентой. Прекстраполировав эту экспоненту влево до пересечения с осью ординат, можно легко определить активное сопротивление модели $r = U_L(0)/I_0$.

Рассмотрим теперь погрешность за счет конечной величины сопротивления R катушки индуктивности. Пусть снова элемент $z(p)$ на рис. 30 представляет собой чисто активную нагрузку r , а емкость $C_0=0$. Добавление сопротивления катушки R приводит к тому, что измеряемое напряжение равно сумме падений напряжения на индуктивности L и на сопротивлении R . Нетрудно показать, что в этом случае

$$U_{LR} = U_r = rI_0 e^{-(r+R)t/L}. \quad (4.119)$$

Таким образом, начальное напряжение при $t=0$ по-прежнему равно rI_0 , а величина $\tau_0=L/(r+R)$, что необходимо учитывать при анализе экспериментальных данных.

Влияние конечной длительности импульсов тока (или влияние переднего фронта импульса и других предшествующих фронтов) можно оценить методом наложения для линейных систем. Для переходной характеристики экспоненциального вида известно, что относительная погрешность сигнала, вызванного последовательностью прямоугольных токовых импульсов со скважностью 2, относительно сигнала, вызванного единичной ступенью тока, составляет

$$\delta\% = 100 e^{-T/\tau} / (1 - e^{-T/\tau}), \quad (4.120)$$

где T - длительность импульса тока, τ - постоянная времени затухания сигнала. При $T > 4.6\tau$ погрешность не превышает 1 %. Масштаб времени при моделировании с одинаковыми параметрами модели и натуры не-



Рис. 31. Структурная схема установки для моделирования

изменяется. Поэтому, как и при полевых наблюдениях методом переходных процессов, длительность импульса должна быть не менее 20 - 40 мс.

Влияние потока рассеяния между индуктивностями модели и установки с совмещенными петлями можно учесть только экспериментальным путем. Учет общей погрешности за счет всех перечисленных и других факторов также требует оценки путем сопоставления экспериментальных данных измерений сигнала от электротехнических моделей с расчетными.

4.10.2. Цифровая установка для физического моделирования и ее программное обеспечение

Установка для физического моделирования. Установка для измерений с кольцевой моделью представляет собой комплекс, собранный на основе персонального компьютера IBM/PC-AT286 с установленной в разъем расширения платой аналого-цифрового ввода-вывода, подсоединеной к измерительно-генераторному блоку.

Структурная схема установки представлена на рис. 31. Установка состоит из следующих блоков: блок генератора, блок первичного преобразования сигнала, блок сопряжения с компьютером и эквивалент совмещенной петли с подключенным к нему образцом породы или его омическим эквивалентом (модель).

Блок генератора, служащий для формирования прямоугольных импульсов тока, нагружен на генераторную петлю. Вход блока первичного

преобразования сигнала подсоединеняется к индуктивности кольцевой модели. Блок первичного преобразования сигнала служит для согласования сопротивления измерительной части установки с входным сопротивлением платы аналого-цифрового ввода-вывода, для компенсации постоянной составляющей напряжения поляризации на контакте электродов с образцом среды, приведения измеряемого сигнала к уровню, пригодному для цифрового преобразования.

Лабораторный аналог физической модели представляет собой многовитковую рамку с совмещенными генераторной и приемной петлями. Генераторная петля выполнена проводом ПЭВ-2 диаметром 0.4 мм, 150 витков. Вторая петля имитирует индуктивность кольцевой модели среды. Она же используется в качестве совмещенной приемной петли. Эта петля выполнена проводом ПЭВ-2 диаметром 0.7 мм, 100 витков. Последовательно с этой петлей включен образец среды. Поскольку образцы представляют собой глинисто-песчаные смеси различного состава, пропитанные водой, то для обеспечения надежного контакта и постоянства формы они помещаются в цилиндрический сосуд диаметром 103 мм, дном которого является медная пластина, служащая приемным электродом. Крышка сосуда, выполненная из такой же медной пластины, используется как второй электрод. Для обеспечения постоянства геометрических размеров в края сосуда вмонтированы ограничители, позволяющие сохранять неизменным расстояние между электродами. Между образцом и электродом помещена прокладка из фильтровального материала. Для сохранения физического состояния образца, имеется возможность загерметизировать зазор между крышкой и стенками сосуда.

Для сопряжения генераторно-измерительного комплекса с персональным компьютером используется плата аналого-цифрового ввода-вывода типа NVL-03. Данная плата предназначена для работы в составе персональных компьютеров типа AT286 и обеспечивает преобразование аналоговых сигналов в диапазоне напряжений ± 5 В в диапазоне частот 0 - 12.5 кГц в цифровой код. Разрешающая способность АЦП - 10 разрядов, минимальный интервал между выборками - 100 мкс.

Генераторно-измерительный блок с платой сопряжения позволяет реализовать следующие технические характеристики:

- диапазон измеряемых сигналов 10 мкВ - 1 В,
- диапазон частот 0 - 12.5 кГц,
- амплитуда токовых импульсов до 2 А,
- минимальное время измерения 0.1 мс,
- минимальный шаг по времени 0.1 мс,
- длительность импульсов тока 0.5 - 40 мс,
- интервал между импульсами тока 0.5 - 140 мс,
- длительность фронта выключения тока в генераторной петле (на уровне 2 %) 20 мкс,
- входное сопротивление измерителя 1 МОм.

Программное обеспечение. Пакет обеспечения цифровых измерений, обработки и визуализации результатов моделирования состоит из двух программ: MOD_02 и VIZRES.

Программа MOD_02. Программа написана на языке TURBO PASCAL, предназначена для обеспечения взаимодействия платы аналого-цифрового ввода-вывода с генераторно-измерительным блоком и состоит из следующих частей:

а) Подпрограмма задания режимов измерения

В этой подпрограмме пользователь с клавиатуры определяет режимы измерения: количество накоплений, тип шкалы времени (линейная или логарифмическая), минимальное время измерения (интервал между окончанием токового импульса и первым отсчетом), интервал между выборками сигнала (в случае логарифмической шкалы задается число отсчетов на декаду). При необходимости можно вручную выставить все значения моментов времени измерения. После установки режимов измерения параметры могут быть сохранены на диске и в дальнейшем могут считываться программой при запуске.

б) Подпрограмма подбора коэффициента усиления

Эта подпрограмма запускается с клавиатуры из главного меню программы после установки режимов измерения и, управляя усилителем с цифровой установкой коэффициента усиления, подбирает подаваемый на каждой из задержек код таким, чтобы выходной сигнал, подаваемый на плату аналого-цифрового ввода-вывода, был в пределах диапазона измеряемых платой значений. Подобранные коды сохраняются в оперативной памяти и используются при дальнейших измерениях.

в) Подпрограмма производства измерений

Эта подпрограмма запускается с клавиатуры из главного меню программы после установки режимов измерения и предварительного подбора усиления. После запуска программа считывает из оперативной памяти коды для ЦАП и параметры измерения и производит оцифровку сигнала с записью значений в оперативную память компьютера. Для каждого отсчета записывается: момент измерения (мкс), код ЦАП, значение оцифрованного сигнала.

По данным кода ЦАП и значению оцифрованного сигнала можно получить значение сигнала, приведенное ко входу измерительного блока по формуле

$$U_{bx} = 51,2 K_a / K_c \quad (4.121)$$

г) Подпрограмма записи результатов на диск

Данная подпрограмма позволяет сохранить результаты измерений на жестком диске или дискеете. Подпрограмма запускается оператором из главного меню программы, запрашивает имя файла, в котором должны быть сохранены данные, и предлагает ввести сопроводительную запись (комментарий к данному файлу длиной до 80 символов), в которой обычно указываются: значение тока в генераторной петле, основные характеристики типа модели (электротехническая, физическая, состав образца, особые

условия и т.п.), примечания, которые могут понадобиться при дальнейшей обработке результатов.

Программа VIZRES. Программа VIZRES предназначена для обработки и визуализации результатов измерений с выводом на печать. Программа состоит из двух самостоятельных модулей: модуля обработки и первичной визуализации. Модуль обработки и первичной визуализации производит: загрузку результатов измерений в оперативную память компьютера, статистическую обработку данных по выбранной схеме (фильтрация, осреднение и т.п.), построение графика сигнала при различных способах обработки с возможностью построения гистограммы распределения отсчетов на любой из выбранных задержек. Кроме того, можно просмотреть графики сигнала для любой реализации.

Статистическая обработка включает медианную фильтрацию, арифметическое накопление и селективное накопление. По окончании обработки результат может быть распечатан на принтере или записан в файл с именем, указанным пользователем.

Модуль визуализации позволяет загрузить в оперативную память данные по обработанным кривым в количестве до десяти кривых и добавить к ним расчетные кривые по данным, задаваемым с клавиатуры. Построенные на экране графики можно масштабировать по обеим осям независимо друг от друга с целью наиболее удобного представления интересующего участка кривой или группы кривых. Результаты могут быть выведены на печать или записаны в файл.

Тестирование установки. Тестирование проводилось при помощи электротехнических моделей с активной нагрузкой r , которая изменялась от 2 до 130 Ом. Минимальное время задержки и шаг между задержками составляли $t_{min} = \Delta t = 100 \text{ мкс}$. Активное сопротивление катушки индуктивности составляло 3.4 Ом. Поэтому при обработке результатов измерений использовалась формула (4.119). Сила тока в генераторной петле составляла 0.1 А. Предварительно была проведена калибровка установки по напряжению, для чего на вход подавалось постоянное напряжение ± 0.6 В. С учетом этой калибровки в формулу (4.121) был введен дополнительный коэффициент 5, так что

$$U_{bx} = 256 K_a / K_c. \quad (4.122)$$

Полученные графики $U_r(t)$, построенные в полулогарифмическом масштабе, хорошо аппроксимируются наклонными прямыми, что соответствует экспоненциальному затуханию $U_r(t)$. По углу наклона прямых определялась индукционная постоянная времени τ_0 и индуктивность модели L :

$$\tau_0 = 0.43 M \cdot \Delta t / [\Delta(\lg U_r)], \quad (4.123)$$

$$L = \tau_0(r + R), \quad (4.124)$$

где M - модуль логарифмического масштаба (в мм), 0.43 - десятичный логарифм e ,

$\Delta(\lg U_r)$ - разность ординат (в мм), Δt - разность абсцисс (в с).

По продолжению прямых влево до пересечения с осью ординат определялось начальное напряжение $U_r(0)/I_0$, а по отношению сопротивления r к

этому напряжению - коэффициент передачи между индуктивностями генераторной петли и модели

$$k = r/(U_r(0)/I_0). \quad (4.125)$$

Результаты этих вычислений показаны в табл. 10. Как видно из таблицы, значения L и k слабо изменяются с изменением r.

Таблица 10
Результаты тестирования модельной установки

r, Ом	$U_r(0)/I_0$, В/А	τ_0 , мс	L, мГн	k	U_{max}/I_0 , В/А
2.05	8.34	1.066	5.81	0.246	4.4
4.1	16.49	0.748	5.61	0.249	9.2
8.2	29.96	0.472	5.48	0.274	17.5
16.4	62.73	0.299	5.92	0.261	33.5
16.4	65.55	0.295	5.84	0.250	33.5
32.8	135.92	0.163	5.90	0.241	61.6
65.6	281.79	0.085	5.86	0.233	104.0
130.0	584.24	0.041	5.47	0.222	151.0

Из данных табл. 10 вычислялись средние значения индуктивности и коэффициента передачи: $L_{cp}=5.72$ мГн $k_{cp}=0.246$. Последний вводился в результаты дальнейших измерений, так что окончательный вид формулы (4.122)

$$U_{bx} = 64 K_a / K_c. \quad (4.126)$$

Таким образом, с учетом коэффициента связи отношение начального напряжения на катушке индуктивности к току в генераторной петле равно активному сопротивлению модели. Из физических соображений следует, что это положение должно быть справедливо для любой поляризующейся модели, так как в начальный момент времени после выключения тока в генераторной петле поляризация не успевает искажить величину измеряемого напряжения. Однако с увеличением времени переходная характеристика может быстро стать отличающейся от наклонной прямой (в полулогарифмическом масштабе), что делает невозможным определение начального напряжения экстраполяцией до пересечения с осью ординат, как в случае с неполяризующейся моделью. В таком случае можно достаточно уверенно определить приближенное значение активного сопротивления модели по величине максимального напряжения. Его можно измерить путем наблюдения на экране осциллографа, так как время этого максимума существенно меньше минимальной задержки $t_{min}=100$ мкс. Значения максимального напряжения приведены в последней графе табл. 10, а график ее зависимости от сопротивления модели показан на рис. 32. Измерив U_{max}/I_0 для поляризующейся модели, по этому графику можно с достаточной для практических целей точностью определить величину r. Электротехническая модель с таким сопротивлением может рассматриваться в качестве активного (неполяризующегося или недиспергирующего) аналога диспергирующей

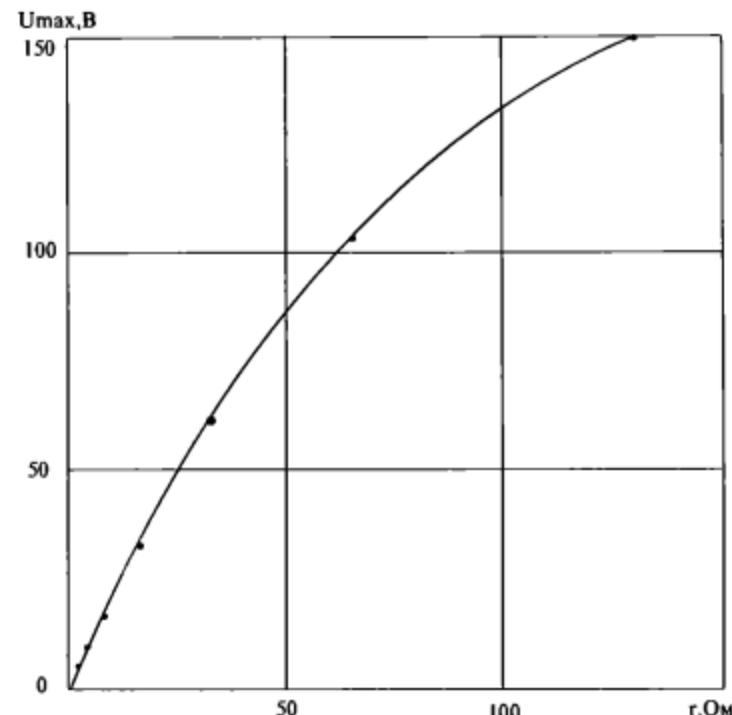


Рис.32. Зависимость максимального напряжения от активного сопротивления модели

модели. Этот аналог имеет такое же сопротивление, как сопротивление диспергирующей модели при $t \rightarrow 0$, или при $\omega \rightarrow \infty$.

4.10.3. Результаты исследования кольцевой модели

Изготовление образцов. Образцы изготавливались на основе природных материалов. Были приготовлены образцы осадочных пород: глины, песка, песчано-глинистых смесей с различным содержанием глины и 50 %-ной супеси с различным содержанием добавок керосина. Для приготовления образцов были взяты следующие материалы:

- речной песок, предварительно очищенный от органических примесей и промытый несколько раз водой для удаления загрязнений,
- глина без видимых примесей и включений,
- водопроводная вода, которая для соблюдения постоянства солевого состава была налита в закрывающийся сосуд емкостью 2 л с тем, чтобы ее хватило на весь цикл измерений,
- авиационный керосин.

Глина предварительно была залита водой и доведена до состояния густой суспензии. Песок также был пропитан водой до полного насыщения.

При проведении измерений исследуемый образец помещается в цилиндрический сосуд из органического стекла диаметром 103 мм и высотой 8 мм. Отношение высоты цилиндра к площади основания близко к единице. Это создает дополнительное удобство, заключающееся в том, что сопротивление такого цилиндра численно равно удельному сопротивлению заполняющего его материала. Дно и верхняя крышка сосуда представляют собой тонкие медные пластины - электроды. Для исключения непосредственного контакта меди с образцом электроды покрыты слоем фильтровальной ткани, который защищает поверхность пластин от царапин и других механических повреждений, приводящих к изменениям окислительных процессов. Оценка влияния фильтровальной ткани проводилась путем сопоставления результатов наблюдений на образце водопроводной воды с фильтровальной тканью и без нее. В пределах точности измерений влияние фильтра не отмечается.

Песчано-глинистые смеси с разным объемным содержанием глины изготавливались из смеси глины и песка, насыщенного соленой водой такой концентрации, которая обеспечивала величину удельного сопротивления песка, равную таковой для глины. Таким образом, все смеси имели одинаковое удельное сопротивление, но отличались по объемному содержанию глины.

Кроме того, отдельно была приготовлена супесь с равным содержанием (50x50%) глины и песка, насыщенных водопроводной водой. Она же использовалась для приготовления образцов с различным содержанием добавок керосина, которые составляли 1, 2, 5, 10, 15 и 20 % от объема образца.

Методика измерений и обработки данных. Методика измерений заключается в следующем. После включения установки путем изменения напряжения источника устанавливается рабочий ток в генераторной петле. Контроль за амплитудой и формой тока производится с помощью осциллографа, подключенного к шунту сопротивлением 1 Ом. Одновременно с помощью двухлучевого осциллографа производится измерение пика напряжения на образце породы после выключения тока в генераторной петле. Второй вход осциллографа подключается к выходу согласующего усилителя для контроля процесса подбора коэффициентов усиления и отсутствия ограничения сигнала усилительным трактом.

После запуска программы и установки параметров измерений (количество накоплений, минимальное время измерения, тип временной шкалы и шаг по времени или число отсчетов на декаду) запускается режим подбора усиления. В этом режиме программа подбирает коэффициент усиления для каждой задержки и записывает его в оперативную память компьютера.

После окончания подбора усиления программа переводится в режим измерения. В этом режиме программа на каждой из задержек выставляет усиление, подобранное в предыдущем режиме, и производит оцифровку сигнала с записью полученного цифрового кода в оперативную память компьютера. В конце файла записывается комментарий к данному изме-

рению. В комментарии указываются: I_0 - амплитуда тока в генераторном контуре, U_0 - амплитуда пика напряжения на образце после выключения тока, краткая характеристика образца (для электротехнических эквивалентов указывается омическое сопротивление и емкость (если использовалась) и любые другие сведения, которые могут быть необходимы при дальнейшей обработке и анализе результатов. После выполнения заданного числа измерений программа выходит из режима измерения в основное меню.

Все измерения выполнялись в следующем порядке: сначала на образце осадочной породы, а затем на омическом эквиваленте, подбиравшем по равенству амплитуд пиковых значений напряжения с образцом.

Полученные данные подвергались дальнейшей обработке с помощью программы VIZRES. Режим обработки измерений включает медианную фильтрацию по реализациям, селективное накопление и медианную фильтрацию по времени. Выбор режима был произведен на основании сопоставления результатов обработки одних и тех же данных различными способами. В качестве основного был выбран следующий алгоритм обработки.

На первом этапе данные подвергаются медианной фильтрации по семи точкам по всем реализациям. Это позволяет убрать случайные выбросы и воздействия помех импульсного характера, а также уменьшить влияние таких помех на результат селективного накопления. На втором этапе по всем реализациям проводится селективное накопление, заключающееся в вычислении среднего значения и среднеквадратичного отклонения и отбрасывании значений, отличающихся от среднего более, чем на удвоенную величину среднеквадратичного отклонения. Эта операция повторяется до тех пор, пока в результате пересчета среднего и среднеквадратичного отклонения уже не будут отбрасываться какие-либо отсчеты. Последнее среднее значение принимается за истинное значение сигнала на данной задержке. После проведения селективного накопления производится медианская фильтрация по времени по пяти точкам. Это позволяет получить дополнительное сглаживание кривой, хотя и несколько искажает ее в точках экстремумов и в области слабого изменения амплитуд.

Результаты эксперимента. Ниже приведены результаты физического моделирования для основных типов влагонасыщенных осадочных пород (чистых и с примесью углеводородов).

Осадочные породы. Результаты эксперимента для основных образцов осадочных пород (песок, глина, супесь с равным содержанием глины и песка 50x50 %) и водопроводной воды показаны на рис. 33. Все образцы представлены совместно с их недиспергирующими эквивалентами по активному сопротивлению.

Недиспергирующая среда (эквивалент) во всех случаях дает переходную характеристику, монотонно затухающую по экспоненциальному закону и имеющую в полулогарифмическом масштабе вид наклонной прямой линии. Скорость затухания зависит от электропроводности среды.

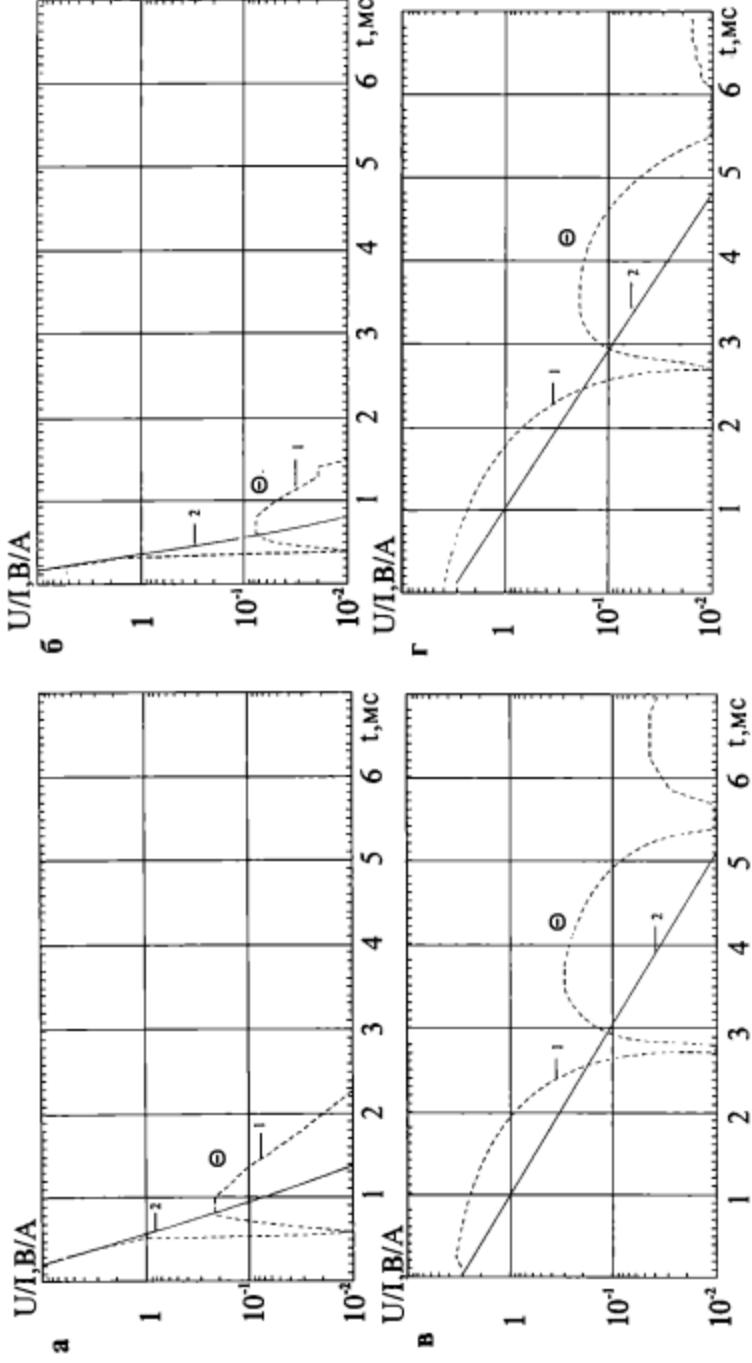


Рис. 33. Результаты физического моделирования индукционных переходных процессов в осадочных породах. а - Вода (1) и ее омический эквивалент 33 Ом (2), б - Песок (1) и его омический эквивалент 4 Ом (2), в - Соленая вода (1) и ее омический эквивалент 4 Ом (2), г - Супесь (1) и ее омический эквивалент 3.2 Ом (2). Θ - отрицательные величины

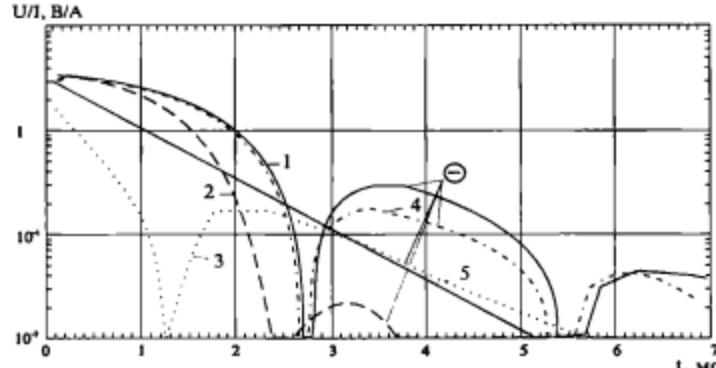


Рис. 34. Переходные характеристики осадочных горных пород одинакового удельного сопротивления: 1 - глина, 2 - песок с соленой водой, 3 - соленая вода, 4 - супесь, 5 - эквивалент (3.3 Ом), Θ - отрицательные величины

Для диспергирующих сред имеют место немонотонные переходные процессы со сменой знака. Из сопоставления результатов измерений на образце и его активном эквиваленте видно, что в начальный момент времени поведение кривой спада полностью определяется омическим (вещественным) сопротивлением образца. Затем происходит отрыв кривой для образца от кривой для эквивалента. Смена знака сигнала наблюдается у всех взятых для эксперимента типов пород. При этом прослеживаются следующие закономерности.

С повышением удельного сопротивления момент смены знака смещается в сторону ранних времен, что связано с возрастанием скорости затухания индукционных токов в среде. Увеличение поляризуемости (например при переходе от песка к глине) приводит к появлению многократных смен знака. В случае смеси глины и песка в равных объемах (супесь) наблюдается преобладающее влияние свойств глины.

Песчаноглинистые смеси с различным содержанием глины. Как уже говорилось, все смеси глины и песка, пропитанного соленой водой, имели одинаковое удельное сопротивление, равное 3.3 Ом·м. Объемное содержание глины составляло 13, 23, 33, 41, 49, 55, 61, 66 %. На рис. 34 показаны переходные характеристики для воды, глины, песка и 50%-ной супеси. Все они характеризуются немонотонной формой затухания и различными значениями параметров кривых, характерных для диспергирующих сред (моменты времени перехода через нуль, моменты времени и амплитуды экстремумов), несмотря на одинаковое значение удельного сопротивления 3.3 Ом·м. Эти особенности указывают на различия поляризационных свойств исследованных образцов. Последние существенным образом зависят от объемного содержания глины. О том же говорят результаты моделирования с песчано-глинистыми смесями, показанные на рис. 35 в виде зависимостей перечисленных параметров t_0 , нормированных соответствующими значениями t_0 этих же параметров для чистого песка, от объемного содержания глины.

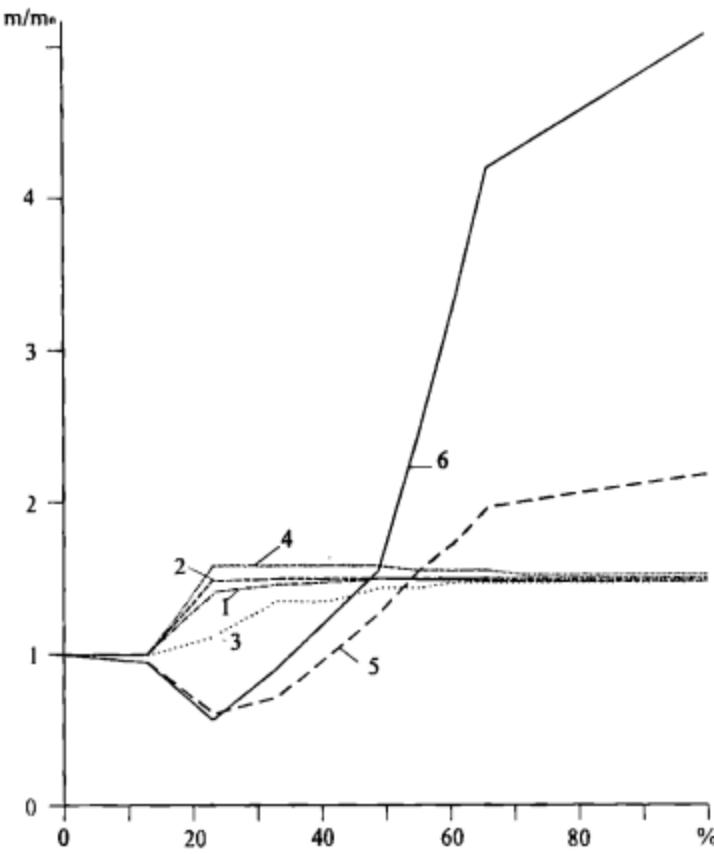


Рис. 35. Зависимость параметров переходных процессов для песчано-глинистых смесей (m) нормированных аналогичными параметрами для чистого песка (m_0) от содержания глины в смеси (%): 1, 2 - момент времени первой (t_1/t_{10}) и второй (t_2/t_{20}) смены знака; 3,4 - моменты времени минимального (t_{min}/t_{min0}) и максимального (t_{max}/t_{max0}) значений сигнала; 5,6 - амплитуды минимального (U_{min}/U_{min0}) и максимального (U_{max}/U_{max0}) значений сигнала

Осадочные породы с добавлением керосина. Образцы пород с углеводородами приготавлялись из супеси с содержанием глины и песка по 50 % с добавлением 1, 2, 5, 10, 15 и 20 % керосина по объему. Керосин добавлялся в супесь непосредственно перед измерениями, образец тщательно перемешивался и накрывался крышкой-электродом так, чтобы излишки супеси были выдавлены из измеряемого объема, и герметизировался. Такое приготовление образца позволяло пренебречь испарением керосина и исключало расслоение водно-керосиновой эмульсии.

Результаты измерений на образцах с керосином представлены на рис. 36 в виде зависимостей первого и второго моментов времени $t_{1,2}$ смены знака сигнала, нормированных соответствующими значениями времени

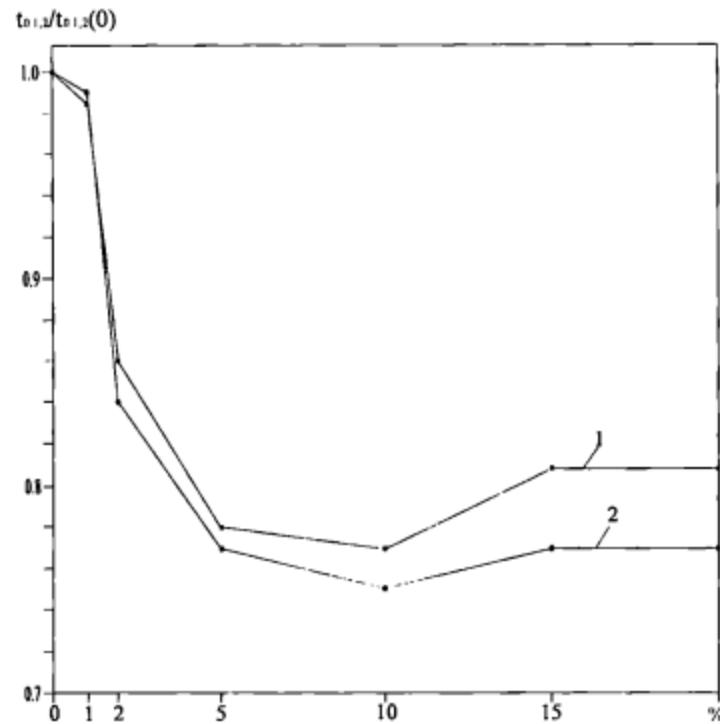


Рис. 36. Зависимость первого (1) и второго (2) моментов смены знака сигнала от процентного содержания керосина в супеси

$t_{1,2}$ для супеси без примесей, от объемного содержания керосина. Добавление керосина в небольших количествах (<1 %) практически не меняет свойств образца. Увеличение содержания керосина до 2 - 5 % приводит к резкому смещению моментов смены знака (t_1 и t_2) в сторону ранних времен, скорее всего, за счет увеличения сопротивления среды. При дальнейшем росте содержания керосина кривые рассматриваемых зависимостей выплываются. Такое поведение кривых может быть объяснено наступлением равновесия между процессами, связанными с повышением омического сопротивления, и процессами, связанными с увеличением поляризационных эффектов.

Оценка качества измерений. Для оценки качества результатов моделирования были проведены серии независимых повторных измерений с разными амплитудами тока в генераторном контуре и с одинаковыми токами, но в разные дни. Полученные по этим данным значения среднеквадратичной погрешности, соответственно, составляют 1.6 и 1.8 %. Таким образом, можно сделать вывод о том, что результаты моделирования линейно связаны с силой тока в генераторном контуре, а точность

измерений достаточна для того, чтобы считать все полученные различия кривых для разных образцов вызванными различием их физических свойств.

Таким образом, результаты физического моделирования с кольцевой моделью полностью и достаточно исчерпывающе подтвердили дисперсионную природу немонотонных индукционных переходных процессов. Однако они носят несколько ограниченный и, более того, качественный характер, так как в них присутствует неустранимое влияние эдс поляризации на контакте электрода с образцом. Очевидно, это влияние не очень велико. Иначе на его фоне не были бы столь четко различимы процессы для различных осадочных пород, в частности, для песчано-глинистых смесей одинакового сопротивления при различном соотношении содержаний глины и песка. Тем не менее влияние контактной эдс имеет место, а связь этой эдс с объемной поляризацией образца имеет характер свертки (конволюции).

Это означает, что полученные переходные характеристики для различных пород на самом деле представляют собой переходные характеристики цепей, состоящих из одинаковых индуктивностей, одинаковых комплексных сопротивлений перехода "электрод-образец" и разных комплексных сопротивлений образцов различных пород. Для доказательства дисперсионной природы немонотонных переходных процессов это осложняющее обстоятельство не имеет значения, так как в этом случае важна не природа дисперсии, а только факт ее наличия и связанный с этим характер искажений переходного процесса. В то же время отмеченное сильное влияние поляризационных свойств пород на суммарную переходную характеристику цепи, что особенно четко выявляется в опытах с одинаковыми сопротивлениями разных образцов, позволяет говорить о возможности изучения этих свойств с кольцевой моделью на качественном уровне. При таком изучении необходимо следить за постоянством условий на переходе "электрод-образец". В описанных экспериментах оно достигалось за счет прокладок из фильтровального материала между электродом и образцом и контролировалось при помощи регулярных повторных наблюдений переходной характеристики для водопроводной воды.

В принципе устранение влияния контактной эдс возможно. Для этого необходимо провести одновременное измерение переходных процессов как для напряжения на образце, так и для тока через образец, выполнить такие измерения дважды (для влагонасыщенного образца породы и отдельно для насыщающего ее раствора), а затем разделить индукционный и переходный процессы при помощи процедуры деконволюции. Однако эта задача достаточно сложна как с технической, так и с математической точки зрения и связана с повышенными требованиями к точности измерений.

Поэтому более предпочтительным представляется выполнение моделирования без использования электродов вообще. Для такого моделирования должны быть в достаточно общем виде сформулированы критерии подобия электромагнитного поля в диспергирующей среде.

4.10.4. Критерии подобия электромагнитного поля в диспергирующей среде и возможные способы их реализации

Электромагнитное подобие в диспергирующей среде. В последнее время возрос интерес к физическому (аналоговому) моделированию диспергирующих сред, что, как обычно, связано прежде всего с изучением сложно построенных разрезов. Например, авторы работы [13] исследовали влияние объемной поляризации на измеряемое ЭМ поле на установке для моделирования неустановившихся полей в электролитической ванне. Слоистые и локально неоднородные диспергирующие среды имитировались тонкими изолирующими пленками и металлическими дисками, что давало возможность варьировать время релаксации поляризационных эффектов. Однако в упомянутой и других работах такого рода ничего не говорится о том, каким поляризационным параметрам соответствуют модельные результаты для условий натуры, т.е. не говорится о критериях подобия ЭМ поля в диспергирующей среде. При физическом моделировании задач метода ВП обычно рекомендуется соблюдение только геометрического масштаба так же, как для моделирования задач электроразведки постоянным током.

Таким образом, вопрос об одновременном соблюдении нестыкованных между собой критериев подобия для неаддитивных в общем случае электромагнитных и поляризационных процессов требует специальной проработки. Недостаточно исследованным остается также вопрос о критериях подобия для электрических параметров горных пород, изучаемых на образцах малого размера, по отношению к параметрам тех же пород в реальном горном массиве.

Опыт исследования кольцевой модели позволил подойти к решению вопроса о критериях подобия для диспергирующей среды в более общей постановке. Такое решение может быть получено на основе анализа формулы Cole-Cole, которая, хотя и не является абсолютно универсальной, достаточно хорошо описывает экспериментальные наблюдения НЧД горных пород (в полевых условиях и на образцах) в преобладающем большинстве случаев [56 и др.]. При этом будем предполагать, что формула применима в диапазонах частот, исследуемых как для натурных условий, так и при моделировании. Одна из форм записи этой формулы имеет вид

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \left\{ \left(1 + (i\omega t)^c \right) / \left[1 + (i\omega t)^c (1 - \eta) \right] \right\} = \sigma_\infty \left\{ \left(1 + (i\omega t)^c \right) / \left[1 / (1 - \eta) + (i\omega t)^c \right] \right\}, \quad (4.127)$$

где $\sigma(\omega)$ - комплексная частотно-зависимая электропроводность,

$\sigma_0 = \sigma_\infty (1 - \eta)$ - электропроводность диспергирующей среды на нулевой частоте,

σ_∞ - электропроводность диспергирующей среды на таких высоких частотах, когда искажающее влияние поляризации отсутствует,

$\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ - круговая частота, f - частота, T - период колебаний,

η и τ - установившаяся поляризумость и постоянная времени поляризации (приложении к образцу среды ступени напряжения).

Как известно, условие подобия электромагнитного поля в отсутствии токов смещения в ω -области записывается в виде

$$\omega \sigma L^2 = \omega_0 = \text{const}, \text{ или } T/\tau_0 = \text{const}, \quad (4.128)$$

где $\tau_0 = \mu \sigma L^2$ - электромагнитная постоянная времени недиспергирующей среды,

L - характерное расстояние,

σ - электропроводность недиспергирующей среды, соответствующая σ_∞ для диспергирующей среды, μ - магнитная проницаемость.

При $\mu = \mu_\nu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ вместо (4.128) обычно записывают критерий подобия в виде

$$\omega_m \sigma_m L^2 m = \omega_n \sigma_n L^2 n, \text{ или } \sigma_m L^2 m T_n = \sigma_n L^2 n T_m, \quad (4.129)$$

который используют для согласования физических и геометрических параметров модели (m) и натуры (n) и пересчета параметров модели в параметры натуры. Заменим в условии (4.128) вещественную электропроводность комплексной в соответствии с формулой Cole-Cole (4.127). Из этого прежде всего следует, что для диспергирующей среды необходимо ввести второе условие подобия

$$\omega t = \text{const}, \text{ или } T/\tau = (T/\tau_0)/(\tau/\tau_0) = \text{const}. \quad (4.130)$$

С учетом (4.128) получим

$$(\tau/\tau_0) = \text{const}, \quad (4.131)$$

или

$$\tau_m/\tau_{0m} = \tau_n/\tau_{0n}. \quad (4.132)$$

Для t -области необходимо заменить в (4.128)-(4.130) период колебаний T на время t становления поля, а формулы (4.131), (4.132) остаются без изменений.

Из (4.147) вытекает также необходимость соблюдения третьего и четвертого условий подобия для диспергирующей среды

$$\eta = \text{const}, \quad (4.133)$$

$$c = \text{const}, \quad (4.134)$$

или, соответственно, третьего и четвертого критериев подобия

$$\eta_m = \eta_n, \quad (4.135)$$

$$c_m = c_n. \quad (4.136)$$

Итак, подобие электромагнитных полей в диспергирующей среде определяется совокупностью условий (4.128), (4.131), (4.133), (4.134), или критериев (4.129), (4.132), (4.135), (4.136), позволяющих привести значения параметров, при которых выполнялось моделирование, к условиям натуры. Обратим особое внимание на условие (4.130) или (4.131). Оно означает, что, в соответствии с формулой Cole-Cole (а мы с самого начала предположили, что она справедлива для всех условий модели и натуры, включая диапазоны частот, если они для этих условий оказываются различными), постоянная времени τ поляризационного процесса, определенная

по результатам моделирования, должна быть пересчитана к условиям натуры путем умножения на коэффициент, равный отношению частот для модели и натуры, либо отношению электромагнитных постоянных времени натуры и модели. В этом отношении параметр τ принципиально отличается от параметров η и c , которые при переходе от модели к натуре не изменяются.

Возможные способы физической реализации предложенных критериев. Один из них заключается в следующем. Модели изучаемых разрезов изготавливаются из природных материалов, входящих в состав этих разрезов в натуральных условиях, т.е. микроразмеры частиц и минеральных зерен, составляющих твердую fazу горной породы, а также пор и трещин, заполняемых флюидом или пустых, не изменяются. Тем самым обеспечивается соблюдение критериев (4.135), (4.136), а также равенство асимптотических значений электропроводности на предельно высоких и низких частотах. Уменьшение в лабораторных условиях всех макроразмеров, характеризующих разрез и установку (мощности и глубины слоев и других геологических объектов, размеры источника, разносы и т. п.), компенсируется в критерии (4.129) только увеличением частоты, или, соответственно, уменьшением периода гармонических колебаний поля (либо уменьшением времени становления поля), так что

$$\omega_m/\omega_n = T_n/T_m = \tau_n/\tau_m = (L_n/L_m)^2. \quad (4.137)$$

При этом по условию (4.131) через модельное значение постоянной времени поляризации определяется соответствующее значение этой постоянной для натуры в виде

$$\tau_n = \tau_m (L_n/L_m)^2. \quad (4.138)$$

Таким образом, этот способ приемлем в случае, если отношение L_n/L_m не слишком велико по сравнению с единицей.

В другом способе можно попытаться осуществить компенсацию уменьшения макроразмеров путем увеличения вещественной части электропроводности, например, за счет увеличения концентрации электролита. При этом, в соответствии с формулой Cole-Cole, будем полагать, что такое изменение влияет только на абсолютную величину комплексной электропроводности горной породы $\sigma(\omega)$, куда вещественная электропроводность входит в виде простого множителя, и не влияет на поляризационные параметры η , τ и c . Тогда критерии подобия для диспергирующей среды, вытекающие из формулы Cole-Cole, приобретают наиболее простой вид

$$T_m/T_n = \tau_m/\tau_n = \eta_m/\eta_n = c_m/c_n = 1, \quad (4.139)$$

$$\sigma_n = \sigma_m (L_m/L_n)^2. \quad (4.140)$$

Однако предположение о неизменности поляризационных параметров при изменении вещественной электропроводности требует, на наш взгляд, дополнительной экспериментальной проверки.

Возможна также комбинация названных выше двух способов, т.е. компенсация уменьшения размеров за счет увеличения как частоты, так и вещественной электропроводности среды.

Третий способ заключается в изготовлении моделей диспергирующей среды из неприродных материалов, как например в процитированной работе С.А.Дешицы и др. Измеренные при моделировании параметры также должны быть пересчитаны к условиям натуры в соответствии с приведенными выше критериями (4.129), (4.132), (4.135), (4.136). В этом способе физическое моделирование, как и математическое, выполняются на феноменологической основе, при которой не учитывается природа поляризации, но обеспечиваются требуемые значения параметров Cole-Cole.

Очевидно при использовании более сложных зависимостей комплексной электропроводности от частоты (типа рядов, состоящих из членов аналогичной с Cole-Cole структуры, но с разными значениями величин η , τ и c , формулы Cole-Davidson или других) феноменологические параметры дисперсии будут входить в такие зависимости в тех же сочетаниях, в частности поляризационная постоянная времени τ - в комбинации (в виде произведения) с частотой поля. Это означает, что приведенные здесь соображения о критериях подобия электромагнитного поля в диспергирующей среде (или о сочетании критериев подобия для электромагнитных и поляризационных процессов) имеют достаточно общее значение, выходящее за рамки модели Cole-Cole.

Критерии подобия при исследовании электрических параметров образцов горных пород. Этот вопрос требует рассмотрения независимо от влияния дисперсии электропроводности среды и, насколько нам известно, в работах по изучению образцов горных пород ранее не освещался.

Пусть образец имеет форму цилиндра радиуса a и длины l . Согласно классическому определению, сопротивление скин-слоя постоянному току равно сопротивлению всего проводника переменному току. Обозначим радиус цилиндра, находящегося внутри скин-слоя,

$$a - \delta = b \geq 0. \quad (4.141)$$

Тогда сопротивление скин-слоя постоянному току

$$R_s = \rho l / [\pi(a^2 - b^2)], \quad (4.142)$$

а эффективное сопротивление всего образца переменному току, являющееся исходным для определения экспериментального значения удельного сопротивления, которое также следует рассматривать в качестве эффективного,

$$R_{ef} = \rho l / (\pi a^2). \quad (4.143)$$

Приравняв (4.142) и (4.143), найдем связь между измеряемым и истинным удельным сопротивлением в виде

$$\rho_{ef} = \rho / [1 - (1 - \delta/a)^2]. \quad (4.144)$$

Таким образом, если необходимо добиться соответствия между значениями ρ_{ef} для образцов разных размеров, следует соблюсти вытекающее из (4.144) условие

$$a/\delta = const, \quad (4.145)$$

соответствующее условию подобия (4.128).

Но обычно вопрос ставится иначе: как найти истинное (а не эффективное) значение удельного сопротивления? Из (4.144)

$$\rho = \rho_{ef} [1 - (1 - \delta/a)^2]. \quad (4.146)$$

В соответствии с (4.141) формулы (4.144) и (4.146) справедливы при $\delta \leq a$. При $\delta \geq a$, что соответствует низким частотам, очевидно, ρ_{ef} всегда равно истинному значению ρ . Наоборот, при малых δ , что соответствует высоким частотам, ρ_{ef} может значительно превышать значение ρ .

В общем случае

$$\delta = \{(\epsilon\mu/2)[(1 + x^2)^{1/2} - 1]\}^{-1/2} / \omega = [10^8/(2\pi f)]\{(\epsilon_r/18)[(1+x^2)^{1/2}-1]\}^{-1/2}, \quad (4.147)$$

где отношение токов проводимости к токам смещения

$$x = \sigma/(\epsilon\omega) = 18 \cdot 10^9 / (\rho\epsilon_r f), \quad (4.148)$$

а $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$, $\epsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$.

В табл. 11 приведены значения x и δ (в м) при $\epsilon_r = 18$ для частот $f = 1, 10$ и 100 МГц (индекс при величинах x и δ).

Таблица 11
Значения параметров x и δ для различных частот

ρ	10^{-1}	1.0	10	10^2	10^3
x_1	10^4	10^3	10^2	10	1
δ_1	0.159	0.504	1.600	5.294	24.95
x_{10}	10^3	10^2	10	1	10^{-1}
δ_{10}	0.050	0.160	0.529	2.474	22.55
x_{100}	10^2	10	1	10^{-1}	10^{-2}
δ_{100}	0.016	0.053	0.248	2.255	22.54

Как видно из этой таблицы, при частотах 1 МГц и ниже (т.е. в подавляющем большинстве низкочастотных измерений) необходимость введения поправки практически не возникает, если радиус цилиндрического образца не превышает 16 см.

При частотах 10, 100 МГц и более такая поправка необходима для образцов с радиусом более 1.6 см. Эта поправка может быть легко введена методом последовательных приближений: первоначальное значение толщины скин-слоя δ_1 вычисляется по измеренному значению ρ_{ef} , и через нее определяется величина истинного удельного сопротивления ρ_1 в первом приближении, затем новое значение δ_2 определяется через найденное ρ_1 и т.д.

С целью уменьшения влияния скин-эффекта можно также уменьшать размеры образца, но в этом случае всегда есть риск получить непредставительный образец, в пределах объема которого не будет обеспечиваться достаточное усреднение свойств гетерогенной и/или полифазной среды, что приведет к искажениям определяемых значений удельного сопротивления и его частотной зависимости.

4.10.5. Диспергирующая модель ореола нефтегазовой залежи при аэроэлектроразведке методом переходных процессов

Возможности исследования диспергирующей среды на основе сформулированных выше критериев подобия иллюстрируются результатами моделирования индукционного проявления ВП при аэроэлектроразведке методом переходных процессов (АМПП). На возможность таких наблюдений указывают данные выполненного в МГГА математического моделирования для горизонтально-слоистой среды и недавно опубликованные результаты экспериментальных исследований с канадской системой GEOTEM [87]. В ходе этих исследований, выполненных в пределах арктической территории Канады на площади, сложенной высокомицелиальными песчанисто-карбонатными породами, в районе зоны известковистых сланцев со следами пиритизации отмечены отрицательные значения неустановившегося сигнала в диапазоне времени 0.40 - 1.17 мс. Поскольку установка GEOTEM является асимметричной, отрицательные значения сигнала могут быть вызваны не только влиянием ВП, но и горизонтальной неоднородностью разреза.

Чтобы исключить вторую причину, для моделирования была выбрана осесимметричная установка. Остальные геометрические параметры были взяты близкими к системе GEOTEM, так что характерное расстояние $b=2H-z=190$ м ($H=120$ м - высота полета, $z=50$ м - вертикальный разнос между генераторным и приемным магнитными диполями). В качестве объекта моделирования был выбран геоэлектрический ореол залежи углеводородов (УВ), а в качестве его упрощенной модели - проводящее полупространство, включающее слабоконтрастную вертикальную цилиндрическую неоднородность повышенного сопротивления. Над такими объектами наблюдаются, как правило, аномалии пониженных значений сигнала АМПП, связанные с повышением сопротивления и, предположительно, поляризуемости эпигенетически измененных осадочных пород надпродуктивной толщи [28]. Отрицательные значения суммарного неустановившегося сигнала в низкоомном разрезе не отмечаются из-за большого уровня индукционной составляющей переходного процесса. Таким образом, простым визуальным способом влияние ВП не определяется. Математическое исследование этой задачи связано с трудностями трехмерного моделирования, т.е. такой объект представляет безусловный интерес для физического моделирования.

Геометрический масштаб моделирования был выбран равным 1:30 000, а значения времени для условий модели и натуры - одинаковыми. Полупространство имитировалось толстой алюминиевой плитой размерами 300x280x30 мм. В соответствии с критерием подобия (4.129)

$$\rho_n = (t_m/t_n)(b_n/b_m)\rho_m = 9 \cdot 10^8 \rho_m. \quad (4.149)$$

Полагая $\rho_m = \rho_{al} = 3 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, найдем, что $\rho_n = 30$ Ом·м. Вычислим толщину скин-слоя в алюминии для максимального времени задержки 10 мс

$$\delta = \sqrt{t_{max} \cdot \rho_{al}} = 1.7 \text{ см}, \quad (4.150)$$

т.е. толщина плиты достаточна для имитации полупространства.

Область повышенного сопротивления слабой контрастности создавалась путем сверления отверстий по равномерно-треугольной сети. Предварительные эксперименты с плоскими моделями показали, что сопротивление дырчатой модели возрастает в соответствии с известной формулой Арчи, хорошо описывающей эффективное сопротивление двухфазной среды "проводник-изолятор" со сквозной проводимостью. В нашем случае эта формула принимает вид

$$\bar{\rho}_{\phi} = \rho_{\phi} / \rho_{al} = 1 / (1 - \bar{A})^2, \quad (4.151)$$

где \bar{A} - отношение суммарной площади отверстий к площади всей дырчатой области. Результаты этих экспериментов в сопоставлении с расчетами по формуле (4.151) приведены в табл. 12.

Это позволило выбрать для отверстий в толстой плите диаметр 2.3 мм и треугольную сеть с шагом 5 мм, при которых $\bar{A}=0.185$ и $\bar{\rho}_{\phi}=1.5$, т.е. обеспечивается повышение сопротивления цилиндрической неоднородности по отношению к вмещающей среде на 50%. Диаметр дырчатой области составляет 10 см, что для натуры соответствует ореолу диаметром 3 км.

Таблица 12
Сопротивление дырчатых моделей

№ модели	Шаг треугольной сети	Диаметр сверла, мм	\bar{A}	$\bar{\rho}_{\text{эксп}}$	$\bar{\rho}_{\phi}$
1	0	0	0	1	1
2	10	1.65	0.024	1.05	1.05
3	5	1.65	0.096	1.23	1.22
4	5	2.15	0.161	1.36	1.42
5	5	2.5	0.218	1.65	1.63
6	5	3.0	0.314	2.15	2.12

При использовании соосной установки АМПП в среде возбуждаются в основном горизонтальные токи, но, очевидно, сопротивление дырчатой модели вертикальному току также должно возрастать в соответствии с формулой (4.151), т.е. созданная модель по сопротивлению близка к изотропной.

Для создания в той же области повышенной поляризуемости в те же отверстия заливалась водопроводная вода с сопротивлением 30 Ом·м. Сопротивление дырчатой области при этом практически не изменяется, а повышенная поляризуемость образуется за счет эдс поляризации на контакте металла с электролитом. Поляризационные параметры модели, приближенно оцененные по данным эксперимента, приведены ниже.

Измерения проводились по профилю, проходящему через центр дырчатой области, шаг наблюдений составлял 1 см (300 м для условий натуры).

Для измерений использовались соосные генераторная и приемная катушки с эффективными площадями $Q_m=1.21 \cdot 10^{-2}$ м² и $q_m=4.22 \cdot 10^{-2}$ м²

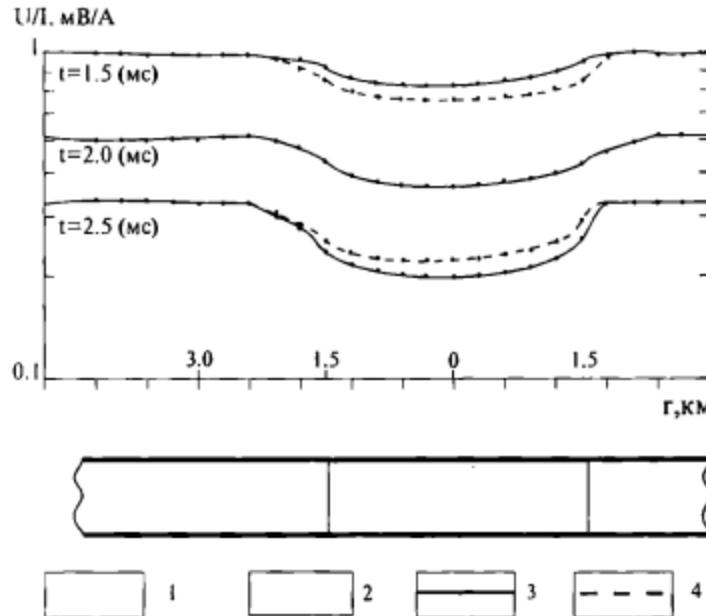


Рис. 37. Графики профилирования АМПП над диспергирующей моделью ореола залежи углеводородов: 1 - вмещающие породы; 2 - ореол; 3 - сигнал при наличии дисперсии; 4 - сигнал при отсутствии дисперсии

соответственно. Токовые импульсы в генераторной катушке имели форму близкую к прямоугольной и амплитуду $I_m=1\text{A}$, так что произведение $Q_m q_m I_m=5 \cdot 10^{-4} \text{ A} \cdot \text{м}^4$.

При соблюдении критериев подобия выполняется равенство так называемых приведенных значений сигнала [22].

$$\bar{U} = \frac{U \cdot t \cdot b^3}{I \cdot Q \cdot q} \quad (4.152)$$

Тогда между сигналами модели и натуры имеет место соотношение

$$U_m = U_n \cdot \frac{t_n}{t_m} \cdot \left(\frac{b_n}{b_m} \right)^3 \cdot \frac{(IQq)_m}{(IQq)_n} \quad (4.153)$$

Для системы GEOTEM произведение $IQq \approx 10^{10} \text{ A} \cdot \text{м}^4$. С учетом параметров модельной установки сигналы для модели и натуры оказываются примерно одинаковыми.

На рис. 37 представлены результаты профилирования над дырчатой областью с незаполненными отверстиями (пунктир) и с отверстиями, заполненными водопроводной водой (сплошная линия) на временах 1.5, 2, 2.5 мс. Из этого рисунка видно, что влияние ВП в зависимости от величины задержки может как увеличить, так и уменьшить аномалию над ореолом, либо оставить ее без изменений.

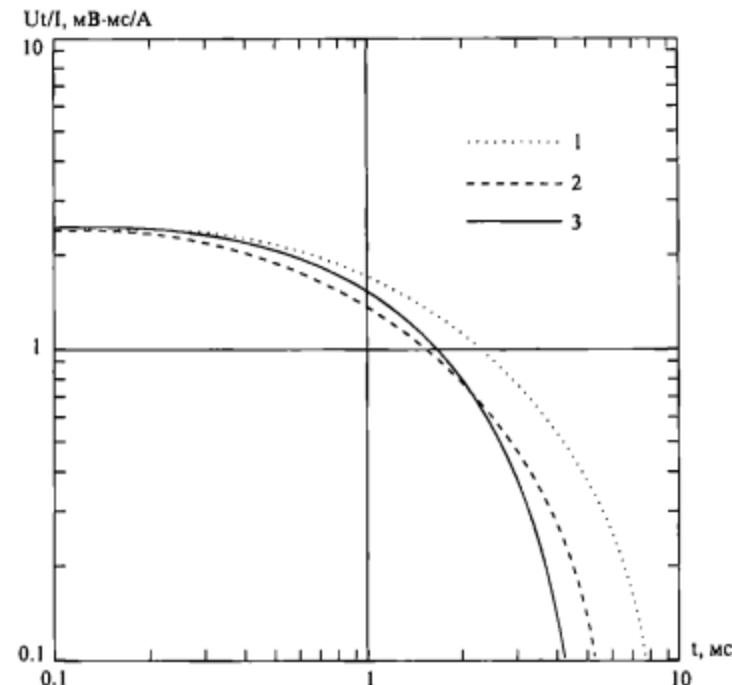


Рис. 38. Нормированные значения сигнала АМПП, измеренные над моделями вмещающих пород (1), пород ореола повышенного сопротивления (2) и пород ореола повышенного сопротивления и поляризуемости (3)

На рис. 38 показаны приведенные значения сигналов, измеренных на большом удалении от дырчатой области (вмещающие породы - точки), в центре дырчатой области с незаполненными отверстиями (ореол повышенного сопротивления - пунктир) и в центре дырчатой области с отверстиями, заполненными водопроводной водой (ореол повышенного сопротивления и поляризуемости - сплошная линия). Из рисунка видно, что повышение сопротивления приводит к уменьшению неуставновившегося сигнала. При этом кривые 1 и 2 достаточно хорошо совмещаются сдвигом по оси абсцисс на величину 1.45, что свидетельствует о фактическом увеличении сопротивления дырчатой области на 45 %. Сопоставление кривых 2 (без ВП) и 3 (с ВП) показывает, что влияние ВП приводит к увеличению сигнала для ранних (15 % на 1 мс) и к уменьшению для поздних (40 % на 4 мс) моментов времени. Пересечение кривых происходит при $t=2$ мс.

Приведенные результаты были сопоставлены с данными математического моделирования, выполненного ранее по программе VOGOS Ю.А. Дрейзина. На уровне качественного сопоставления наилучше близкой оказалась кривая с параметрами $\rho=31.6 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\eta=0.4$, $t=10 \text{ мс}$, $c=1$, пред-

5. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ ПОЛЯ

5.1. Виды исследований

По условиям проведения исследований различают наземные, скважинный и воздушный варианты метода переходных процессов.

На начальном этапе своего развития благодаря высокой разрешающей способности по отношению к абсолютной величине электропроводности и размерам локальных проводящих объектов (см. разделы 3.3, 3.4) МПП нашел преимущественное применение при поисках промышленных объектов высокой электропроводности типа массивных сульфидных руд (медно-колчеданные, медно-никелевые, колчеданно-полиметаллические и т. п.). При решении этой задачи измерения неустановившегося поля проводятся в ограниченном диапазоне времени с использованием индукционного возбуждения и приема поля при помощи соосных или совмещенных петель. Такой вариант МПП целесообразно классифицировать как профилирование - ПМПП.

Применение ПМПП оказалось эффективным на различных стадиях поисково-разведочных работ, на каждой из которых применяются различные варианты метода [22]. На первой стадии поисковых работ в труднодоступных и слабоизученных районах применяется аэровариант метода АМПП. Наземные исследования выполняются в двух модификациях. Площадные поисковые работы осуществляются при помощи однопетлевой модификации МППО, когда одна и та же петля используется в качестве источника (во время токового импульса) и приемника (в паузах между импульсами) поля, либо применяются две раздельные, но совмещенные в пространстве петли. Во избежание паразитных связей между генераторной и приемной частью аппаратуры, часто используют соосную установку, в которой приемная петля имеет меньший размер, чем генераторная. Детальные исследования проводятся как с модификацией МППО, так и с модификацией МППР, в которой измерения проводятся с приемной рамкой малого размера (измерительный диполь), перемещаемой по системе профилей внутри генераторной петли большого размера в ее центральной части, а также в области, близкой к проводу. Последний прием позволяет дополнить изучение аномальных зон при существенно другом направлении первичного поля. Иногда для получения дополнительной информации об исследуемом объекте используют более сложные (сдвоенные) установки, состоящие из расположенных рядом петель, в которых измеряются как собственные, так и взаимные импедансы, а также разностный сигнал при встречном включении приемных петель.

На стадии детальных разведочных исследований применяется скважинная модификация метода (СМПП) для изучения околоскважинного и подзабойного пространства. В этом случае источником поля также служит раскладываемая на поверхности незаземленная петля, а вдоль ствола скважины ведутся измерения трех ортогональных компонент поля [7].

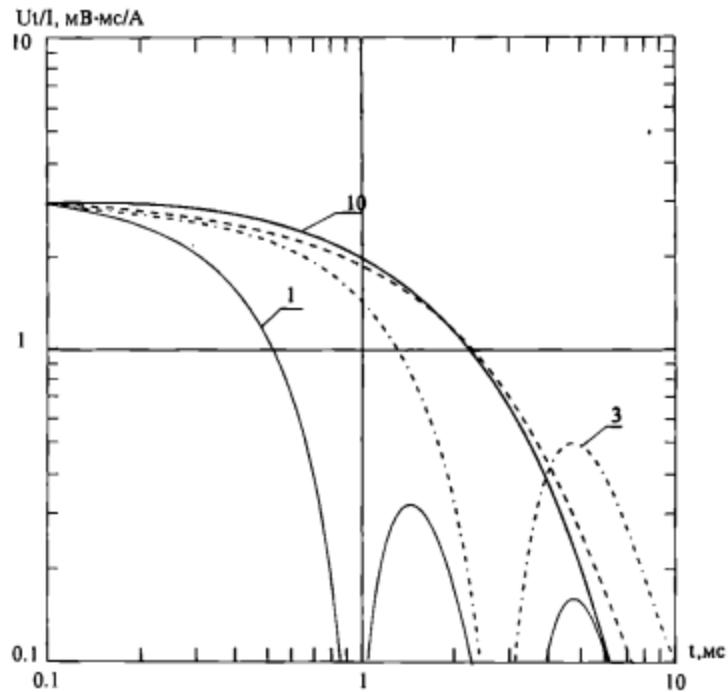


Рис. 39. Результаты математического моделирования сигнала АМПП с учетом дисперсии. Параметры кривых $\rho = 31.6 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\eta = 0.4$, $c = 1$, индекс кривых - t , мс (пунктиром показана кривая при отсутствии поляризации)

ставленная на рис. 39. Напомним, что физическое моделирование выполнено при одинаковых значениях времени для модели и натуры. Поэтому в соответствии с приведенными выше критериями подобия для диспергирующей среды, все поляризационные параметры теоретической кривой (η , t и c) соответствуют как параметрам модели, так и параметрам натуры.

Таким образом, использование эдс поляризации контакта металла с электролитом позволяет создавать модели диспергирующих сред с величинами параметров, используемых при математическом моделировании, т.е. соответствующих существующим представлениям об этих величинах для природных условий.

По мере совершенствования методики, аппаратуры и способов интерпретации результатов МПП получил более широкое применение, связанное с необходимостью осуществлять поиски при повышенной глубине залегания и при пониженной контрастности объектов по отношению к вмещающим и покровным породам. Сюда относятся поиски глубокозалегающих рудных месторождений в сложных геоэлектрических условиях, поиски таких слабоконтрастных объектов, как кимберлиты, прослеживание рудовмещающих и рудоконтролирующих толщ и т.д. Эти задачи решаются методом переходных процессов в варианте зондирования - ЗМПП [19]. При ЗМПП проводится изучение геоэлектрического разреза по вертикали. Для этого требуется измерять переходную характеристику в значительно более широком диапазоне времени, чем при ПМПП.

В то же время зондирования при помощи неустановившегося поля развивались и широко использовались при решении задач нефтяной геофизики. На начальном этапе предпочтение отдавалось исследованиям в дальней зоне ЗСД [9] благодаря существенному упрощению структуры поля и решения прямой и обратной задачи зондирования. Затем стали интенсивно развиваться и широко применяться зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ). При этом использовались в основном те же установки, что и при профилировании МПП (соосные и совмещенные петли). Современная технология ЗС представляет собой проведение многоканальных площадных измерений (главным образом, в ближней и промежуточной зонах) с закрепленным источником [5,88]. Источником чаще всего служит заземленная линия АВ. Измеряется не только магнитная, но и электрическая компонента поля. В первом случае подчеркивается влияние проводящих пластов, во втором - пластов высокого сопротивления.

5.2. Профилирование МПП

При поисках хорошо проводящих рудных тел оптимальный диапазон времени регистрации переходного процесса выбирается в соответствии с обобщенной зависимостью сигнала от величины параметра α . Эта зависимость описывается функцией $\Psi(\alpha t)$, определяемой формулой (3.46) и имеющей максимум при $\alpha t=0.08$ (см. рис.18). Нетрудно подсчитать, что для диапазона α в пределах от 2 до 80 с^{-1} необходим диапазон времени от 1 до 40 мс (в конкретных видах аппаратуры диапазон может быть выбран более широким или сдвинутым в ту или иную сторону). Таким способом одновременно обеспечиваются хорошая избирательность по отношению к объектам высокой электропроводности (см. раздел 3.3) и максимальное отношение сигнала от локального проводящего объекта к сигналу от проводящих вмещающих или покровных отложений (см. раздел 3.4).

Оптимальный размер петли, соответствующий максимальной глубинности при поисках локальных проводников, определяется отноше-

ниями полезного сигнала к внешним электромагнитным помехам и к сигналу от проводящих вмещающих пород либо покровных отложений. Совместный анализ этих зависимостей показывает, что для установки МППО оптимальная длина стороны квадратной петли примерно равна предельной глубине обнаружения локального объекта, или отношение половины длины стороны петли к глубине $L/h \approx 0.5$. Для оценки предельной глубины и, следовательно, для выбора размера петли при проектировании работ в том или ином районе желательно располагать сведениями о продольной проводимости наносов, электропроводности вмещающих пород, размерах и электропроводности рудных тел и уровне помех. Тогда предельная глубина может быть оценена для заданного радиуса эквивалентного шара, соответствующего рудной залежи, представляющей в данном районе промышленный интерес [22]. Аналогичные оценки для установки МППР дают оптимальное соотношение $L/h = 0.7$.

Густота сети наблюдений при проведении поисковых и детализационных съемок определяется различными факторами. При поисковых работах главным фактором является надежность обнаружения аномалий. Анализ кривой профилирования МППО над сферическим объектом и оптимального отношения размера петли к глубине позволяет практически для всех случаев рекомендовать шаг наблюдений, равный длине стороны квадратной петли. Возможность проведения съемки без перекрытия петель обеспечивает высокую производительность, так как одно измерение дает информацию о целом участке, площадь которого равна площади петли. При поисках сильно вытянутых объектов допускается увеличение расстояния между профилями до двух - трех размеров петли.

Для установки МППР наблюдения обычно ведутся по сети 50x20 либо 100x50 м, т.е. в масштабах 1:5 000 или 1:10 000. При детализационных съемках в пределах аномальных зон сеть наблюдений необходимо сгущать для повышения детальности получаемых материалов, чтобы они были пригодны для количественной интерпретации.

Для успешного применения ПМПП на этапах поисков и разведки хорошо проводящих руд необходимы определенные физико-геологические предпосылки. Наиболее благоприятными условиями, обеспечивающими максимальную глубинность исследований, являются высокое сопротивление вмещающих пород, малая мощность и низкая электропроводность поверхностных отложений. В благоприятных условиях выделение аномальных зон по результатам поисковых работ обычно не составляет трудностей, а при интерпретации результатов детализационных исследований возможно применение количественных приемов.

Сложные условия проведения поисковых работ МПП характеризуются наличием в геоэлектрическом разрезе низкоомных вмещающих пород, зон дробления, углефицированных и графитизированных пород, измененных пород, мощной коры выветривания и чехла рыхлых отложений, не выдержанного по мощности и по составу. Интерпретация результатов наблюдений носит качественный характер. Она сводится к

выделению участков с аномальным поведением неустановившегося поля, ориентировочной оценке их перспективности на оруденение по конфигурации аномалии в плане, по величине показателя α и по форме кривых кажущейся электропроводности. В таких сложных условиях целесообразно перейти от ПМПП к ЗМПП. Особое значение приобретает также рациональное комплексирование МПП с другими геофизическими методами.

Целью обработки и интерпретации данных площадной поисковой съемки МППО является выделение петель с аномальным поведением неустановившегося сигнала и оценка перспективности аномалии по величине показателя α . Полный комплекс обработки и интерпретации материалов включает следующие операции: построение планов изолиний сигнала $V(t)/I$ для разных значений времени; трансформацию кривых $V(t)/I$ в кривые кажущейся электропроводности $\sigma_k(t)$; построение плана кривых $\sigma_k(t)$; выделение "аномальных" петель по амплитудному признаку, а в сложных условиях - по форме кривой $\sigma_k(t)$ и по сопоставлению кривой $\sigma_k(t)$ с палеткой для двухслойного разреза; оценку перспективности аномалий по значению показателя α с учетом планового положения и протяженности аномалии, имеющихся геологических данных, данных других геофизических и геохимических методов и т.д.

Существует несколько способов определения показателя α . Предпочтительны те из них, в которых α определяются во всем диапазоне времени измерения переходной характеристики. В одном из таких способов используется отношение производной сигнала по времени к величине сигнала. Практически величина $\alpha(t)$ определяется из соотношения

$$\alpha(t) = \frac{\Delta[U(t)/I]}{\pi^2 \Delta t U_{md}(t)/I} \quad (5.1)$$

где $\Delta[U(t)/I]$ - разность ординат небольшого интервала Δt переходной характеристики, $U_{md}(t)/I$ - значение переходной характеристики в середине интервала.

При интерпретации результатов детализационных наблюдений применяются количественные приемы, основанные на решении прямых задач для локальных проводников правильной формы в непроводящей среде. В силу такой идеализации реальных условий результаты интерпретации носят полуколичественный или качественный характер. Тем не менее получаемые данные оказываются, как правило, достаточными для заложения проверочных скважин и дальнейшего ориентирования разведочных работ.

Для тел изомерного сечения (шар, цилиндр) из наблюдавшихся кривых вертикальной и горизонтальной составляющих определяют глубину залегания h . Например для шара

$$h = b_x \approx b_z, \quad (5.2)$$

а для цилиндра

$$h = 0.87b_x \approx b_z, \quad (5.3)$$

где b_z - ширина аномалии вертикальной составляющей на уровне 0.5 ее максимума, b_x - расстояние между экстремумами горизонтальной составляющей. По скорости спада переходной характеристики вычисляют показатель α эквивалентного сферического проводника (для тел другой формы найденное значение α соответствует выражениям приведенным в разделе 3.3). Затем вычисляют радиус эквивалентных шара или цилиндра [22]. По найденным a и α вычисляется электропроводность

$$\sigma = 8 \cdot 10^5 / (\alpha a^2). \quad (5.4)$$

Знание величины σ позволяет более уверенно судить о природе источника аномалии, хотя в известной мере эта же задача решается по величине показателя α . Характерные значения показателей хорошо проводящих тел промышленных размеров, как правило, не превышают 80 c^{-1} .

Приемы интерпретации для тел пластовой формы разработаны на основе обобщения материалов физического моделирования. По этим данным для тонкого полубесконечного наклонного пласта выявлены характерные устойчивые элементы (признаки) временных и пространственных характеристик вторичного поля и составлены соответствующие интерпретационные nomogramмы [22] для определения продольной проводимости пласта, угла его падения и глубины залегания верхней кромки.

Дополнительным фактором, искажающим результаты интерпретации, может быть влияние ВП (см. главу 4). Исключение (ослабление) этого влияния в поздней стадии становления поля (см. раздел 4.6.2) осуществляется по результатам измерений с поглями разных размеров.

5.3. Зондирование МПП

5.3.1. Методика зондирований МПП

Зондирование Земли при помощи неустановившегося поля находит применение при решении разнообразных геологических задач, относящихся к исследованиям больших (несколько километров и более), средних (до 1 - 1.5 км) и малых (от единиц до сотен метров) глубин.

В первом случае речь идет об изучении глубинного строения Земли и о задачах нефтегазовой геологии, во втором - о поисках и разведке рудных и других твердых полезных ископаемых, в третьем - о решении разнообразных задач изучения верхней части разреза. Эта классификация условна, и реальные задачи не всегда в нее укладываются (например, поиски геоэлектрических ореолов над залежами нефти и газа в верхней части разреза).

Физическую основу зондирований неустановившимся полем на разных глубинах составляет одно и то же явление - скин-эффект. Однако методика и техника исследований для разных глубин оказывается существенно различной. При исследовании больших глубин необходимо регистрировать неустановившийся сигнал вплоть до первых десятков се-

кунд. Для этих целей используются мощные источники тока (включая МГД-генераторы) и высокочувствительные многоканальные цифровые электроразведочные станции. Наиболее широко применяемая для этих целей технология заключается в проведении площадных зондирований в различных зонах закрепленного источника (ЗС-ЗИ). Источником, как правило, служит закрепленная линия АВ. Это большая специальная область исследований неустановившегося поля, имеющая ряд важных технических и методических особенностей [5,88]. Ее рассмотрение выходит за рамки настоящей работы.

Ограничимся в основном рассмотрением индукционных зондирований ЗМПП (или ЗСБ), выполняемых с соосными или совмещеными петлями. Такие зондирования в методическом отношении имеют много общего с профилированием ПМПП. Основным отличием является изучение переходной характеристики в более широком диапазоне времени, что позволяет наряду с поисками проводящих тел изучать рудовмещающие и рудоконтролирующие геологические структуры. Это существенно расширяет возможности метода при поисках глубокозалегающих рудных месторождений в сложных геоэлектрических условиях, или при поисках слабоконтрастных объектов (например кимберлитов). При изучении ранних стадий переходных процессов ЗМПП позволяет исследовать верхнюю часть геоэлектрического разреза (ВЧР), обеспечивая возможность решения гидрогеологических, инженерно-геологических, геокриологических, геэкологических и археологических задач. Изучение поздних стадий дает возможность в ряде районов (Восточная Сибирь и другие) применять аналогичную методику для поисков месторождений нефти и газа.

5.3.2. Интерпретация данных зондирований МПП

Количественная интерпретация данных зондирования в рамках горизонтально-слоистой модели среды осуществляется с помощью двухслойных и трехслойных (а иногда и с большим количеством слоев) теоретических кривых методом подбора с использованием координат точек экстремумов и линии S_t . В последние годы для одномерных сред созданы эффективные алгоритмы расчета прямой задачи и решения на их основе обратной задачи методом подбора на персональных компьютерах, разработано соответствующее программное обеспечение [67 и др.].

Наряду с этим широко используются качественные способы интерпретации, основанные на различных дифференциальных трансформациях неустановившегося сигнала. Эти трансформации позволяют преобразовать зависимость сигнала от времени в зависимость кажущейся (эффективной) электропроводности или продольной проводимости от некоторой эффективной глубины исследования.

Одним из таких способов получивших широкое распространение, является так называемый способ плавающей плоскости [61 и др.]. Применяется в этом способе трансформация сигнала в зависимость $S_t(h_{ef})$ при-

веденена в разделе 2.2.2. При интерпретации рекомендуется заменить глубину залегания эквивалентной плоскости эффективной глубиной H_{ef} всей толщи, формирующую значение S_t для различных моментов времени, и построить зависимость $S_t(H_{ef})$. Интерпретация кривых S_t заключается в выделении на них площадок и участков с постоянным градиентом, отождествляемых с отдельными слоями разреза, и в определении по ним положения геоэлектрических границ. Дополнительным дифференцированием по глубине получают зависимость кажущейся электропроводности от глубины. Однако каждое численное дифференцирование приводит к возрастанию погрешности. В связи с этим применяется сглаживание исходных и промежуточных данных, что, естественно, приводит к получению сглаженного разреза. В разделе 2.2.2 было показано, что S_t можно выразить через значение кажущегося сопротивления ρ_t . При этом оказывается, что S_t состоит из устойчивой части, равной эффективной продольной проводимости скин-слоя (формула 2.50), и неустойчивой части, содержащей логарифмическую производную σ_t по логарифму времени.

Известны другие трансформации, не требующие двойного дифференцирования. В одной из таких трансформаций с условным названием "Разрез" [34,52] в качестве эффективной глубины исследования используется толщина скин-слоя в t -области (см.раздел 1.4.2), определяемая через кажущуюся электропроводность

$$z = k\sqrt{t}/(\sigma_t \mu), \quad (5.5)$$

где k - коэффициент, близкий к единице.

Из анализа скорости "погружения" нижней границы скин-слоя с увеличением времени t получается связь электропроводности σ_z на глубине z с кажущейся электропроводностью σ_t :

$$\sigma_z = \left[\frac{d}{dz} (z\sqrt{\sigma_t}) \right]^2. \quad (5.6)$$

Сразу оговоримся, что σ_z является не истинным, а новым эффективным значением электропроводности, которое лучше отражает изменения электропроводности с глубиной. Из (5.5) следует, что $dz/z = d\sqrt{t}/\sqrt{t} + d\sqrt{\rho_t}/\sqrt{\rho_t}$. С учетом этого формулу (5.6) можно преобразовать и выразить σ_z через логарифмическую производную σ_t :

$$\sigma_z = \sigma_t / (1 - n)^2, \quad (5.7)$$

или

$$\rho_z = \frac{1}{\sigma_z} = \rho_t (1 + m)^2, \quad (5.8)$$

где

$$m = \frac{d(\log \rho_t)}{d(\log t)} = -n = -\frac{d(\log \sigma_t)}{d(\log t)}. \quad (5.9)$$

Усовершенствованная трансформация подобного рода в сочетании с пересчетом сигнала в значения кажущейся электропроводности по полной (для любых значений времени) формуле входит в программно-математическое обеспечение аппаратуры TEM-FAST в качестве блока предварительной визуализации данных.

Эта трансформация аналогична трансформации Г.В.Молочнова в магнитотеллурике. Таким же образом можно применить известную трансформацию Ниблетта. Она основана на определении кажущейся электропроводности в виде отношения продольной проводимости, "накопленной" на интервале глубин от 0 до z , к длине интервала

$$\sigma_1 = S/z = \frac{1}{z} \int_0^z \sigma_z dz. \quad (5.10)$$

Проведя аналогичные преобразования, можно получить

$$\sigma_z = \sigma_1(1+m)/(1-m), \quad (5.11)$$

или

$$\rho_z = \rho_1(1+n)/(1-n), \quad (5.12)$$

где m и n - те же логарифмические производные, что и в предыдущем случае (формула 5.9).

Поскольку глубина в однородном полупространстве пропорциональна \sqrt{t} , лучше проводить дифференцирование по $\log \sqrt{t}$.

Нетрудно показать, что в этом случае $m = 0.5d(\log \rho_1)/(d(\log \sqrt{t}))$ и $n = 0.5d(\log \sigma_1)/(d(\log \sqrt{t}))$.

Получаемые с помощью дифференциальных трансформаций разрезы могут быть использованы как стартовые модели для интерпретации методом подбора. Расчет прямой задачи для найденных параметров является наилучшим контролем достоверности результатов трансформаций.

Кривые зондирования могут быть искажены влиянием боковых неоднородностей, в особенности за счет наиболее неоднородной верхней части разреза. Для учета этих искажений успешно используется аналоговое моделирование. ВЧР моделируется тонким металлическим пластом. Неоднородность создается отверстиями в металлическом пласте. Густота отверстий изменяется в соответствии с данными площадных зондирований о проводимости ВЧР [17]. В последнее время для этих же целей все более широко используется квази-трехмерное математическое моделирование с неоднородными S-пленками [18].

При решении рудных задач часто приходится сталкиваться с резко выраженной горизонтальной неоднородностью среды. Поэтому одномерная интерпретация используется здесь только для простых разрезов, включающих пологопадающие пластовые рудные тела таких больших размеров, что наблюдаемый процесс не выходит из интервала времени, в пределах которого не проявляется влияние ограниченных размеров залежи. На основе анализа данных аналогового и физического моделирования переходных процессов от линзообразных и пластовых тел ко

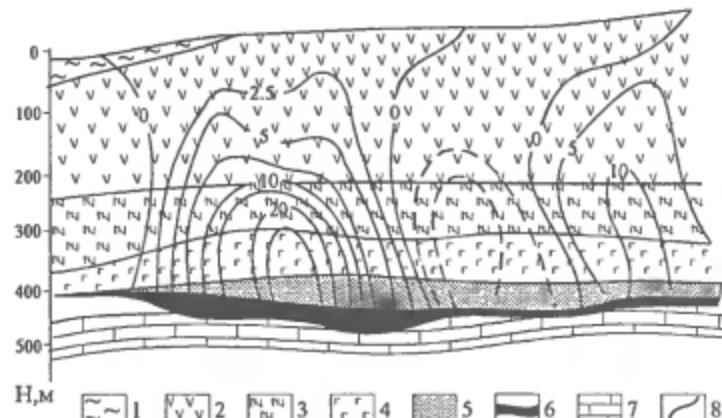


Рис. 40. Аналитическое продолжение эдс неустановившегося поля на меднокелевом месторождении Талнах (Г.А.Исаев, 1984). 1 - четвертичные отложения; 2 - базальты, туфы, туффиты; 3 - песчано-глинистые угленосные отложения; 4 - рудоносный интрузив; 5 - вкрашенные руды; 6 - массивная руда; 7 - карбонатные отложения; 8 - изолинии продолженного поля

нечных размеров оценены погрешности определения их параметров при использовании одномерной интерпретации. Получен также ряд эмпирических формул, позволяющих учесть эти погрешности [19]. Как и при профилировании МПП, по кривым зондирования можно определить параметр α . При этом используются экстремумы кривых ρ_t , S_t и др. Например, для вертикального проводящего полусконечного цилиндра (модель кимберлитовой трубки) по минимуму кривой ρ_t можно найти $\alpha=0.2/t_{min}$.

Для сред с резко выраженной горизонтальной неоднородностью, включающих проводящие тела произвольной формы, разработаны специальные компьютерные методы интерпретации, основанные на аналитическом продолжении, либо визуализации аномального поля. При аналитическом продолжении предполагается, что рудовмещающие породы высококоомны и поле вне рудного тела удовлетворяет уравнению Лапласа. Это дает возможность продолжить наблюденное на поверхности поле в нижнее полупространство. По изолиниям поля в разрезе можно судить о положении и элементах залегания проводящего объекта, как это следует из примера, показанного на рис. 40. Видно, что край основной наиболее мощной рудной залежи отмечается нулевой изолинией продолженного поля. В методе визуализации среда для каждого момента времени представляется неоднородной пленкой с продольной проводимостью $S[x,y,z(t)]$, зависящей от координат и времени. Линии изоамплитуд этой функции позволяют получить изображение проводящей неоднородности в виде зоны повышенной проводимости. Пример такого изображения показан на рис. 41.

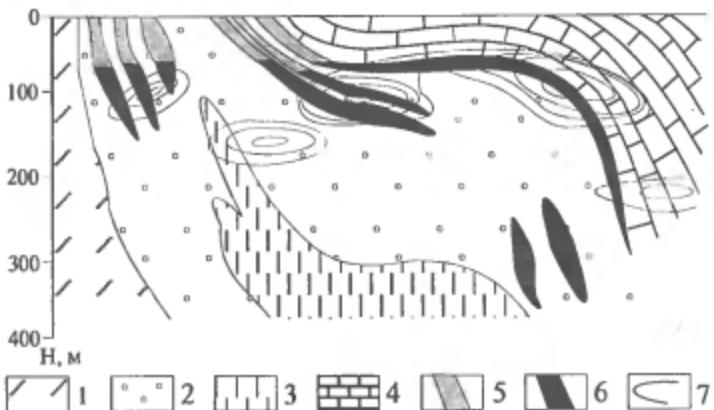


Рис. 41. Визуализация поля $V(t)$ на железорудном месторождении (Г.А.Исаев, 1984).

1 - гнейсы; 2 - скарны; 3 - метасоматиты; 4 - известняки; 5 - мартитовые руды;
6 - магнетитовые руды; 7 - изолинии кажущейся продольной проводимости

5.4. Скважинный вариант МПП

При скважинных наблюдениях с современной аппаратурой измеряются три пространственные ортогональные составляющие неустановившегося сигнала относительно выбранной системы координат, что дает возможность получать векторную картину исследуемого поля, не зависящую от положения скважины в пространстве и степени ее искривления и определяемую в основном положением проводника [7].

Подход к выбору основных методических параметров (размер петли, диапазон времени наблюдений и др.) тот же, что и для ПМПП.

Для проведения скважинных исследований необходимо дополнительное оборудование: подъемник, оснащенный лебедкой с трехжильным бронированным кабелем. Непосредственно в скважинах измерения проводятся поточечно на фиксированных глубинах. Шаг наблюдений выбирается в зависимости от характера разреза от 10 до 40 м. Все три составляющие сигнала измеряются при одной спуско-подъемной операции.

Обработка результатов измерений заключается в пересчете измеренных значений составляющих сигнала к выбранной системе координат с учетом данных инклинометрии, в вычислении координат точек измерений и приведении измеренных величин к единице тока и единице эффективной площади приемной рамки. Пересчитанные значения составляющих сигнала U_x , U_y , U_z строятся в виде графиков вдоль оси скважины для наиболее характерных моментов времени. Кроме того, строятся переходные характеристики в отдельных точках скважины, чаще всего в точках максимальных значений сигнала. Большую помощь при анализе результатов и особенно при определении направления на проводящий

объект может оказать представление измеренных величин в виде проекций векторов на определенные, в том числе координатные, плоскости.

В основе способов определения пространственного положения проводящего тела лежит допущение возможности эквивалентной замены вихревых токов в объемном проводнике эквивалентным токовым контуром. На всех стадиях переходного процесса такой контур не выходит за пределы локального проводника.

Для решения задачи контурной аппроксимации используется несколько алгоритмов, реализованных для ПЭВМ [7]. Они позволяют определить координаты центра контура, положение его плоскости в пространстве и координаты точек контура, лежащих в плоскости, проходящей через его центр и линию наблюдения (на поверхности или в скважине).

5.5. Аэроэлектроразведка МПП

Аэроэлектроразведка методом переходных процессов (АМПП) представляет собой воздушный вариант дипольного профилирования. Источником импульсного поля служит генераторный контур, размещенный на летательном аппарате. Приемная катушка помещена в выпускной гондоле, буксируемой на кабель-тросе. Размеры контура и приемной катушки обычно малы по сравнению с высотой полета и длиной кабель-троса. Поэтому они могут рассматриваться как генераторный и приемный диполи. Измеряется эдс в приемной катушке в паузах между импульсами первичного поля. Импульсы имеют специальную форму половины синусоидальной волны и чередующуюся полярность.

Этот вид аэроэлектроразведки широко используется в мировой практике в основном в самолетном варианте (канадские станции INPUT, GEOTEM и др.) при поисках массивных сульфидных руд и других твердых полезных ископаемых, а также при поисках водоносных горизонтов, месторождений геотермальных вод и т.п. По данным фирмы "Квестор сорвейс" этим методом выполняется 70% мировых объемов аэроэлектроразведочных работ.

В нашей стране получила применение установка АМПП, размещенная на легком вертолете Ка-26 [43]. Горизонтальный генераторный контур с дипольным моментом $6 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{м}^2$ смонтирован вокруг фюзеляжа вертолета. Приемная катушка для измерения вертикальной компоненты поля помещена в гондоле, буксируемой на кабель-тросе длиной 50 м (рис. 42). Высота полета 100 м. Благодаря малой скорости вертолета (до 100 км/час) горизонтальный снос гондолы не превышает 3-4 м, так, что установка АМПП практически соосна.

Современная цифровая аппаратура АМПП работает следующим образом. Импульсы тока полусинусоидальной формы генерируются мостовым инвертором, нагруженным на последовательный резонансный контур ударного возбуждения с высокой добротностью. Индуктивностью контура служит генераторное кольцо из десяти витков диа-

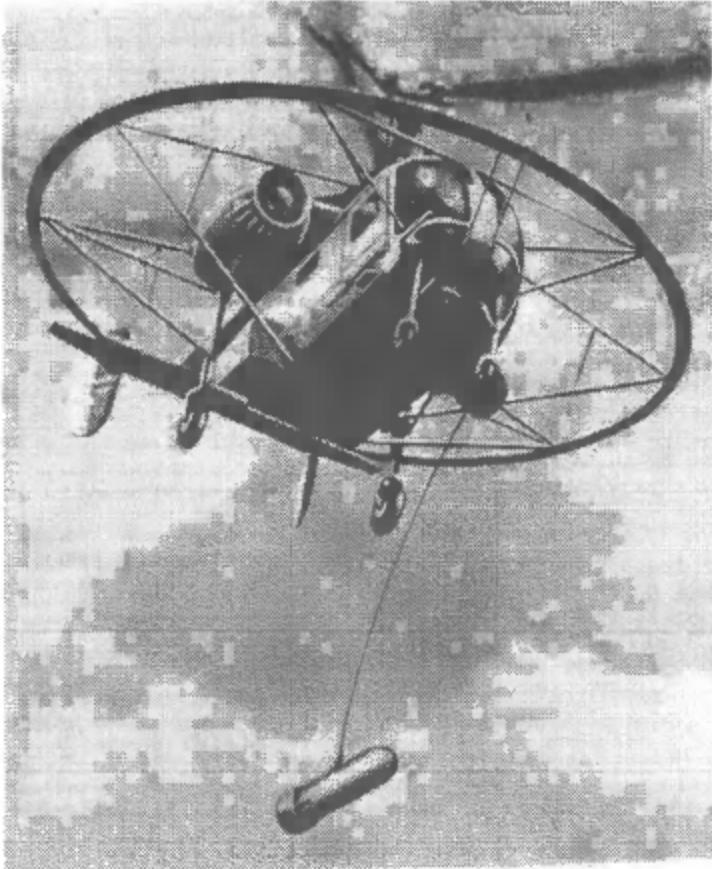


Рис. 42. Установка АМПП на вертолете Ка-26

метром 7 м. Использование резонанса обеспечивает возможность получения импульсного тока амплитудой 160 А с высоким КПД. Усиленный сигнал приемного контура по трос-кабелю поступает на усилитель с АЦП, управляемый через контроллер от бортовой ЭВМ типа IBM PC/AT. ЭВМ обеспечивает весь цикл измерения и запись данных. Количество моментов времени измерения переходного процесса и их значения устанавливаются программно. При записи на дискету можно вести измерения на 5 - 6 моментах времени, при записи на жесткий диск их количество можно увеличить до 15. Съемка АМПП может проводиться в комплексе с высокоточным квантовым аэро-магнитометром. Датчики АМПП и магнитометра размещаются в общей выпускной гондоле. Специальные меры по подавлению взаимного влияния электрического и магнитного каналов позволили свести эти помехи к минимуму, соответ-

ствующему работе этих каналов порознь [42]. Основная помеха в канале АМПП связана с вихревыми токами в корпусе вертолета. Система компенсации этих помех отслеживает изменения геометрии установки и изменения состояния электрических контактов между составными частями корпуса и другими агрегатами вертолета. Остаточный уровень помех (стандартное отклонение) составляет около 10 мкВ. При длине кабель-троса 50 м эта величина соответствует $50 \cdot 10^{-6}$ единиц амплитуды сигнала первичного поля во время токового импульса.

При поискахрудных месторождений густота сети составляет 100 м между заданными линиями полета, что сводит к минимуму пропуск локальных аномалий и соответствует масштабу 1:10 000. Точность фотопривязки составляет ± 25 м, в связи с чем отчетные материалы представляются в масштабе 1:25 000.

Обработка результатов наблюдений включает переформировку массива исходных данных с учетом координат ориентиров, выделение аномалий на фоне помех, вынесение аномальных значений сигнала на геологическую основу, построение карт изолиний этих значений. Если аномалия фиксируется на нескольких значениях времени, то по скорости затухания сигнала можно оценить ее перспективность в отношении возможной промышленной ценности объекта.

Эффективность поисковых работ определяется малым уровнем технических и геологических помех. Например, в условиях Северного и Полярного Урала суммарная площадь аномалий выделяемых по уровню 20 мкВ, составляет 1 - 3 % площади съемки [43]. Реальная глубинность обнаружения мелких месторождений в условиях высокого разреза достигает 60 м. Несмотря на ограниченную глубинность, АМПП может заменить в труднодоступных и удаленных районах наземные поисковые работы, которые в таких условиях требуют неприемлемых затрат труда и времени.

Во второй половине 80-х годов разработана технология применения АМПП для прогнозирования нефтегазоносных площадей [21,28]. Ее обоснование и примеры получаемых результатов приведены в следующей главе.

6. АЭРОЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА И МАЛОГЛУБИННАЯ НАЗЕМНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА ПРИ ПРОГНОЗИРОВАНИИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ УГЛЕВОДОРОДОВ

Проблема повышения эффективности поисков и разведки месторождений углеводородов (УВ) связана с оптимизацией комплекса эффективных геофизических исследований на основе выбора системы рациональной поэтапной последовательности их проведения, направленной на концентрацию дорогостоящих геофизических работ и бурения на локальных, наиболее перспективных участках, структурах и объектах.

Одним из эффективных методов, применяемых на этапе региональных исследований и первичной оценки перспективности площадей и участков, является малоглубинная электроразведка, в том числе аэроэлектроразведка как наиболее производительный и дешевый метод по сравнению с наземными исследованиями. При решении этой задачи прошла широкое опробование аэроэлектроразведка методом переходных процессов. При помощи этой технологии в 1985 - 1993 гг. на территориях России и стран СНГ выполнено прогнозирование наличия УВ на общей площади более 70 000 км².

Нарушение принципа этапности приводит к значительным неоправданным потерям, удорожающим геологоразведочные работы. Это можно проиллюстрировать некоторыми данными по Удмуртии (по состоянию на 1987 г.).

Площадь Удмуртии составляет около 40000 км² и относится к разряду нефтеперспективных. В ее пределах открыто несколько десятков месторождений с общими запасами нефти около 500 млн т. Первое месторождение нефти (Вятское) было открыто здесь в 1955 г. по данным структурного бурения. В 1955 - 1957 гг. примерно половина площади Удмуртии была покрыта ВЭЗ с разносом АВ=6 км по сети (4-6)х2 км с целью изучения структурного строения района по высокомонному опорному горизонту в пермских отложениях на глубине 300-600 м. Малую результативность этих работ предопределила недостаточная точность наблюдений для выделения малоамплитудных структур. Анализируя результаты ВЭЗ 1955-1957 гг. с современных позиций, можно обнаружить на картах кажущегося сопротивления (фрагмент такой карты показан на рис.43) аномалии повышенного (до 30 %) сопротивления на фоне $r_k=30-35$ Ом·м над большинством из известных ныне нефтяных месторождений, в то время еще не открытых. Форма аномалий в плане отличается от контуров залежей, что определяется в значительной мере редкой сетью ВЭЗ и большим сечением изолиний. Если бы в свое время специалисты обратили внимание на эти результаты, то с начала 60-х годов электроразведка могла бы эффективно использоваться в комплексе нефтепоисковых работ для решения специфической задачи поиска ореолов залежей УВ в верхней части разреза (ВЧР).

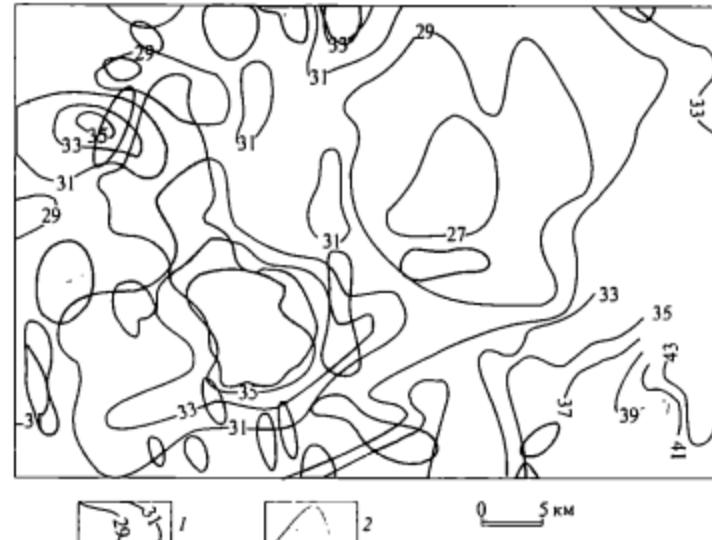


Рис. 43. Карта r_k Восточной Удмуртии по данным ВЭЗ, АВ=6 км (Ю.Г.Кантов, 1956):
1 - изолинии r_k , Ом. м; 2 - контуры месторождений нефти

6.1. Формирование аномальных геоэлектрических зон в верхней части разреза над залежами углеводородов

6.1.1. Газогеохимические аномалии в верхней части разреза

Малоглубинная электроразведка направлена на изучение УВ ореолов в ВЧР, которая обычно представляет собой горизонтально-слоистую среду, сложенную глинами, суглинками, песками четвертичного и неоген-палеогенового возраста и в разной степени карбонатизированными песчаниками, алевролитами, аргиллитами дочетвертичного возраста. ВЧР находится в зоне активного и замедленного водогазообмена и распространяется на глубину до 200-300 м.

Существование вертикальной миграции УВ газов от залежей нефти и газа к поверхности доказано многочисленными исследованиями в России и за рубежом, в процессе которых было изучено не менее 1000 промышленных скоплений УВ. Установлено, что при миграции УВ газов из залежи в форме фильтрационного потока их состав по направлению к поверхности изменяется незначительно и остается близким к составу в залежах. Когда миграция осуществляется диффузионным путем, в верхних горизонтах происходит существенное облегчение состава УВ газов. Это позволяет использовать качественные и количественные характеристики состава газов в потоке как показатели и критерии эпигенетичности и на этой основе прогнозировать возможный состав залежей по

газогеохимическим аномалиям на различных уровнях разреза, в том числе на подпочвенных горизонтах его поверхности части [3]. На этой основе частные компании Франции, Канады, США и других стран эффективно используют геохимические методы поисков нефти и газа при подготовке структур и УВ объектов, сводя к минимуму проведение дорогостоящих работ методами сейсморазведки.

Например, в проспектах фирмы Barringer geoservices содержатся не только сведения рекламного характера, но и вполне определенная концепция о вертикальной миграции УВ и связанных с ней поверхностных геохимических аномалиях для ловушек антиклинального и неантиклинального типов. Указывается на то, что просачивания нефти и газа на поверхности давно использовались в качестве индикаторов скопления УВ на глубине. Индикаторами служили также такие вторичные продукты, как парафиновая грязь, образовавшаяся в почве путем бактериального синтеза. Однако в большинстве случаев просачивание УВ к поверхности отмечается на уровне следов, которые могут быть обнаружены только при помощи очень высокочувствительного геохимического анализа. Совершенствование аналитических методов позволило фирме поднять производительность и чувствительность анализа до такой степени, чтобы сделать поверхностную съемку эффективной и экономически выгодной.

Кроме прямых методов поисков аномальных концентраций УВ в поверхностных породах, почве, почвенных газах и водах, развиваются косвенные методы, основанные на распознавании вторичных химических или физических эффектов, вызванных микропросачиванием УВ над нефтегазоносными залежами.

Данные обеих групп методов и анализа изотопного состава углерода в УВ залежи и на поверхности позволяют считать доказанной вертикальную миграцию УВ на уровне следов практически во всех случаях. Для такой миграции достаточно наличия микротрещин и открытых пор размером хотя бы в несколько микрометров, которые всегда есть в осадочных породах.

6.1.2. Эпигенетические изменения в верхней части разреза

Простейшие УВ метанового ряда ($\text{CH}_4\text{-C}_6\text{H}_{14}$) являются химически инертными соединениями. Во взаимодействие с породами вступают продукты их частичного или полного преобразования (деструкции), происходящего в зоне свободного водогазообмена под влиянием атмосферного кислорода и бактериального окисления. На первом этапе происходит химическая деструкция УВ газов - разложение на углекислый газ и воду. На втором этапе продукты деструкции взаимодействуют с водой и минеральными компонентами пород, образуя бикарбонаты и угольную кислоту. На третьем этапе угольная кислота и бикарбонаты, вступая в реакцию с алюмосиликатами кальция и магния, образуют вторичные карбонаты, магнезиальные карбонаты и кремнезем, которые

заполняют поры, вытесняя из них воду и уменьшая водонасыщенность. Помимо вторичной карбонатизации и окварцевания в окислительно-восстановительной среде в ВЧР протекают процессы сульфидизации, сульфатизации, битумизации.

Установлена тесная корреляция между УВ и карбонатностью пород в ВЧР, что свидетельствует об их генетической связи. Геохимические поиски нефтегазоносных структур по вторичным карбонатам (метод "галоэффекта") имеют самостоятельное значение и успешно используются американской компанией Geochemical surveys. Из 400 обследованных месторождений нефти и газа "галоэффектом" отражено около 85 %. Этой же компанией с помощью этого метода за 1942 - 1981 гг. опрошены различные районы общей площадью 320 000 км². Обнаружено 160 геохимических аномалий вторичных карбонатов, которые были проверены бурением. В 38 случаях выявлены месторождения нефти и газа. В 22 случаях были открыты ловушки литолого-стратиграфического типа.

6.1.3. Геофизические аномалии в верхней части разреза

Применение геофизических методов для прямых поисков месторождений нефти и газа заключается в регистрации и изучении геофизических полей и их возмущений, возникающих как под непосредственным воздействием залежей УВ, так и из-за изменений физических свойств пород в окрестностях залежей, образовавшихся вследствие миграции УВ из залежи. Эти изменения охватывают огромные по сравнению с самой залежью объемы перекрывающих пород. Они образуют ореолы внедрения и рассеяния УВ и зачастую распространяются по вертикали до поверхности, что является благоприятным фактором обнаружения таких ореолов, несмотря на то, что контрастность измененных свойств пород в зоне ореола (по отношению к вмещающим) с удалением от залежи затухает. Тем не менее учитывая очень большую разницу глубин залегания ореола и залежи, можно утверждать, что очень часто аномалии, изучаемые с поверхности, связаны с эффектом не от самой залежи, а от сформировавшегося над ней ореола, либо с суммарным эффектом от залежи и ореола, в котором вклад последнего преобладает. В этом случае осуществляется не непосредственный поиск залежи, а ее прогнозирование по ореолу.

Изменение состава и структуры пород в зоне эпигенеза в течение длительного геологического времени приводит к направленному изменению физических параметров разреза, т.е. его гравитационных, магнитных, сейсмических и электрических характеристик. В области ореолов вторжения в большинстве случаев отмечается повышение сопротивления, а уже в зоне разуплотнения оно может и повышаться и понижаться. По-видимому, такая противоречивость связана со сложным характером проявления эпигенетических изменений. Например, при возрастании пористости и заполнении пор высокоминерализованными флюидами сопротивление может уменьшаться, однако в большинстве случаев оно возрастает за счет залечивания пор и трещин твердыми минераль-

ными новообразованиями или при заполнении их битумом. Сульфидизация в виде вкрапленности вторичных сульфидов, главным образом железа (пирита, марказита), приводит к возникновению эффекта вызванной поляризации (ВП). В зонах сульфидной минерализации в результате окислительно-восстановительных процессов возникают природные гальванические элементы, которые создают аномалии естественного электрического поля (ЕП). Таким образом, можно говорить о том, что геохимическому ореолу залежи УВ соответствует геофизический и, в частности, геоэлектрический ореол.

Иногда выделяют собственно УВ-ореолы, или так называемые ореолы внедрения, без учета объемов пород, захваченных эпигенетическими изменениями. Более того, такие эпигенетические изменения, как заливание открытых трещин минеральными новообразованиями, рассматриваются как неблагоприятный фактор, препятствующий росту ореола внедрения УВ. По-видимому, такой подход правомерен при оценке возможностей таких геохимических методов прямых поисков УВ, как газовая съемка.

При более общем рассмотрении ореол включает объемы пород, охваченных как вторжением УВ, так и эпигенетическими изменениями, произошедшими под их воздействием. Более того, эпигенетические изменения могут играть решающую роль в формировании ряда геофизических, в частности геоэлектрических параметров разреза. При таком подходе размеры ореольных зон, а следовательно, и вероятность подхода кровли ореола к поверхности существенно возрастают.

Наряду с отмеченными общими особенностями зон эпигенетических изменений, следуя Р.С.Сейфуллину, приведем конкретный пример описания одной из таких зон для Локачинского газового месторождения (юго-западная окраина Восточно-Европейской платформы), приуроченного к маломощным горизонтам песчаников среднего и верхней части нижнего девона на сравнительно небольшой глубине около 1 км [60]. Обобщение результатов изучения шлифов и химических анализов керна пород девона позволило установить следующие изменения минерального состава и структурно-текстурных особенностей: доломитизацию, перекристаллизацию, вторичную пористость, сульфатизацию, кальцитизацию и пиритизацию. Доломитизация установлена в известняках и мергелях (10 - 30 %) и достигает максимума во вторичных доломитах (80 - 90 %), являющихся одним из ведущих компонентов пород среднего девона. Эпигенетическая перекристаллизация отчетливо проявилась в укрупнении зерен вторичных доломитов. Эти процессы сопровождались образованием вторичных открытых пор, по которым развивалось выщелачивание.

Все эти явления гораздо сильнее развиты во внутренних контурных областях, нежели во внешней. В приконтурных скважинах отмечается также сульфатизация вторичных доломитов и песчаников, в результате которой эпигенетические поры оказались заполненными ангидритом и баритом. Авторы особо выделяют кальцитизацию и пиритизацию, развитые практически по всему разрезу. Крупные прозрачные кристаллы кальци-

та заполнили почти все трещинное пространство во вторичных доломитах. Наиболее значительные скопления пирита сосредоточены в центральных частях тех пор и трещин, по периферии которых развит вторичный кальцит. Кальцитизация и пиритизация характерны также для проникаемых песчаников, где кальцит корродирует кайму зерен кварца и глинисто-карбонатный цемент, а в сульфатизированных разностях - и ангидрит. Аналогичные явления отмечаются для аргиллитов и сульфатизированных аргиллитов, где вторичный пирит присутствует в виде мелких жилок, примазок вдоль зеркал скольжения и заполняет часть трещин, секущих слоистость. Верхняя граница проникновения эпигенетических преобразований определялась по керну. Она расположена на глубине в первые десятки метров. Керн здесь представлен неравномерно трещиноватыми известняками, содержащими рассеянные тонкодисперсные точечные и нитевидные черные скопления, представленные пиритами. Процессы пиритизации и кальцитизации также усиливаются во внутренней части зоны, что могло быть вызвано воздействием флюидов, мигрирующих из залежи. Например, содержание пирита в песчаниках из приконтурных сводовых скважин достигает 3 %, а за контуром в тех же пределах - менее 1%.

Зарубежным аналогом приведенного описания является работа [82], в которой на примере газового месторождения Ашленд (Оклахома) и перспективной площади Солт-Дро (Западный Техас) демонстрируется методика изучения параметров сопротивления и поляризуемости в комплексе с геохимическими данными. Здесь подробно изложены результаты полевых, скважинных и лабораторных измерений электрических параметров, геохимической и газовой съемки, данные о минералогическом составе пород (по керну). Показано, что близповерхностные (10-60 м) аномалии поляризуемости связаны с эпигенетическими выделениями пирита и марказита, а аномалии сопротивления - с интенсивной кальцитизацией пород. Вторичный характер этих минеральных образований подтверждается микрофотографиями шлифов и данными изотопного анализа углерода.

Приведем далее лишь некоторые из многочисленных примеров геоэлектрических исследований УВ-ореолов. При этом надо учитывать, что геоэлектрические данные о верхних элементах разреза (в том числе по каротажу) всегда недостаточно полны, а иногда противоречивы.

Из методов, ориентированных на исследование ВЧР, довольно широко опробован для решения задачи прогноза нефтегазоносности метод радиоволнового картирования, основанный на измерении поля сверхдлинноволновых радиостанций (метод СДВР). Впервые он был опробован в 1972 г. на Вишанском месторождении в Белоруссии [66], где затем применялся в комплексе с другими методами электроразведки. Аномалии СДВ-радиополя получены над всеми изученными нефтяными месторождениями, а также на ряде нефтеперспективных (по данным геохимии, сейсморазведки и бурения) участков Припятского прогиба. Пример такой аномалии над Западно-Бобровским нефтепроявлением,

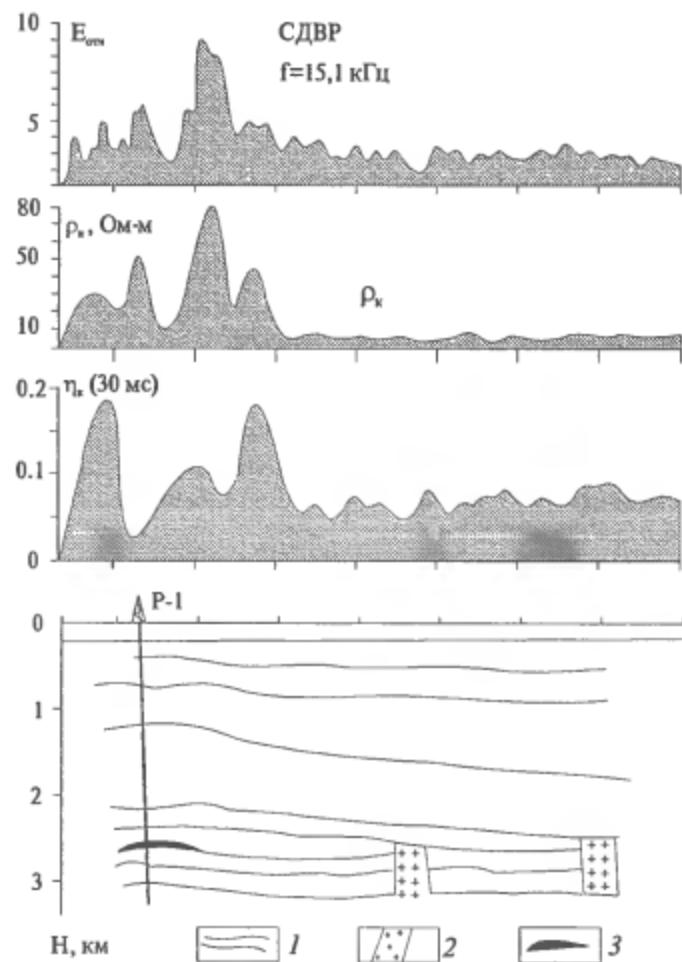


Рис. 44. Результаты опробования методов электроразведки над Западно-Бобровичским нефтепроявлением (Ю.Н.Стадник, 1981): 1 - сейсмические отражающие горизонты; 2 - тектонические нарушения; 3 - нефтепроявление в подсолевых карбонатных отложениях

вскрытом скв. Р-1 на глубине 2.5 км, показан на рис. 44. Авторы связывают аномалию с ореольной зоной рассеивания УВ, охватывающей ВЧР. К этой зоне приурочены аномалии повышенного сопротивления и поляризуемости по данным ВЭЗ-ВП. В США опробование метода VLF проведено на 58 месторождениях нефти и газа, представленных залежами структурного и литолого-стратиграфического типов, расположенными в различных условиях на глубинах от 250 до 2500 м. Во всех случаях выделенные аномалии размещались в пределах контура залежи [78].

Многочисленные примеры картирования ореолов сибирских нефтяных месторождений методами становления поля и ВП можно найти в

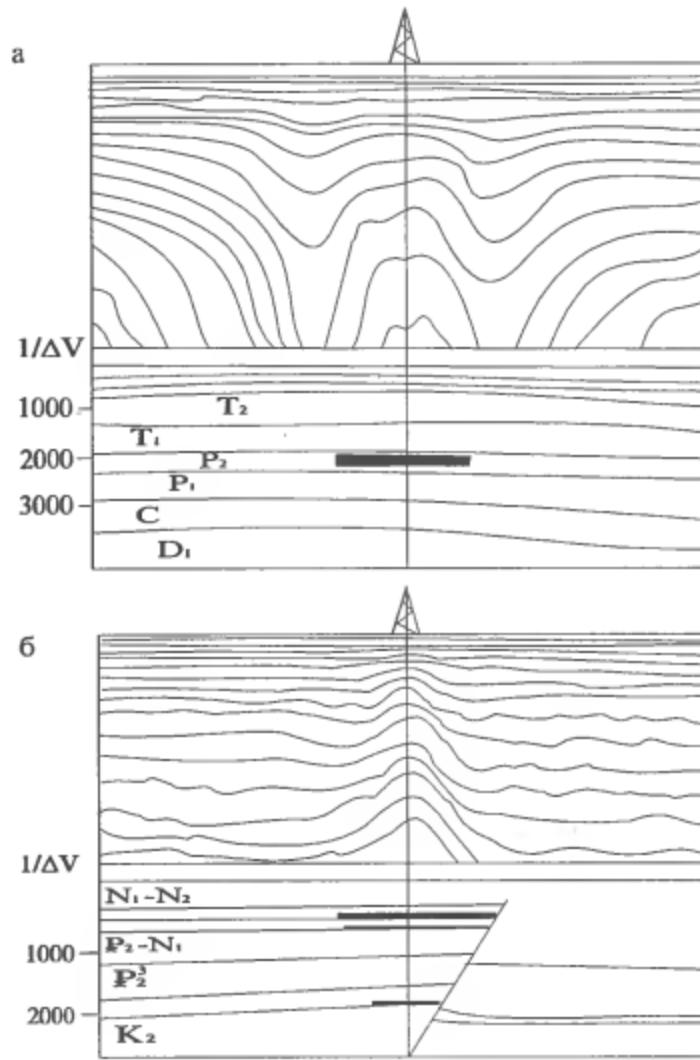


Рис. 45. Результаты морских исследований нестационарного электромагнитного поля (Е.Д.Лисицын М.Ю. Яневич и др., 1992): а - Северо-Гуляевское месторождение (Баренцево море); б - Голицынское месторождение (Черное море)

работах В.С.Моисеева и др. (СНИИГТИМС), И.А.Безрука, А.В.Куликова и др. (ВНИИГеофизика). Ореолы залежей УВ хорошо отмечаются также при морских исследованиях нестационарного электромагнитного поля, выполненных Е.Д.Лисицыным, М.Ю.Яневичем и др. (Севморгео). Эти результаты отражают совокупные изменения сопротивления и поляризации пород надпродуктивной толщи, наблюдаемые в шельфовых зонах над залежами УВ, что хорошо видно на временных разрезах обратных значений неустановившегося сигнала над Голицынским месторождением в Черном море и Северо-Гуляевским - в Баренцевом море (рис. 45) и др.

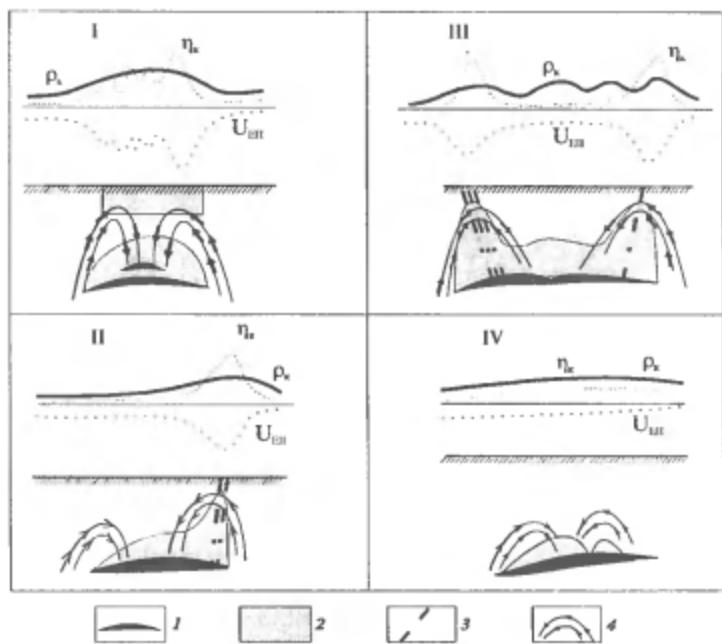


Рис. 46. Геоэлектрические модели залежей углеводородов (Р.С. Сейфуллин, 1986):
1 - залежь углеводородов; 2 - зоны эпигенетических изменений; 3 - разрывные нарушения; 4 - токовые линии "топливных элементов"

6.1.4. Геоэлектрическая модель залежи углеводородов

Обобщение многочисленных экспериментальных данных, подобных приведенным выше, позволяет выбрать геоэлектрическую модель или систему моделей залежей УВ. На наш взгляд, в качестве общей для большинства нефтегазоносных провинций вполне может быть принята система моделей, предложенная Р.С. Сейфуллиным и др. [60] для Западной Украины. Модели системы включают следующие основные элементы:

- повышение сопротивления среды в области залежи и перекрывающих ее пород, претерпевших эпигенетические изменения под воздействием миграции УВ из залежи,
- повышение поляризуемости в тех же объемах среды, а также наличие "топливных элементов" ЕП,
- факторы, осложняющие возможность миграции (наличие слабо-проницаемых пород, тектонических нарушений и т.п.).

В зависимости от сочетания этих и других факторов система включает следующие основные варианты модели (I-IV, рис. 46):

I. Миграция УВ над залежью достигает ВЧР, где встречаются скопления битумов и озокерита. Эпигенетические изменения охватывают огромные объемы пород над залежью и достигают поверхности. Наблюдаются

интенсивные аномалии ВП, отрицательные (реже положительные) ЕП и существенное повышение сопротивления.

II. Эпигенетические изменения развиваются наиболее интенсивно по какому-либо предпочтительному направлению, например, по разлому, секущему залежь в ее периферической части. Над такой моделью фиксируются аномалии повышенного сопротивления, ВП и ЕП, протягивающиеся узкими линейными полосами, нередко смещеными относительно проекции залежи.

III. Эпигенетические изменения охватывают несколько сотен метров над залежью, но по ослабленным периферическим зонам проникают гораздо выше, нередко также достигая поверхности. В этом случае наблюдаются кольцевые аномалии повышенного сопротивления, ВП и ЕП.

IV. Залежь УВ расположена на большой глубине и перекрыта слабо-проницаемыми породами. Вследствие этого эпигенетические изменения не охватывают ВЧР и электрические аномалии над залежью на поверхности не наблюдаются.

6.2. Результаты аэроэлектроразведки методом переходных процессов при поисковых работах на углеводороды

6.2.1. Возможности АМПП при исследовании верхней части разреза

Установка АМПП описана в разделе 5.5 и показана на рис. 42.

Данные съемки АМПП при работах на нефть и газ обрабатываются автоматически в системе АСОД-АМПП. В результате обработки получаются карты кажущейся электропроводности и локального поля, которые в дальнейшем интерпретируются совместно с другими геолого-геофизическими данными. На этом этапе могут использоваться системы обработки комплексных данных COSCAD и АСОД-ВОЗДУХ.

Для оценки глубинности съемки АМПП проводится предварительное численное моделирование для конкретного разреза. Например, на рис. 47а представлены кривые трехслойного разреза с мощностями слоев $h_1=20$ м, $h_2=50$ м и сопротивлениями слоев, равными 60-30-60(1), 60-30-90(2), 60-45-90(3) и 90-30-60(4) Ом·м. На этом же рисунке показан уровень помех, пересчитанный в значения σ_k . Как видно из рис. 47а, изменение сопротивления во втором и третьем слоях в указанных пределах четко отмечается с помощью АМПП. Изменение сопротивления в верхнем слое с 60 до 90 Ом·м вызывает аномалию интенсивностью менее 10 % от уровня фона. Аналогичные результаты наблюдаются и для разреза с сопротивлениями слоев, равными 30-60-30(1), 30-60-45(2), 30-90-45(3) и 45-60-30(4) Ом·м (рис. 47б).

Аномальные зоны пониженной электропроводности выявлены с помощью АМПП над большим количеством известных месторождений нефти и битумов в разных районах России и стран СНГ. Полученные результаты подтверждают рассмотренную выше геоэлектрическую модель месторождения УВ.

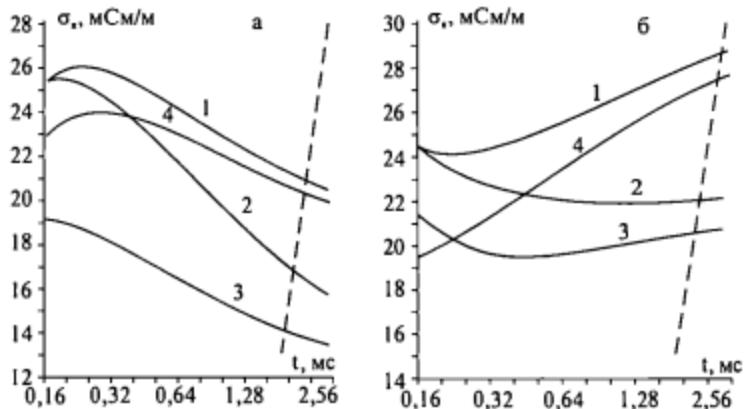


Рис. 47. Трехслойные кривые АМПП, мощности слоев $h_1=20$ м, $h_2=50$ м: а - при сопротивлениях слоев $\rho_1=\rho_2=\rho_3$, равных: 60-30-60 (1), 60-30-90 (2), 60-45-90 (3), 90-30-60 (4), Ом·м; б - при сопротивлениях слоев $\rho_1=\rho_2=\rho_3$, равных: 30-60-30 (1), 30-60-45 (2), 30-90-45 (3), 45-60-30 (4), Ом·м; пунктируя прямая - уровень помех

6.2.2. Результаты съемки АМПП на территории Удмуртии

Съемкой АМПП масштаба 1:50 000 изучена территория Удмуртии и прилегающей части Кировской области площадью 38 000 км². Здесь известны 34 месторождения нефти. Среди них есть довольно крупные, линейные размеры которых в плане достигают 10 км, а запасы нефти - нескольких десятков миллионов тонн.

Нефтепроявления отмечены в широком стратиграфическом диапазоне - от верхнего девона до среднего карбона. Залежи перекрыты карбонатными породами, а также четвертичными отложениями мощностью 5 - 30 м.

Нижняя часть геоэлектрического разреза является высокоомной (1000 - 2000 Ом·м и более), верхняя (до глубины 600 м) - низкоомная. Усредненная модель ВЧР может быть представлена трехслойным разрезом с параметрами: $h_1=20$ м, $h_2=50$ м, $\rho_1=60$, $\rho_2=30$ и $\rho_3=60$ Ом·м.

Геологоструктурные условия локализации нефтегазоносных ловушек, их сравнительно небольшая глубина залегания (1.5 - 2 км), а также проявление неотектонических движений обуславливают благоприятную обстановку для миграции газовых компонентов вверх по разрезу и их деструкции в зоне аэрации, в результате чего в надпродуктивной толще происходят эпигенетические изменения, приводящие к повышению электрического сопротивления и поляризуемости пород в этих зонах.

На рис. 48 показан фрагмент карты графиков аномалий пониженных значений сигнала АМПП, которые отражают зоны повышенного сопротивления в ВЧР над залежами нефти на Мишкинско-Киенгопской площади. Здесь на

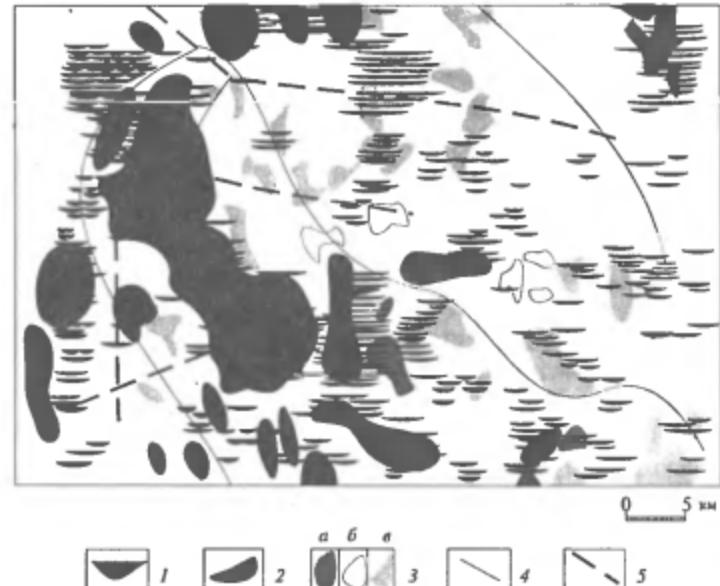


Рис. 48. Карта аномалий АМПП на Мишкинско-Киенгопской площади Удмуртии, (1985 г.): 1- графики аномалий АМПП; 2 - месторождения нефти; 3 - сейсмические структуры: а - нефтеносные, б - пустые, в - непроверенные; 4 - границы валов; 5 - глубинные тектонические зоны

площади 3000 км² расположено 20 известных месторождений, наиболее крупные из них - Чутырско-Киенгопское и Мишкинское. Аномалиями АМПП отмечается 16 месторождений из 20 (80 %) и 53 из 80 сейсмических структур (62 %). Аномалиями АМПП не отмечаются семь из восьми проверенных бурением пустых структур.

Экспериментальные значения вероятностей (относительных площадей) составили $P(M) = 0.24$ для месторождений, $P(A) = 0.20$ для аномалий и $P(AM) = 0.07$ для их пересечения. Из этих данных получается ряд статистических оценок, свидетельствующих о том, что локальные аномалии АМПП повышенного сопротивления с высокой степенью корреляции совпадают в плане с месторождениями нефти. В частности, ошибки первого и второго рода (вероятности пропуска месторождения и ложной аномалии) не превышают 0.2.

С целью дополнительной проверки и оценки возможностей АМПП и малоглубинной наземной электроразведки над тремя нефтяными месторождениями Удмуртии были проведены специальные исследования по обнаружению аномальных зон пониженной электропроводности в ВЧР. Наземные электроразведочные исследования проводились методом ВЭЗ по стандартной методике симметричной установкой Шлюмберже с разносами АВ до 1 км. Зондирования выполнялись по отдельным профилям, пересекающим проекции залежей на земную поверхность. Для выделения слабоконтрастных горизонтальных неоднородностей разреза

при обработке материалов ВЭЗ использовался способ нормированных разностей.

Слабоконтрастные неоднородности, например в разрезе Дебесского месторождения, четко выделяются на графиках нормированных разностей 8%, показанных на рис. 49б. Зона повышенного сопротивления, для которой 8% достигает 40-50 % и более, проявляется в виде двугорбой аномальной кривой, приуроченной к западной части проекции контура нефтеносности (показанного в нижней части рис. 49б в виде заштрихованного прямоугольника) на земную поверхность. С увеличением разноса аномалия ВЭЗ увеличивается по ширине и затухает по амплитуде. Такое затухание является естественным, так как с увеличением разноса в формировании кажущегося сопротивления принимает участие все больший объем вмещающих пород, и относительный вклад неоднородности уменьшается. Аналогичные результаты получены на Зуринском и Архангельском месторождениях. Результаты ВЭЗ и АМПП на всех трех участках хорошо согласуются между собой. Не противоречат они и отсутствию аномалий АМПП на участке вблизи г. Можга на юге Удмуртии, на котором на профиле длиной 6 км аномальные значения нормированной разности кажущегося сопротивления не превышают 5 % и располагаются хаотично. Месторождений нефти на этом участке нет.

На Дебесском месторождении были также проанализированы результаты электрокаротажа скважин по профилю структурного бурения, пересекающему проекцию залежи на поверхность с северо-запада на юго-восток. Данные каротажа с двухметровым градиент-зондом по этому профилю были обработаны способом нормированных разностей по той же схеме, что и результаты ВЭЗ. Из рис. 49в видно, что повышение сопротивления отмечается в краевых частях залежи на северо-западе (скв. 5842) и юго-востоке (скв. 5841).

В целом на площади съемки 38 000 км², из 34 месторождений нефти аномалиями АМПП отмечено 27 (79 %), а из 243 подготовленных сейсморазведкой структур - 150 (60 %). Помимо этого, выявлено 163 аномалии АМПП, которые являются резервом дальнейших исследований площади на УВ.

Прогноз нефтеперспективности площади по данным АМПП отличается от прогноза, выполненного на основе сейсмических и геологических данных. Так по данным АМПП, Кукморская вершина Татарского свода мало перспективна. В то же время по существующему прогнозу она считается перспективной. Этот прогноз не оправдывается, несмотря на большой объем сейсморазведочных и буровых работ в этом районе. Здесь известно большое количество мелких структур, нефтепроявлений и несколько мелких месторождений нефти. Наиболее перспективны для обнаружения промышленных нефтяных месторождений, по данным АМПП, участки на границе Татарского и Немско-Лойненского сводов с Верхнекамской впадиной, на северном продолжении Кезского вала и западнее его, к востоку от Дебесского месторождения, а также в Кильмезском мегапригабе.

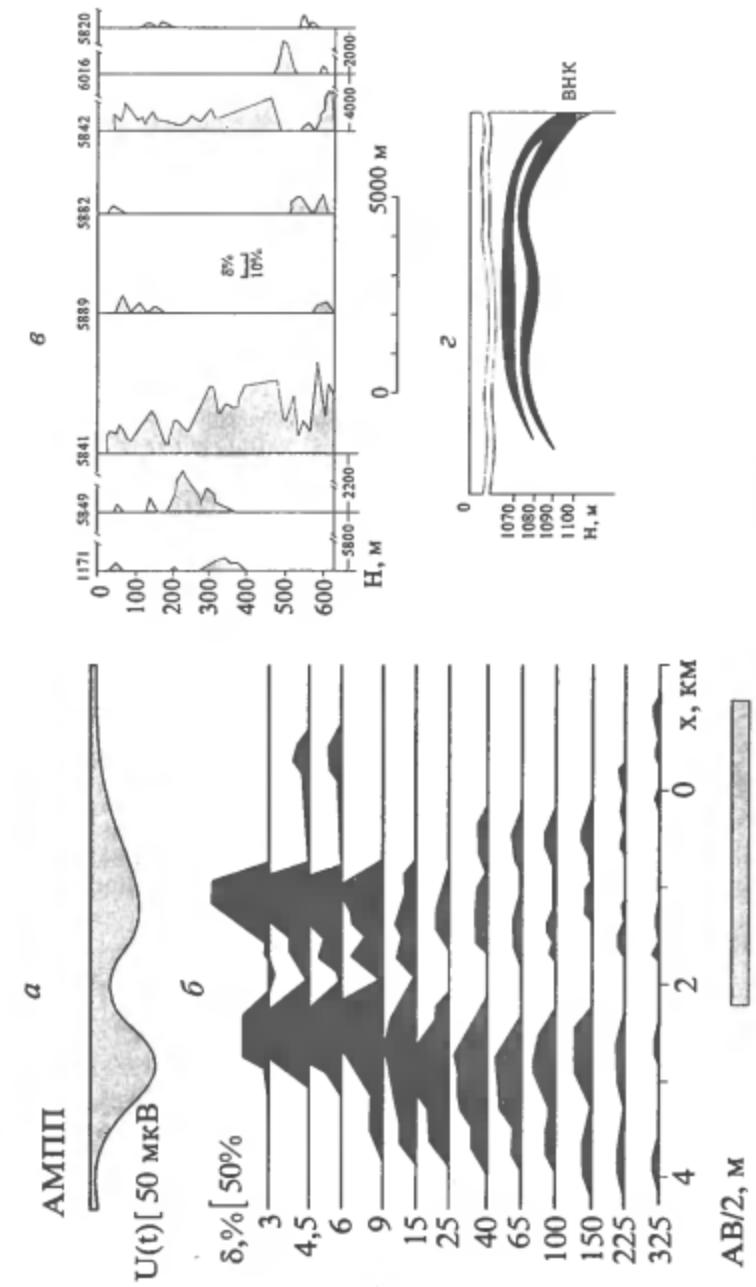


Рис. 49. Результаты геофизических работ на Дебесском месторождении: *α* - данные АМПП; *β* - данные ВЭЗ; *γ* - данные электрокаротажа скважин; *γ* - схематический геологический разрез

6.2.3. Результаты съемки АМПП на Уватско-Салымской площади (Западная Сибирь)

Район съемки располагается в Ханты-Мансийской впадине. С востока к ней примыкает Салымский мегавал с промышленными залежами нефти в глинах и аргиллитах баженовской свиты нижней и средней юры. АМПП в масштабе 1:100 000 изучена территория площадью 16024 км² и выделено 32 локальных аномалии пониженной электропроводности.

Отложения продуктивной баженовской свиты в пределах Верхне-Салымского месторождения имеют мощность 5–40 м, средняя мощность коллектора составляет 8–16 м. Глубины залегания баженовской и тюменской свит составляют 2800–2900 и 2980–3117 м соответственно. Продуктивные пласти баженовской свиты перекрываются глинистыми толщами верхней юры и нижнего мела, еще выше по разрезу залегают верхнемеловые аргиллиты, затем песчаники, глины и суглинки с прослойями песков палеоген-неогена и четвертичной системы общей мощностью 130–200 м и более. Нефтесодержащие коллекторы связаны с межплитчатыми и межслойно-листоватыми пространствами в аргиллитах и плотных глинах баженовской свиты.

Высокая температура в залежах и высокое пластовое давление способствуют миграции УВ газов в верхнюю часть разреза и образованию там ореолов измененных пород. Наиболее интенсивная миграция происходит по глубинным разломам, секущим залежи в разных направлениях. На фрагменте карты $\Delta\sigma_x$ для Уватско-Салымской площади, включающей Верхне-Салымское месторождение нефти (рис. 50), представлено локальное поле АМПП, которое меняется в пределах всей площади от –9 до 9 мСм/м. Известные на изученной площади месторождения и нефтеносные структуры фиксируются кольцевыми аномалиями электропроводности. Такие аномалии отмечаются над Кальчинским и Верхне-Салымским месторождениями, южнее – над Гусеничной структурой, которая в юго-западном направлении переходит в Северо-Демьянскую нефтеносную структуру.

На Уватско-Салымской площади зоны пониженной электропроводности образуют также линейные структуры северо-восточного, северо-западного и субмеридионального простирания, что соответствует структурному плану отражающего горизонта баженовской свиты, составленному по результатам сейсморазведочных работ.

6.2.4. Результаты съемки на Тенгизской площади (Восточный Прикаспий)

Съемка масштаба 1:50 000 проведена на площади 2200 км², находящейся в Каратон-Тенгизской зоне нефтегазонакопления. Здесь открыты крупные Тенгизское нефтяное и Тажигалинское газонефтяное месторождения, Королевская структура. Тенгизское месторождение нефти приурочено к высокоамплитудной (до 1000 м) подсолевой тектоносedimentационной структуре размером 18x26 км. Нефтесодержащими

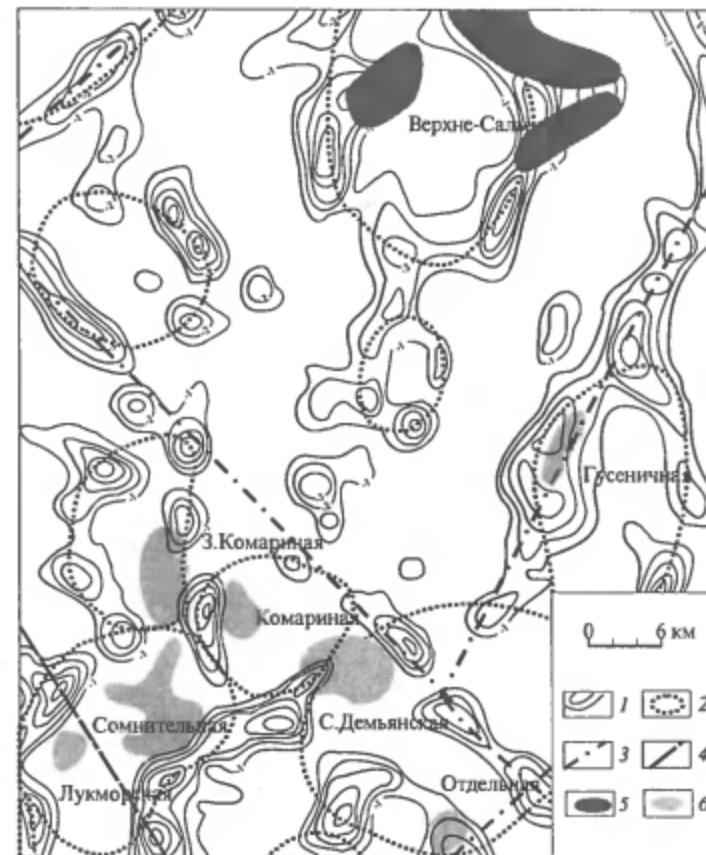


Рис. 50. Фрагмент карты локальных аномалий АМПП Уватско-Салымской площади (Тюмень, 1993): 1 - отрицательные локальные аномалии $\Delta\sigma_x$, мСм/м; 2 - кольцевые зоны по данным АМПП; 3 - линейные зоны по данным АМПП; 4 - разломы по данным аэромагнитной съемки; 5 - месторождения нефти; 6 - предполагаемые ловушки УВ по геологическим и сейсмическим данным

коллекторами являются трещинные, кавернозно-трещинные и кавернозные органогенно-обломочные и органогенные известняки верхнедевонско-серпуховского комплекса, перекрытые мощным слоем соли (1.5 км). Высота нефтяной залежи около 700 м. На Королевской структуре также получена нефть. Перспективна Западно-Королевская структура.

Несмотря на большую мощность соли, тектоническая дислоцированность подсолевого и надсолевого комплексов и наличие оперяющих трещин способствовали миграции УВ газов в ВЧР, что подтверждается наличием в четвертичных отложениях аномалий метана, этана и более тяжелых УВ над южной частью Тенгизской структуры, частично изученной геохимией. Это, в свою очередь, способствовало возникновению в неоген-четвертичных отложениях процессов карбонатизации и огип-

сования, а ниже (в зоне замедленного водогазообмена) - пиритизации, приводящих к повышению электрического сопротивления и ВП, особенно в зоне наиболее интенсивной дислокированности пород по периферии структур.

По данным АМПП, вся площадь съемки сложена хорошопроводящими породами. Ближе к поверхности по данным измерений на раннем времени $t=0.47$ мс кажущаяся электропроводность составляет 94-120 мСм/м. На более позднем времени $t=0.7$ мс она равна 148-184 мСм/м. Аномалии пониженной электропроводности составляют 5 - 7 %, но выделяются уверенно благодаря высокой плотности наблюдений и прослеживаются на многие километры (рис. 51).

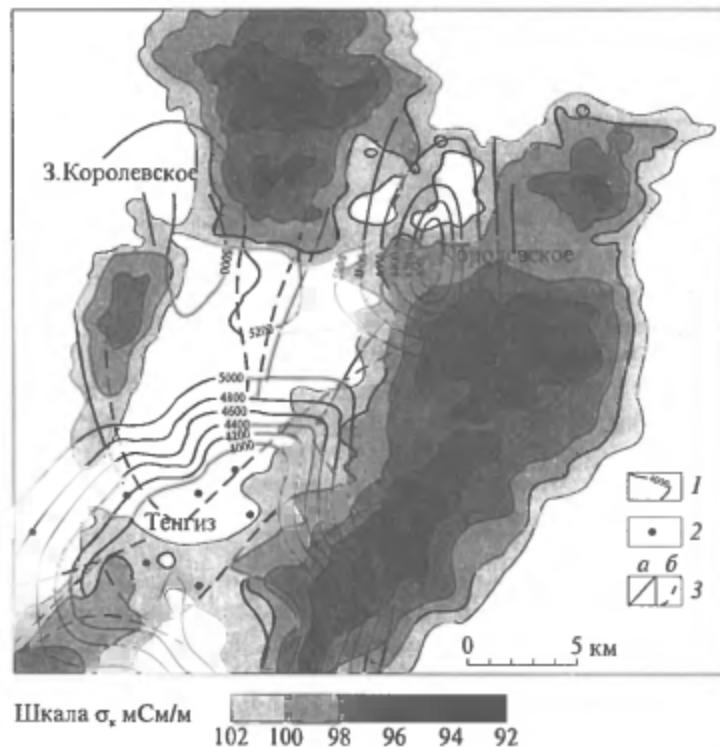


Рис. 51. Карта σ_x Тенгиз-Королевской площади (Верхний Прикаспий, 1990): 1 - изолинии глубин поверхности артинских отложений, м; 2 - скважины; 3 - тектонические зоны: а - подсолевые, б - надсолевые

Зоны пониженной электропроводности совпадают с зонами тектонических нарушений и образуют кольцевые поля, охватывающие проекции Тенгизской, Королевской и Западно-Королевской структур. Это позволяет предположить, что по периферии структур имеют место более интенсивная миграция УВ газов и их деструкция. Действительно, в карбонатных отложениях из зон дислокаций наблюдаются огипсование, карбонатные стяжения и глобулярный пирит.

Небольшая аномалия пониженной электропроводности отмечена над надсолевым месторождением Прибрежным у западной границы участка. У восточной границы зафиксирована обширная зона пониженной электропроводности, которая с запада охватывает антиклинальную структуру. Ее нефтеносность была подтверждена несколько позже съемки АМПП. В юго-западной части площади съемки бурением установлена беспersпективность структуры Маткен - отсутствие коллекторов в разрезе. Аномальных зон АМПП здесь нет.

6.2.5. Результаты работ АМПП на битумы (Татарстан)

Проявления битумов известны в восточной части Татарстана в верхней части осадочной толщи, начиная с верхнего карбона до казахского яруса верхней перми. Залежи битумов представляют собой сильно окисленные, сверхвысоковязкие нефти с высоким содержанием асфальтов, смол и серы. Глубина залежей битумов в уфимском ярусе изменяется от 20 до 140-170 м.

На Шешминском участке площадью 812 км² была проведена съемка АМПП в масштабе 1:25 000. К началу 1991 г. здесь было известно 86 залежей битумов и выявленных перспективных участков. Их суммарная площадь составляет 178 км², или 22% от всей площади работ. Часть этих залежей изучена большим количеством скважин и надежно оконтурена, другая часть вскрыта одиночными скважинами. Наиболее детально изучены бурением север и центр восточной части площади.

В пределах Шешминского участка известно также шесть месторождений нефти позднедевонского и раннекаменноугольного возраста (Чегодайское, Черемшанская и др.). Месторождения приурочены к пликативным антиклинальным и брахиантиклинальным складкам. Мощность залежей нефти 2-60 м, глубина залегания 800-1900 м.

Электрическое сопротивление продуктивных песчаников уфимского яруса составляет в среднем 300 Ом·м, чем они резко отличаются от вышележащих глин, карбонатов и четвертичных отложений. Поэтому для поисков и оконтуривания битумов ранее успешно использовались ВЭЗ, хотя объемы работ были незначительными.

На карте общей электропроводности (она здесь не приводится) известные месторождения нефти отмечаются зонами пониженной (до 30 %) электропроводности на фоне среднего значения 40 мС/м. Положительной аномалией отмечается погребенная неогеновая долина р.Шешмы, заполненная глинами. Месторождения битумов на этой карте не различаются.

На карте локальных аномалий АМПП (рис. 52) четко выделяются четыре линейные высокоомные зоны субмеридионального направления, в пределах которых расположены все основные месторождения битумов. Наблюдается хорошая корреляция локальных аномалий АМПП с проекциями залежей битумов на поверхность как в плановом положении, так и по направлению.

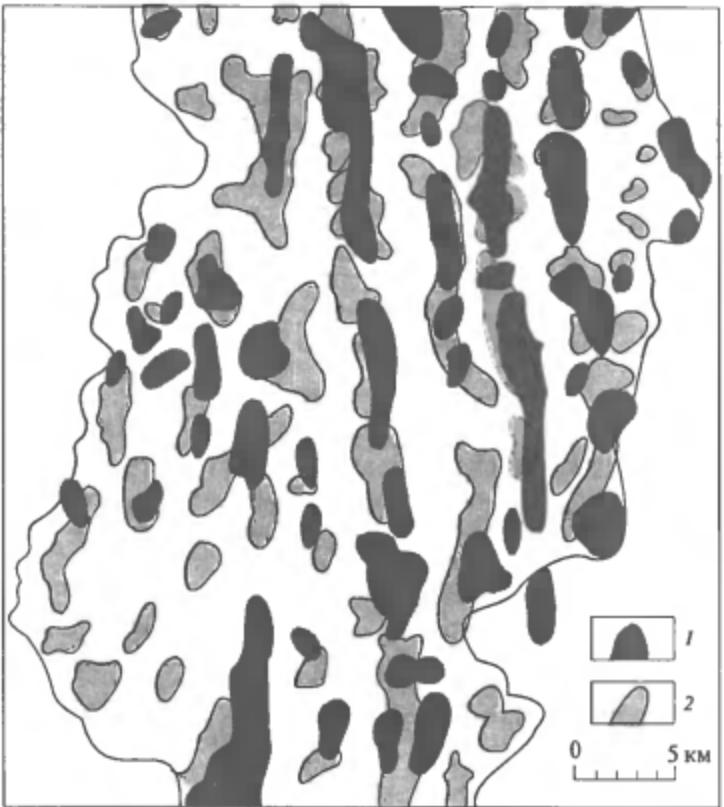


Рис. 52. Карта результатов АМПП на Бугульминском участке (Татария, 1991 г.):
1 - контуры месторождений битумов; 2 - контуры локальных аномалий АМПП

* * *

Приведенные примеры могут быть дополнены некоторыми результатами опробования канадской аэрогеофизической системы GEOTEM. Для оценки возможностей картирования ореолов измененных пород над залежами УВ фирма Geotektex (отделение компании CGG Canada Ltd) провела опробование канадской системы GEOTEM для аэроэлектроразведки методом переходных процессов в комплексе с магнитным гравиметром на известных месторождениях нефти в Неваде (США). Сообщение об этом было сделано на 57 конференции Европейской ассоциации геофизиков-разведчиков в июне 1995 г. в Глазго (Шотландия). Результаты съемки GEOTEM на нефтяном месторождении "Трап Спринг филд" представлены в виде карты постоянной времени τ затуха-

ния переходного процесса. Расположение продуктивных скважин на этой карте хорошо увязывается с зонами повышенных значений τ [85].

Примеры успешного применения малоглубинной наземной электроразведки и аэроэлектроразведки для прогноза нефтегазоносности по наличию электрических ореолов над месторождениями УВ указывают на целесообразность включения этих методов в комплекс геофизических работ на нефть и газ. Должна быть изменена тактика региональных работ и поисков углеводородного сырья. Прежде всего необходимо отказаться от сплошного покрытия обширных территорий площадной сейморазведкой, что является непозволительной экономической роскошью. Стоимость съемки АМПП настолько мала по сравнению с площадной электроразведкой, что ее можно пренебречь при экономических расчетах (например, 35 р. против 2500 р. в ценах 1987 г. в Удмуртии, т.е. менее 1.5%). Поэтому речь идет не о сокращении объемов сейморазведки, а об их рациональном размещении.

В зависимости от степени изученности территории, ее размеров и доступности, а также от стадии исследований, необходимо использовать различные методы малоглубинной электроразведки:

- на стадии региональных работ и при исследовании слабоизученных больших и труднодоступных территорий - аэроэлектроразведку,
- при исследовании обширных территорий, частично или достаточно полно изученных сейморазведкой, но еще недостаточно проверенных бурением (в том числе с целью дополнительной оценки перспективности выявленных объектов) - аэроэлектроразведку с наземной детализацией,
- при исследовании перспектив малых территорий - наземную малоглубинную электроразведку.

Аэроэлектроразведку полезно сочетать с высокоточной магнитометрией. Далее нужно ориентироваться на локальные участки с аэроаномалиями, в пределах которых следует проводить детальные наземные работы в последовательности: геохимия - глубинная электроразведка - сейморазведка.

К сожалению, как это видно на примере игнорирования в Удмуртии результатов ВЭЗ 39-летней давности и современных результатов АМПП, данные несейсмических методов при прогнозировании месторождений углеводородов большей частью остаются невостребованными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение хочется подчеркнуть удивительную плодотворность идеи изучения неустановившегося ЭМ поля как при геофизических исследованиях строения Земли, так и для поисков и разведки месторождений полезных ископаемых. Об этом убедительно свидетельствуют такие быстро развивающиеся новые направления, как исследование влияния НЧД горных пород на наблюдаемые переходные процессы и связанные с этим поиски разгадки необъяснимо высокого разрешения кривых ЗС; применение аэроэлектроразведки МПП для прогноза и поисков залежей углеводородов; многоцелевые исследования МПП верхней части разреза, направленные на решение задач инженерной геологии и гидрогеологии, геокриологии, экологии и археологии, обнаружения металлических предметов и т. п.

Что касается не только геологических, а и других, например археологических, задач, то в качестве интересных примеров можно упомянуть исследования состояния верхней части разреза в районе египетских пирамид (П.О.Барсуков); поиски различных изделий из керамики, основанные на эффекте суперпарамагнетизма (Н.О.Кожевников); поиски клада ценностей Нижегородского банка, ограбленного во время знаменитой дореволюционной ярмарки (В.И.Миронов, В.М.Тимофеев). Использование МПП позволило создать металлообнаружитель для аэропортов и других охраняемых объектов, отличающийся тем, что измеряемый сигнал практически не зависит от ориентации металлического предмета (В.И.Миронов, Ф.М.Каменецкий и др.). В Германии создан прибор для определения положения арматуры в железобетонных конструкциях (например в дымовых трубах) с целью предотвращения поломки дорогостоящего инструмента при резке таких конструкций (V.Donner). Канадской фирмой GEONIX, известной своими разработками в области аппаратуры для ЭМ геофизических методов, также на основе МПП разработан металл-детектор EM61, успешно используемый при очистке грунта от металлических предметов на участках бывших промышленных зон или зон военных действий и т.д.

Примеры применения МПП подобного рода достаточно многочисленны, разнообразны и интересны. Их обобщение и описание могли бы составить предмет отдельного издания. Но вернемся к геофизическим проблемам.

Разгадку высокоразрешающей электроразведки ЗС, по-видимому, следует искать в явлениях НЧД не только внутри, но и на границах пластов, которые пока остаются недостаточно изученными. Кроме того, следует

принять во внимание многообразие масштабов неоднородностей гетерогенной среды, которое может привести к преимущественному возбуждению в различных участках такой среды поляризационных процессов с различными постоянными временем, соизмеримыми с постоянными времени индукционного становления поля токов, протекающих через эти участки.

Дальнейшее исследование НЧД должно также принести важнейшие новые результаты, связанные с изучением вещественного состава осадочных пород и с оценкой их коллекторских свойств по данным индукционного каротажа.

Не исключена также возможность получения дополнительных сведений о природе глубинных аномалий электропроводности путем извлечения из наблюдений магнитотеллурического поля информации о поляризумости гетерогенных горных пород коры и верхней мантии.

Большие дополнительные возможности кроются, на наш взгляд, в разработке новых систем наблюдений и обработки данных, основанных на использовании квази-томографического подхода и оценки вклада в сигнал различных областей среды для различных моментов времени становления поля.

Эти и другие возможные направления исследований представляются крайне интересными, а перспективы изучения неустановившегося ЭМ поля в геофизике и в смежных областях науки и техники - далеко не исчерпанными.