

Л. Л. ВАНЬЯН

*Становление*  
**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ  
И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ  
СТРУКТУРНОЙ ГЕОЛОГИИ**

1966

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

---

Л. Л. ВАНЬЯН

СТАНОВЛЕНИЕ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ  
И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ  
СТРУКТУРНОЙ ГЕОЛОГИИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
НОВОСИБИРСК

1966

Ответственный редактор  
член-корреспондент АН СССР Э. Э. ФОТИАДИ,  
редактор кандидат технических наук Д. С. ДАЕВ

АН СССР  
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ  
И ГЕОФИЗИКИ

*40744*

2-9-5  
доп.-66

## ВВЕДЕНИЕ

Электрические методы разведки занимают видное место в комплексе геолого-геофизических исследований. Особенно большое развитие получили методы электрического зондирования горизонтальных напластований. Однако опыт показывает, что применение зондирований с помощью постоянного тока во многих районах встречает серьезные трудности. Можно отметить три основных препятствия, возникающих при выполнении глубинных электрических зондирований:

1) сильное экранирующее влияние пластов повышенного удельного сопротивления даже в том случае, когда их мощность относительно мала;

2) неоднозначность интерпретации, возникающая в результате влияния анизотропии осадочных напластований;

3) понижение производительности труда, вызванное необходимостью выполнять измерения на многих разнотах.

В течение послевоенного периода в СССР завершилось техническое перевооружение структурной электроразведки. Разработанные во ВНИИ-геофизике электроразведочные станции с генераторным питанием и осциллографической регистрацией позволили повысить надежность измерений, увеличить используемые разности, а также создали предпосылки для развития метода дипольных электрических зондирований, значительно расширившего возможности электроразведки.

Внедрение осциллографической регистрации сделало возможным изучение переходных процессов во времени, а в результате полевых исследований по методу дипольных зондирований практиками-электроразведчиками были замечены особенности процесса становления электрического поля дипольной установки. Однако и дипольные зондирования не могли преодолеть трех основных недостатков, обусловленных использованием постоянного тока.

Существенный прогресс в структурной электроразведке был достигнут в результате развития электромагнитных зондирований.

Электромагнитные зондирования основаны на использовании скин-эффекта, т. е. зависимости глубины проникновения от скорости изменения поля. Этот принцип зондирования должен дать существенно новую информацию о геоэлектрическом разрезе. Однако такая оценка этого вида зон-

дирований не всегда была общепринятой. Вот что писал в 1935 г. видный французский геофизик Р. Майэ: «Если частота возбуждения выбрана слишком низкой, то мы имеем дело с квазистационарным режимом — с результатами, мало отличающимися от результатов для постоянного тока... Если же значительно увеличить частоту..., то практически возбуждающее поле не достигнет глубоких пластов, и последние не смогут быть охарактеризованными благодаря изучению этого поля». Немалую отрицательную роль в оценке перспектив электромагнитных зондирований сыграли трудности создания соответствующей теории.

Впервые становление электромагнитного поля в однородной среде с точки зрения его использования для геофизической разведки было рассмотрено А. П. Краевым («Апериодические электромагнитные процессы в поглощающей среде». Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ЛГУ, 1936 г.). Однако широкое развитие метода становления поля началось с 1946 г. усилиями группы научных сотрудников под руководством члена-корреспондента АН СССР А. Н. Тихонова. В работах А. Н. Тихонова и О. А. Скугаревской [60—63, 70] всесторонне исследованы вопросы математического анализа процесса становления поля. Авторы развили предложенный А. Н. Тихоновым метод решения уравнения теплопроводности путем частичного разделения переменных. Вследствие больших вычислительных трудностей решение отыскивалось раздельно для больших и малых времен (конечная и начальная стадии становления поля). В средней части процесса становления оба решения удовлетворительно смыкались. Указанным способом были рассчитаны двухслойные теоретические кривые становления поля для изотропного пласта, залегающего на идеальном проводнике или абсолютном изоляторе, а также ряд трехслойных кривых. Кроме того, было изучено становление электромагнитного поля вдали от источника возбуждения.

Д. Н. Четаевым [81, 82] был теоретически рассмотрен ряд задач, касающихся анализа становления электромагнитного поля в двухслойной среде, когда проводимости слоя и основания достаточно близки и когда проводимость основания мала. Кроме того, в упомянутых работах рассчитывается начальная стадия становления вертикальной составляющей магнитного поля электрического диполя для непроводящего и идеально проводящего оснований.

С. М. Шейнман [87], используя аппарат преобразования Фурье, теоретически исследовал становление электрического и магнитного поля диполя в однородном полупространстве, а также в присутствии тонкого проводящего пласта с конечной поверхностной проводимостью. При этом следует отметить, что неустановившееся электрическое и магнитное поле выражено С. М. Шейнманом через весьма простые функции.

В 1963 г. вышла в свет работа П. П. Фролова [79], в которой рассмотрена методика расчета теоретических кривых становления электромагнитного поля на электронно-вычислительной машине. При этом использованы способ частичного разделения переменных и численное ре-

шение уравнения теплопроводности. Результаты расчета опубликованы в виде таблиц [73].

Из зарубежных исследований неустановившихся электромагнитных полей следует отметить работы Дж. Уэйта, Б. Бхаттачария и В. Петра.

Дж. Уэйт [102] рассмотрел становление электромагнитного поля дипольного источника в присутствии однородного проводящего полупространства, а также проводящей плоскости.

Б. Бхаттачария [95] исследовал влияние диэлектрической проницаемости проводящей среды на процесс становления электромагнитного поля.

В. Петр [98] проанализировал поведение неустановившихся электромагнитных полей на больших расстояниях от источника.

Несмотря на ряд интересных результатов, полученных зарубежными исследователями, советские геофизики занимают ведущее положение в развитии зародившегося в нашей стране метода становления поля.

Для экспериментального исследования становления поля Институтом физики Земли производились экспедиционные исследования, в которых принимали участие Б. С. Эненштейн, Н. П. Владимиров, Л. Е. Аронов, Е. В. Рыбакова, Н. Л. Науменков и Г. Н. Рассомахин [29, 88, 92]. Разработанная специально для этой цели электронная аппаратура позволяла регистрировать без искажений переходные процессы в диапазоне от сотых долей секунды до десятков секунд. Полученные в 1946—1955 гг. экспериментальные графики становления электрического и магнитного поля подтвердили основные выводы из теории. В работе [93] проведена интерпретация полевого графика становления электрического поля с помощью трехслойных теоретических кривых. Вместе с тем опыт полевых исследований показал высокий уровень естественных и промышленных помех при широкой полосе пропускания измерительного канала. В сочетании с ограниченной мощностью источников это обстоятельство привело к тому, что наблюдения процессов становления поля ограничивались, как правило, разносами 1—2 км [92]. Лишь в отдельных случаях удалось получить удовлетворительные результаты при разnose 5 км [92, 93], что также недостаточно при мощности осадочной толщи 2—4 км.

С 1955 г. теоретические основы геологической интерпретации, а также методика полевых исследований становления электромагнитного поля разрабатываются во Всесоюзном научно-исследовательском институте геофизических методов разведки (ВНИИгеофизика), а с 1960 г. — в Институте геологии и геофизики СО АН СССР под руководством автора. В основу теоретических расчетов был положен спектральный метод, с помощью которого в 1962 г. на быстродействующей электронно-вычислительной машине Вычислительного центра Сибирского отделения АН СССР рассчитан альбом теоретических кривых. Анализ закономерностей теоретических кривых становления поля, выполненный во ВНИИгеофизике и Институте геологии и геофизики СО АН СССР, позволил обосновать методику зондирований, использующих только позднюю стадию неустановившегося процесса. При этом достигается значительное понижение уровня естественных и промышленных помех. На основе теоретических

исследований Л. З. Бобровниковым и Н. А. Булановым были созданы макеты аппаратуры [18], которые дали возможность ВНИИгеофизике приступить к широкому опробованию и внедрению метода становления поля (В. И. Фомина, Е. И. Терехин, Т. Н. Завадская, В. П. Бордовский, Ю. С. Корольков, О. В. Назаренко, Ю. Н. Попов и др.).

В 1959—1963 гг. опытные и производственные работы по методу становления поля выполнялись электроразведочными партиями треста «Геофизугленефтегазразведка», Западного, Украинского, Татарского, Башкирского геофизических трестов, контор «Спецгеофизика» и «Востсибнефтегеофизика», Ухтинской, Пермской, Бугурусланской геофизических контор, Куйбышевского НИИ нефтяной промышленности, Нижневолжского НИИ геологии и геофизики, Геофизической экспедиции Киргизского геологического управления, а также ряда других организаций.

В настоящей работе подводятся итоги исследованиям, которые проводились автором во Всесоюзном научно-исследовательском институте геофизических методов разведки Министерства геологии и охраны недр СССР (1955—1959 гг.) и в Институте геологии и геофизики Сибирского отделения АН СССР (1960—1963 гг.) по трем основным направлениям:

1. Решение прямой задачи метода становления поля.
  2. Исследование на основе решения прямой задачи закономерностей становления поля.
  3. Анализ результатов внедрения метода становления поля в практику геологопоисковых работ.
-

**ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
МЕТОДА СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ**

**§ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И СПОСОБ РЕШЕНИЯ**

Прямую задачу метода становления поля мы будем решать на идеализированной модели геоэлектрического разреза.

Многолетняя практика электроразведочных исследований в различных районах СССР свидетельствует о том, что удовлетворительной теоретической моделью платформенного геоэлектрического разреза является чередование обобщенных слоев, ограниченных горизонтальными плоскостями. Обычно число обобщенных геоэлектрических слоев изменяется от трех до пяти, иногда до семи-восьми [44]. Поскольку эти обобщенные слои состоят из большого числа более тонких пластов, они обладают значительной анизотропией и характеризуются горизонтальным (продольным или тангенциальным) удельным сопротивлением  $\rho_t$ , вертикальным (поперечным или нормальным) удельным сопротивлением  $\rho_n$ , квадратичным удельным сопротивлением  $\rho_m = \sqrt{\rho_n \rho_t}$  и коэффициентом анизотропии  $\Lambda = \sqrt{\rho_n / \rho_t} = \rho_m / \rho_t$ . Как показывает исследование физических свойств горных пород, их магнитная проницаемость, за исключением железных руд, практически не отличается от магнитной проницаемости вакуума  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ .

На раннюю стадию становления в принципе могут оказывать влияние диэлектрические проницаемости слоев. Однако следует учесть, что цель настоящей главы — решение прямой задачи электромагнитных зондирований по методу становления поля, направленных на изучение осадочных толщ с мощностями, измеряемыми километрами, и удельными сопротивлениями, измеряемыми единицами и десятками омметров. Известные оценки [87] показывают, что в этом случае влияние токов смещения на те стадии неустановившегося процесса, которые несут основную информацию о геоэлектрическом разрезе, мало и им можно пренебречь. Поэтому мы будем исходить из квазистационарного приближения уравнений электродинамики, пренебрегая токами смещения и диэлектрическими проницаемостями слоев.

Используемая в данной работе модель геоэлектрического разреза изображена на рис. 1. Мощности слоев  $h_p$  и удельные сопротивления нумеруются сверху вниз от 1 до  $N$ . Глубину кровли пласта с номером  $p$  будем обозначать  $H_p$ . Величинам, относящимся к верхнему полупространству, припишем индекс 0.



В основном мы будем исследовать геоэлектрические разрезы (с практически непроводящим основанием), типичные для платформенных областей, хотя развитая в работе методика позволяет исследовать и влияние конечной проводимости основания.

Основной прямой задачи метода становления поля является расчет для различных моментов времени  $t$  неустановившегося электромагнитного поля, возбуждаемого источником, расположенным на поверхности описанного выше геоэлектрического разреза.

$\rho_{t1},$	$\rho_{n1},$	$\rho_{m1},$	$\Lambda_1,$	$h_1$
$\rho_{t2},$	$\rho_{n2},$	$\rho_{m2},$	$\Lambda_2,$	$h_2$
$\rho_{t(N-1)},$	$\rho_{n(N-1)},$	$\rho_{m(N-1)},$	$\Lambda_{N-1},$	$h_{N-1}$
$\rho_{tN},$	$\rho_{nN},$	$\rho_{mN},$	$\Lambda_N$	

Рис. 1. Модель геоэлектрического разреза.

В качестве источника рассмотрим заземленный диполь, используемый в настоящее время в электроразведочной практике. Диполь поместим в начало цилиндрической системы координат  $(r, z, \theta)$ , полярная ось которой  $x$  совпадает с направлением момента диполя, а вертикальная ось  $z$  направлена вниз. Расстояние  $r$  от точки наблюдения до источника назовем, как принято в электроразведке, разномсом. Кроме цилиндрической, в работе использована также прямоугольная система координат  $x, y, z$ .

Пренебрегая переходными процессами в генераторной аппаратуре, положим, что момент диполя при  $t=0$  скачком изменяется от нуля до 1. Таким образом, отсчет времени ведем от момента включения тока.

Следуя С. М. Шейнману, выберем спектральный способ решения, согласно которому напряженности неустановившегося электрического  $\vec{e}(t)$  и магнитного  $\vec{b}(t)$  поля связаны преобразованием Фурье с соответствующими спектральными плотностями  $\vec{E}^*(\omega)$  и  $\vec{B}^*(\omega)$ :

$$e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega,$$

$$b(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{B}^*(\omega) e^{-i\omega t} d\omega.$$

Поскольку

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ 1 & \text{при } t > 0, \end{cases}$$

т. е. спектральная плотность прямоугольной ступени тока обратно пропорциональна  $-i\omega$ , то имеет смысл рассматривать приведенные спектральные плотности  $\vec{E}(\omega)$  и  $\vec{B}(\omega)$ , удовлетворяющие равенствам:

$$\vec{E}(\omega) = \frac{\vec{E}^*(\omega)}{-i\omega}, \quad \vec{B}(\omega) = \frac{\vec{B}^*(\omega)}{-i\omega}.$$

Легко установить, что при этом под приведенной спектральной плотностью мы понимаем напряженность электрического или магнитного поля

гармонического диполя, момент которого не зависит от частоты. Неустановившиеся поля выразятся через приведенные спектральные плотности следующим образом:

$$\vec{e}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega,$$

$$\vec{b}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{B}(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega.$$

В дальнейшем для краткости изложения будем опускать слово «приведенная» и назовем  $\vec{E}(\omega)$  и  $\vec{B}(\omega)$  просто спектральными плотностями.

## § 2. ВЫВОД ИНТЕГРАЛЬНЫХ ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ СПЕКТРОВ СТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНОСЛОИСТОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Спектральная плотность неустановившегося электромагнитного поля подчиняется в анизотропном пласте уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}_x \vec{B} &= \frac{\mu_0}{\rho_t} \cdot E_x, \\ \operatorname{rot}_y \vec{B} &= \frac{\mu_0}{\rho_t} \cdot E_y, \\ \operatorname{rot}_z \vec{B} &= \frac{\mu_0}{\rho_n} \cdot E_z, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= i\omega \vec{B}. \end{aligned} \tag{1}$$

Обычно решение системы уравнений Максвелла отыскивается путем введения вспомогательного векторного потенциала  $\vec{A}$  и скалярного потенциала  $U$ , причем, как известно [83],

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \operatorname{rot} \vec{A}, \\ \vec{E} &= i\omega \vec{A} - \operatorname{grad} U. \end{aligned} \tag{2}$$

Симметрия электромагнитного поля заземленного диполя такова [84], что оказывается возможным положить равной нулю компоненту  $A_y$ , перпендикулярную моменту диполя\*. Подставляя (2) в (1) с учетом последнего замечания, имеем, следуя работе [83]:

$$\Delta A_x + \frac{i\omega\mu_0}{\rho_t} A_x - \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div} \vec{A} - \frac{\mu_0}{\rho_t} \frac{\partial U}{\partial x} = 0, \tag{3}$$

$$-\frac{\partial}{\partial y} \operatorname{div} \vec{A} - \frac{\mu_0}{\rho_t} \frac{\partial U}{\partial y} = 0, \tag{4}$$

$$\Delta A_z + \frac{i\omega\mu_0}{\rho_n} A_z - \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{div} \vec{A} - \frac{\mu_0}{\rho_n} \frac{\partial U}{\partial z} = 0. \tag{5}$$

\* Впервые задача о распространении гармонического электромагнитного поля в анизотропной среде рассматривалась А. Н. Тихоновым [4] с помощью векторного потенциала, имеющего три компоненты.

Используя (4), Д. Н. Четаев положил

$$U = -\frac{\rho_t}{\mu_0} \operatorname{div} \vec{A}.$$

Тогда уравнения для горизонтальной и вертикальной компонент векторного потенциала принимают вид:

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{i\omega\mu_0}{\rho_t} A_x = 0,$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\rho_t}{\rho_n} \cdot \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \frac{i\omega\mu_0}{\rho_n} \cdot A_z = (1 - \rho_t/\rho_n) \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial z}.$$

Найдем решение этих уравнений для анизотропной горизонтально-слоистой среды с любым числом пластов, учитывая, что непрерывность тангенциальных компонент электрического и магнитного поля на контактах обеспечивается непрерывностью  $A_x$ ,  $A_z$ ,  $\frac{\partial A_x}{\partial z}$  и  $U$ .

Как видно из полученных выражений, горизонтальная компонента векторного потенциала удовлетворяет в каждом пласте однородному уравнению Гельмгольца. Что касается уравнения для вертикальной компоненты, то его нетрудно преобразовать к неоднородному уравнению Гельмгольца. С этой целью введем новую вертикальную координату  $\bar{z} = \Lambda \cdot z$ , после чего получим

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial \bar{z}^2} + \frac{i\omega\mu_0}{\rho_n} \cdot A_z = (1 - \Lambda^{-2}) \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial \bar{z}}.$$

Используя тангенциальную  $k_t = \sqrt{-\frac{i\omega\mu_0}{\rho_t}}$  и нормальную  $k_n = \sqrt{-\frac{i\omega\mu_0}{\rho_n}}$  волновые постоянные, перепишем уравнения для  $A_x$  и  $A_z$  в следующем виде:

$$\Delta A_x - k_t^2 A_x = 0,$$

$$\bar{\Delta} A_z - k_n^2 A_z = (1 - \Lambda^{-2}) \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial \bar{z}},$$

где  $\Delta$  и  $\bar{\Delta}$  — символы оператора Лапласа в системах координат  $x, y, z$  и  $x, y, \bar{z}$  соответственно.

Обычно компоненты векторного потенциала находят методом разделения переменных, переходя от прямоугольных к цилиндрическим координатам:

$$A_x = \frac{I\mu_0}{4\pi} \int_0^\infty X(m, z) \cdot J_0(mr) dm, \quad A_z = \frac{I\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty Z(m, z) \cdot J_0(mr) dm.$$

Коэффициенты при функциях Бесселя  $X$  и  $Z$  зависят от геоэлектрических параметров разреза и частоты.

Используя интегральные выражения компонент векторного потенциала спектральной плотности и уравнения (2), выразим спектральную плотность вертикального магнитного и горизонтального электрического

поля через функции  $X$  и  $Z' = \frac{dZ}{dz}$ :

$$B_z = \frac{I\mu_0}{4\pi} \sin \theta \int_0^{\infty} m \cdot X \cdot J_1(mr) dm,$$

$$E_x = \frac{I\rho_{t1}}{4\pi} \int_0^{\infty} \left\{ X \left[ -k_{t1}^2 J_0(mr) + \frac{m}{r} (2 \cos^2 \theta - 1) \cdot J_1(mr) - \cos^2 \theta \cdot m^2 J_0(mr) \right] + Z' \cdot \left[ \frac{m}{r} (2 \cos^2 \theta - 1) J_1(mr) - \cos^2 \theta \cdot m^2 J_0(mr) \right] \right\} dm.$$

Подставляя в уравнения для горизонтальной и вертикальной компонент векторного потенциала их интегральные представления, получаем два обыкновенных дифференциальных уравнения для  $X$  и  $Z$  в анизотропном пласте с номером  $p$ :

$$\frac{d^2 X_p}{dz^2} - n_p^2 X_p = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d^2 Z_p}{dz^2} - (\Lambda_p \bar{n}_p)^2 Z_p = (\Lambda_p^2 - 1) \frac{dX_p}{dz}, \quad (7)$$

где

$$n_p^2 = m^2 + k_{tp}^2, \quad \bar{n}_p^2 = m^2 + k_{np}^2.$$

Из уравнения (6) следует, что на горизонтальную компоненту векторного потенциала, а следовательно, и на спектральную плотность вертикальной компоненты неустановившегося магнитного поля оказывает влияние только продольное удельное сопротивление пластов. Напротив, вертикальная компонента векторного потенциала (и спектральная плотность неустановившегося электрического поля) зависит также и от поперечного удельного сопротивления, т. е. является функцией коэффициента анизотропии.

Уравнения (6) и (7) должны решаться с учетом непрерывности на контактах  $X$ ,  $Z$ ,  $\frac{dX}{dz}$  и произведения  $\rho_t \left( X + \frac{dZ}{dz} \right)$ , что является следствием требования непрерывности  $A_x$ ,  $A_z$ ,  $\frac{\partial A_x}{\partial z}$  и  $U$ , а также при условии  $X \rightarrow 0$ ,  $Z \rightarrow 0$ , если  $z \rightarrow \pm \infty$ .

Условия, которым должна удовлетворять функция  $X$  на дневной поверхности, есть следствие наличия на этой границе дипольного источника.

Как показал А. Н. Тихонов [68], при  $z=0$  соблюдается непрерывность  $X$ , а вертикальная производная  $X'$  терпит разрыв, согласно уравнению

$$X'_0 - X'_1 = 2m,$$

при  $z=0$ . Поскольку в верхнем полупространстве  $X_0(z) = X_0(0) \cdot e^{-mz}$ , последнее уравнение приводится к виду

$$mX_1 - X'_1 = 2m \text{ или } X_1 = \frac{2m}{m - X'_1/X_1}. \quad (8)$$

Что касается функции  $Z$ , то для нее условие на дневной поверхности вытекает из требований конечности скалярного потенциала в верхнем полупространстве, которое приводит к равенству

$$\operatorname{div} \vec{A}_0 = 0 \text{ или } \frac{\partial A_{z0}}{\partial z} = - \frac{\partial A_{x0}}{\partial x},$$

откуда  $Z_0' = -X_0$  при  $z=0$ . Учитывая, что в верхнем полупространстве  $Z_0(z) = Z_0(0) e^{mz}$ , найдем известное граничное условие

$$Z_1 = Z_0 = -X_1/m \quad (9)$$

при  $z=0$ . Используя все сформулированные условия, найдем функции  $X$  и  $Z$  на поверхности многослойной анизотропной среды.

А. Н. Тихонов, Д. Н. Шахсуваров, Е. А. Жоголев, Н. П. Трифонов [39, 77] предложили метод определения  $X$  и  $Z$  для слоистого изотропного геоэлектрического разреза, основные черты которого заключаются в следующем. Вместо искомых функций вводятся соответствующие нормированные функции (например,  $\tilde{X} = AX$ ). На самой глубокой границе задается значение  $\tilde{X}$ , равное единице. Уравнение для  $\tilde{X}$ , совпадающее с уравнением для  $X$ , интегрируется от самой глубокой границы до дневной поверхности, и определяется значение  $\tilde{X}$  при  $z=0$ . Из условий на дневной поверхности находится нормировочный множитель  $A$ .

Ниже предлагается иной способ определения  $X$  и  $Z'$  на дневной поверхности, который позволяет вывести несложные формулы для этих функций.

Общее решение неоднородного уравнения Гельмгольца (7) складывается из общего решения  $V$  соответствующего однородного дифференциального уравнения

$$Z_p'' - (\Lambda_p \bar{n}_p)^2 \cdot Z_p = 0$$

и частного решения неоднородного уравнения.

После непосредственной подстановки легко убедиться, что в качестве частного решения неоднородного уравнения можно выбрать функцию  $-X'/m^2$ . Действительно,

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} (-X'/m^2) - (\Lambda \bar{n})^2 (-X'/m^2) &= -X'''/m^2 + (\Lambda \bar{n})^2 X'/m^2 = \\ &= -n^2 X'/m^2 + (\Lambda \bar{n})^2 X'/m^2 = [(\Lambda^2 - 1)m^2 - k_i^2 + \Lambda^2 k_n^2] \cdot X'/m^2 = (\Lambda^2 - 1) X'. \end{aligned}$$

Следовательно, общее решение неоднородного уравнения примет вид

$$Z = V - X'/m^2.$$

Рассмотрим граничные условия, которым должна удовлетворять функция  $V$ . Из непрерывности  $Z$  и  $X'$  на границах между пластами следует непрерывность  $V$ . Что же касается граничного условия для вертикальной производной  $V'$ , то его нетрудно получить, используя свойство непрерывности скалярного потенциала, из которого следует непрерывность произведения  $\rho_t(X+Z')$ .

Подставив вместо  $Z$  сумму общего и частного решений, найдем

$$\begin{aligned} \rho_t(X+Z') &= \rho_t(X+V'-X''/m^2) = \rho_t \left[ X+V' - \right. \\ &\quad \left. - \left( m^2 - \frac{i\omega\mu_0}{\rho_t} \right) X/m^2 \right] = \rho_t V' + \frac{i\omega\mu_0}{m^2} \cdot X. \end{aligned}$$

Поскольку на границах между пластами функция  $X$  непрерывна, то, следовательно, непрерывно и произведение  $\rho_t V'$ .

На дневной поверхности функция  $V$  определяется из условия (9), откуда

$$V_1 = X_1'/m^2 - X_1/m.$$

Следует подчеркнуть однотипность уравнений и граничных условий для функций  $X$  и  $V$ . Это позволяет ввести в рассмотрение более общую функцию  $Y$ , удовлетворяющую в пласте с номером  $p$  уравнению

$$Y_p'' - a_p^2 Y_p = 0, \quad (10)$$

граничным условиям, требующим непрерывности  $Y$  и  $b_p Y'$ , а также условию затухания электромагнитного поля в бесконечности:  $Y_N \rightarrow 0$  при  $z \rightarrow \infty$ . Ясно, что при  $a=n$  и  $b=1$   $Y=X$ , а при  $a=\Lambda\bar{n}$  и  $b=\rho_t$   $Y=V$ .

Выразим отношение функции  $Y_1$  на дневной поверхности к ее вертикальной производной на этой же границе  $Y_1'$  через параметры пластов и частоту. Обозначим  $Y_p/Y_p' = -\tilde{R}_p/a_p$  и рассмотрим, используя метод, предложенный Н. В. Липской, функцию  $\tilde{R}_p$  в первом и втором пластах.

Решение уравнения (10) имеет, как известно, вид

$$Y_p = d_p e^{-a_p z} + c_p e^{a_p z},$$

откуда в первом пласте

$$\tilde{R}_1 = \frac{d_1 e^{-a_1 z} + c_1 e^{a_1 z}}{d_1 e^{-a_1 z} - c_1 e^{a_1 z}}.$$

$$\text{При } z=0 \quad \tilde{R}_1 = \frac{d_1 + c_1}{d_1 - c_1}. \quad \text{При } z=h_1 \quad \tilde{R}_1 = \frac{d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1}}{d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}}.$$

Во втором пласте

$$\tilde{R}_2 = \frac{d_2 e^{-a_2 z} + c_2 e^{a_2 z}}{d_2 e^{-a_2 z} - c_2 e^{a_2 z}}.$$

При  $z=h_1$

$$\tilde{R}_2 = \frac{d_2 e^{-a_2 h_1} + c_2 e^{a_2 h_1}}{d_2 e^{-a_2 h_1} - c_2 e^{a_2 h_1}}.$$

Нетрудно проверить, что

$$\frac{d_1 + c_1}{d_1 - c_1} = \text{cth} \left( a_1 h_1 + \text{arcth} \frac{d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1}}{d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}} \right). \quad (11)$$

Действительно,

$$\begin{aligned} \text{cth} \left( a_1 h_1 + \text{arcth} \frac{d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1}}{d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}} \right) &= \frac{1 + \frac{e^{a_1 h_1} + e^{-a_1 h_1}}{e^{a_1 h_1} - e^{-a_1 h_1}} \cdot \frac{d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1}}{d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}}}{\frac{e^{a_1 h_1} + e^{-a_1 h_1}}{e^{a_1 h_1} - e^{-a_1 h_1}} + \frac{d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1}}{d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}}} = \\ &= \frac{(e^{a_1 h_1} - e^{-a_1 h_1})(d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}) + (e^{a_1 h_1} + e^{-a_1 h_1})(d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1})}{(e^{a_1 h_1} + e^{-a_1 h_1})(d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}) + (e^{a_1 h_1} - e^{-a_1 h_1})(d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1})} = \\ &= \frac{d_1 - d_1 e^{-2a_1 h_1} - c_1 e^{2a_1 h_1} + c_1 + d_1 + d_1 e^{-2a_1 h_1} + c_1 e^{2a_1 h_1} + c_1}{d_1 + d_1 e^{-2a_1 h_1} - c_1 e^{2a_1 h_1} - c_1 + d_1 - d_1 e^{-2a_1 h_1} + c_1 e^{2a_1 h_1} - c_1} = \frac{d_1 + c_1}{d_1 - c_1}. \end{aligned}$$

Из непрерывности  $Y$  и  $b_p Y'$  при  $z=h_1$  следует:

$$\begin{aligned} d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1} &= d_2 e^{-a_2 h_1} + c_2 e^{a_2 h_1}, \\ a_1 b_1 (d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}) &= a_2 b_2 (d_2 e^{-a_2 h_1} - c_2 e^{a_2 h_1}). \end{aligned}$$

Разделив первое из этих равенств на второе, получим

$$\frac{d_1 e^{-a_1 h_1} + c_1 e^{a_1 h_1}}{d_1 e^{-a_1 h_1} - c_1 e^{a_1 h_1}} = \frac{a_1 b_1}{a_2 b_2} \cdot \frac{d_2 e^{-a_2 h_1} + c_2 e^{a_2 h_1}}{d_2 e^{-a_2 h_1} - c_2 e^{a_2 h_1}}. \quad (12)$$

Подставив (12) в (11), мы выразим функцию  $\tilde{R}$  на дневной поверхности через ее значение на кровле второго пласта

$$\frac{d_1 + c_1}{d_1 - c_1} = \text{cth} \left( a_1 h_1 + \text{arcth} \frac{a_1 b_1}{a_2 b_2} \cdot \frac{d_2 e^{-a_2 h_1} + c_2 e^{a_2 h_1}}{d_2 e^{-a_2 h_1} - c_2 e^{a_2 h_1}} \right)$$

или

$$\tilde{R}_1(0) = \text{cth} \left[ a_1 h_1 + \text{arcth} \frac{a_1 b_1}{a_2 b_2} \tilde{R}_2(h_1) \right]. \quad (13)$$

С помощью математической индукции формула (13) легко распространяется на любое число пластов

$$\tilde{R}_1(0) = \text{cth} \left\{ a_1 h_1 + \text{arcth} \frac{a_1 b_1}{a_2 b_2} \text{cth} \left[ a_2 h_2 + \dots + \text{arcth} \frac{a_{N-1} \cdot b_{N-1}}{a_N \cdot b_N} \cdot \tilde{R}_N(H_N) \right] \right\}.$$

Поскольку условие загущания требует выбора функции  $Y_N$  в последнем пласте в виде  $Y_N = d_N e^{-a_N z}$ , то  $\tilde{R}_N(H_N) = 1$ , откуда

$$\tilde{R}_1(0) = \text{cth} \left\{ a_1 h_1 + \text{arcth} \frac{a_1 b_1}{a_2 b_2} \text{cth} \left[ a_2 h_2 + \dots + \text{arcth} \frac{a_{N-1} \cdot b_{N-1}}{a_N \cdot b_N} \right] \right\}.$$

Полагая в последней формуле  $a = n$ ,  $b = 1$ , найдем для  $X$  при  $z = 0$

$$X_1/X'_1 = -R^*/n_1 = -n_1^{-1} \text{cth} \left\{ n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1}{n_2} \text{cth} \left[ n_2 h_2 + \dots + \text{arcth} \frac{n_{N-1}}{n_N} \right] \right\}. \quad (14)$$

Аналогично для  $V$  при  $a = \Lambda \bar{n}$ ,  $b = \rho_t$

$$V_1/V'_1 = -\bar{R}^*/\Lambda_1 \bar{n}_1 = -(\Lambda_1 \bar{n}_1)^{-1} \text{cth} \left\{ \Lambda_1 \bar{n}_1 h_1 + \text{arcth} \frac{\Lambda_1 \bar{n}_1 \rho_{t1}}{\Lambda_2 \bar{n}_2 \rho_{t2}} \text{cth} \left[ \Lambda_2 \bar{n}_2 h_2 + \dots + \text{arcth} \frac{\Lambda_{N-1} \bar{n}_{N-1} \rho_{t(N-1)}}{\Lambda_N \bar{n}_N \rho_{tN}} \right] \right\}.$$

Вводя квадратичные удельные сопротивления  $\rho_m = \Lambda \rho_t$  и эффективные мощности пластов  $\bar{h} = \Lambda h$ , получим

$$\bar{R}^* = \text{cth} \left\{ \bar{n}_1 \bar{h}_1 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1}}{n_2 \rho_{m2}} \text{cth} \left[ \bar{n}_2 \bar{h}_2 + \dots + \text{arcth} \frac{\bar{n}_{N-1} \rho_{m(N-1)}}{n_N \rho_{mN}} \right] \right\}. \quad (15)$$

Соотношений (14) и (15) недостаточно для определения  $X_1$  и  $V'_1$ . К ним необходимо добавить условия на дневной поверхности, с помощью которых находим при  $z = 0$ :

$$X = \frac{2m}{m - X'_1/X_1} = \frac{2m}{m + n_1/R^*}, \quad (16)$$

$$V'_1 = -\Lambda_1 \bar{n}_1 V_1 / \bar{R}^* = \frac{\Lambda_1 \bar{n}_1}{\bar{R}^*} (X'_1/m^2 - X_1/m) = \frac{\Lambda_1 \bar{n}_1 X_1}{m^2 \bar{R}^*} (m - X'_1/X_1) = 2\bar{n}_1 \Lambda_1 / m \bar{R}^*.$$

Используя полученное выражение для  $V'_1$ , нетрудно найти  $Z'_1$  при  $z=0$

$$Z'_1 = V'_1 - X''/m^2 = V'_1 - n_1^2 X_1/m^2 = 2\bar{n}_1 \Lambda_1/m\bar{R}^* - \frac{2n_1^2}{m(m+n_1/R^*)}. \quad (17)$$

Формулы (16) и (17) позволяют определить спектральную плотность неустановившегося электрического и магнитного поля в любой слоистой анизотропной среде.

Положив  $\Lambda=1$ , т. е. приравняв поперечное и продольное удельное сопротивление, можем воспользоваться этими же формулами для расчета спектральной плотности становления электромагнитного поля в изотропном геоэлектрическом разрезе.

Отличительной особенностью полученных формул для  $X$  и  $Z'$  является то обстоятельство, что параметры многослойной среды входят в них через функции  $R^*$  и  $\bar{R}^*$ . Эти функции легко могут быть написаны для геоэлектрических разрезов с любым числом слоев.

Так, для двухслойного разреза:

$$\begin{aligned} R^* &= \text{cth} \left( n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1}{n_2} \right), \\ \bar{R}^* &= \text{cth} \left( \bar{n}_1 \bar{h}_1 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1}}{n_2 \rho_{m2}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Для трехслойного разреза:

$$\begin{aligned} R^* &= \text{cth} \left[ n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1}{n_2} \text{cth} \left( n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2}{n_3} \right) \right], \\ \bar{R}^* &= \text{cth} \left[ \bar{n}_1 \bar{h}_1 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1}}{n_2 \rho_{m2}} \text{cth} \left( \bar{n}_2 \bar{h}_2 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_2 \rho_{m2}}{n_3 \rho_{m3}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Для четырехслойного разреза:

$$\begin{aligned} R^* &= \text{cth} \left\{ n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1}{n_2} \text{cth} \left[ n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2}{n_3} \text{cth} \left( n_3 h_3 + \text{arcth} \frac{n_3}{n_4} \right) \right] \right\}, \\ \bar{R}^* &= \text{cth} \left\{ \bar{n}_1 \bar{h}_1 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1}}{n_2 \rho_{m2}} \text{cth} \left[ \bar{n}_2 \bar{h}_2 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_2 \rho_{m2}}{n_3 \rho_{m3}} \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \text{cth} \left( \bar{n}_3 \bar{h}_3 + \text{arcth} \frac{\bar{n}_3 \rho_{m3}}{n_4 \rho_{m4}} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Заменив гиперболические функции их выражениями через экспоненты, можно представить  $R^*$  и  $\bar{R}^*$  в виде отношения двух многочленов. Например, для двухслойного геоэлектрического разреза:

$$R^* = \frac{1 + \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \cdot e^{-2n_1 h_1}}{1 - \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \cdot e^{-2n_1 h_1}}, \quad \bar{R}^* = \frac{1 + \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1} - \bar{n}_2 \rho_{m2}}{n_1 \rho_{m1} + n_2 \rho_{m2}} \cdot e^{-2\bar{n}_1 \bar{h}_1}}{1 - \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1} - \bar{n}_2 \rho_{m2}}{n_1 \rho_{m1} + n_2 \rho_{m2}} \cdot e^{-2\bar{n}_1 \bar{h}_1}}.$$

В аналогичном виде записываются и формулы перехода от функций  $R_{N-1}^*$  и  $\bar{R}_{N-1}^*$ , соответствующих геоэлектрическому разрезу, насчиты-



вающему  $(N-1)$  слоев, к функциям  $R_N^*$  и  $\bar{R}_N^*$  для  $N$ -слойного разреза:

$$R_N^* = \frac{1 + \frac{n_1 R_{N-1}^* - n_2}{n_1 R_{N-1}^* + n_2} \cdot e^{-2n_1 h_1}}{1 - \frac{n_1 R_{N-1}^* - n_2}{n_1 R_{N-1}^* + n_2} \cdot e^{-2n_1 h_1}},$$

$$\bar{R}_N^* = \frac{1 + \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1} \cdot \bar{R}_{N-1}^* - \bar{n}_2 \rho_{m2}}{n_1 \rho_{m1} \cdot \bar{R}_{N-1}^* + n_2 \rho_{m2}} \cdot e^{-2\bar{n}_1 \bar{h}_1}}{1 - \frac{\bar{n}_1 \rho_{m1} \cdot \bar{R}_{N-1}^* - \bar{n}_2 \rho_{m2}}{n_1 \rho_{m1} \cdot \bar{R}_{N-1}^* + n_2 \rho_{m2}} \cdot e^{-2\bar{n}_1 \bar{h}_1}}. \quad (21)$$

Выведенные формулы для спектральных плотностей являются основной численных расчетов, теоретического анализа и асимптотических оценок. При этом следует иметь в виду, что точность численного интегрирования выражений для компонент электромагнитного поля падает с увеличением разности, поскольку это ведет к усилению осцилляций функций Бесселя под знаком интеграла. Поэтому при больших разностях целесообразно вычислять компоненты неустановившегося электромагнитного поля исходя из асимптотических представлений.

### § 3. СПЕКТРЫ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

Интегральные выражения спектральных плотностей, полученные в предыдущем разделе, в общем случае не приводятся к табличным интегралам. Одним из немногих частных случаев, допускающих точное интегрирование, является исследование поведения спектров в дальней зоне.

Электромагнитное поле вдали от гармонического диполя изучалось многими исследователями (А. Н. Тихонов, Д. Н. Шахсуаров, И. С. Гельфанд и др.). При этом обычно рассматривались точки, расстояние которых от источника существенно больше длины волны в нижнем полупространстве. Мы будем называть дальней зоной область разностей, значительно превышающих глубину опорного горизонта, независимо от соотношения разности и длины волны.

Из асимптотических свойств интегралов, зависящих от параметра, вытекает [75], что при  $r \rightarrow \infty$

$$\int_0^{\infty} \varphi(m) \cdot J_0(mr) dm \approx \int_0^{\infty} \bar{\varphi}(m) \cdot J_0(mr) dm,$$

где  $\varphi(m) \approx \bar{\varphi}(m)$  при  $m \rightarrow 0$ .

Следовательно, для анализа спектральных плотностей неустановившегося электромагнитного поля в дальней зоне достаточно заменить  $X$  и  $Z'$  в соответствующих формулах приближенными выражениями, справедливыми при  $m \rightarrow 0$ . При этом ограничимся рассмотрением наиболее важного для практики случая, когда основание является изолятором. Удельные сопротивления остальных пластов будем считать конечными.

Разлагая дробь  $n_1/R^*$  в ряд Маклорена и ограничиваясь двумя первыми членами, найдем при  $m \rightarrow 0$

$$n_1/R^* \approx k_{t1}/R - \frac{mk_{t1}}{R^2} \left( \frac{\partial R^*}{\partial m} \right)_{m=0}, \quad (22)$$

где  $R = \lim_{m \rightarrow 0} R^*$ .

Например, для двухслойного разреза

$$R = \operatorname{cth} k_{t1} h_1,$$

для трехслойного разреза

$$R = \operatorname{cth} \left( k_{t1} h_1 + \operatorname{arcth} \frac{k_{t1}}{k_{t2}} \operatorname{cth} k_{t2} h_2 \right) = \operatorname{cth} \left( k_{t1} h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{t2}}{\rho_{t1}}} \operatorname{cth} k_{t2} h_2 \right),$$

для четырехслойного разреза

$$R = \operatorname{cth} \left[ k_{t1} h_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{t2}}{\rho_{t1}}} \operatorname{cth} \left( k_{t2} h_2 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\rho_{t3}}{\rho_{t2}}} \operatorname{cth} k_{t3} h_3 \right) \right].$$

Подставляя приближенное выражение (22) в формулу для функции  $X$ , найдем, введя обозначение

$$\Pi = -k_{t1} \left( \frac{\partial R^*}{\partial m} \right)_{m=0},$$

$$X \approx \frac{2m}{m + k_{t1}/R + m \cdot \Pi/R^2} = \frac{R^2}{R^2 + \Pi} \cdot \frac{2m}{m + \frac{k_{t1} \cdot R}{R^2 + \Pi}}.$$

Раскрывая формулу для  $\Pi$ , получим для двухслойного разреза

$$\Pi = R_2^2 - 1,$$

для трехслойного разреза

$$\Pi = \frac{(R_3^2 - 1)(R_2^2 - 1)}{R_2^2 - \rho_{t1}/\rho_{t2}},$$

для четырехслойного разреза

$$\Pi = \frac{(R_4^2 - 1)(R_3^2 - 1)(R_2^2 - 1)}{(R_3^2 - \rho_{t1}/\rho_{t2})(R_2^2 - \rho_{t2}/\rho_{t3})}.$$

Переходя к анализу функции  $Z'$  в дальней зоне, отметим прежде всего, что здесь отсутствует влияние анизотропии горизонтальных напластований.

В самом деле, при  $m \rightarrow 0$

$$\bar{n}\Lambda \approx k_n \Lambda = \sqrt{-\frac{i\omega\mu_0}{\rho_n}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_n}{\rho_t}} = \sqrt{-\frac{i\omega\mu_0}{\rho_t}} = k_t,$$

$$\bar{n}\rho_m \approx k_n \rho_m = \frac{k_t}{\Lambda} \cdot \rho_t \cdot \Lambda = k_t \cdot \rho_t.$$

При  $m \rightarrow 0$  функция  $\bar{R}^*$  упрощается и принимает вид

$$\lim_{m \rightarrow 0} \bar{R}^* = \operatorname{cth} \left[ k_{t1} h_1 + \operatorname{arcth} \frac{\rho_{t1} k_{t1}}{\rho_{t2} k_{t2}} \operatorname{cth} (k_{t2} h_2 + \dots) \right] =$$

$$= \frac{1}{\operatorname{th} \left[ k_{t1} h_1 + \operatorname{arth} \sqrt{\frac{\rho_{t2}}{\rho_{t1}}} \operatorname{th} (k_{t2} h_2 + \dots) \right]}.$$

Но, как известно, при комплексных  $a$  и  $b$

$$\operatorname{th}(a + \operatorname{arth} b) = \frac{\operatorname{th} a + b}{1 + b \operatorname{th} a} = \frac{1}{1 + b/\operatorname{cth} a} + b = \frac{1 + b \operatorname{cth} a}{b + \operatorname{cth} a} = \operatorname{cth}(a + \operatorname{arth} b).$$

Следовательно,  $\lim_{m \rightarrow 0} \bar{R}^* = 1/R$ . Подставляя полученное значение в формулу (17), найдем при  $m \rightarrow 0$

$$Z' \approx 2k_{t1}R/m - \frac{2k_{t1}^2}{m \left( k_{t1}/R + m \cdot \frac{R^2 + \Pi}{R^2} \right)} =$$

$$= \frac{2k_{t1}}{k_{t1}/R + m \frac{R^2 + \Pi}{R^2}} \left[ -k_{t1}/m + \frac{R}{m} \left( k_{t1}/R + m \frac{R^2 + \Pi}{R^2} \right) \right] = \frac{2k_{t1}R}{m + \frac{k_{t1}R}{R^2 + \Pi}}.$$

Подставим предельные значения  $X$  и  $Z'$  в формулы для спектральных плотностей  $E_x$  и  $B_z$ , обозначив  $mr = u$ ,  $k_{t1}Rr/R^2 + \Pi = iq$ .

Опуская несложные промежуточные выкладки, выразим спектральные плотности в дальней зоне следующим образом:

$$B_z \approx \frac{I\mu_0 \sin \theta}{2\pi} \cdot \frac{R^2 + \Pi}{k_{t1}^2 r^4} \cdot q^4 \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq},$$

$$E_x \frac{I\rho_{t1}}{2\pi r^3} (R^2 + \Pi) \left\{ (2 \cos^2 \theta - 1) \left[ 1 + q^2 \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} \right] + \right.$$

$$\left. + (\cos^2 \theta - 1) q \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} \right\}.$$

В частности, для осевой компоненты спектральной плотности неустановившегося электрического поля ( $\theta = 0$ ) имеем

$$E_{oc} \approx \frac{I\rho_{t1}}{2\pi r^3} \cdot (R^2 + \Pi) \left[ 1 + q^2 \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} \right],$$

а для экваториальной компоненты ( $\theta = 90^\circ$ )

$$E_s \approx -\frac{I\rho_{t1}}{2\pi r^3} (R^2 + \Pi) \left[ 1 + q^2 \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} + q^2 \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} \right].$$

Введем новые функции:

$$f_m = q^4/3 \cdot \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq}, \quad f_{oc} = 1 + q^2 \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq},$$

$$f_s = 1/2 \left[ 1 + q^2 \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} + q^2 \int_0^\infty \frac{u J_0(u) du}{u + iq} \right].$$

Подставляя введенные функции в формулы для спектральных плотностей, получим:

$$B_z \approx \frac{3I\mu_0 \sin \theta}{2\pi} \cdot \frac{R^2 + \Pi}{k_{t1}^2 r^4} \cdot f_m,$$

$$E_{oc} \approx \frac{I\rho_{t1}}{2\pi r^3} (R^2 + \Pi) \cdot f_{oc}, \quad (23)$$

$$E_s \approx -\frac{I\rho_{t1}}{\pi r^3} (R^2 + \Pi) f_s.$$

Вспомогательные функции  $f_m, f_{oc}, f_a$  связаны с предложенными ранее автором совместно с Л. Б. Гасаненко специальными функциями

$$F(q) = \frac{1}{q} \int_0^{\infty} \frac{u J_0(u) du}{u+iq} \text{ и } F'_q = \frac{\partial}{\partial q} \frac{1}{q} \int_0^{\infty} \frac{u J_0(u) du}{u+iq} \quad [17, 33]:$$

$$f_m = q^4/3 \cdot F'(q), \quad f_{oc} = 1 + q^2 F'(q), \quad f_a = 1/2 [1 + q^2 F'(q) + q^3 F(q)].$$

Важное свойство функций  $F(q)$  и  $F'(q)$  заключается в том, что они выражаются с помощью модифицированных функций Струве  $L_0$  и  $L_1$ , а также функций Бесселя второго рода  $Y_0$  и  $Y_1$ :

$$F(q) = 1/q + \frac{\pi}{2} [L_0(q) + iY_0(iq)], \quad (24)$$

$$F'(q) = 1 - 1/q^2 + \pi/2 [L_1(q) + Y_1(iq)].$$

Подставляя в формулы (24) разложения цилиндрических функций в виде сходящихся степенных рядов [28, 33], получим:

$$F(q) = 1/q - \pi/2 \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q^{2k}}{2^{2k} (k!)^2} \right] + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{q^{2k+1}}{[(2k+1)!!]^2} + \\ + i \left[ \ln q + c' + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q^{2k}}{2^{2k} (k!)^2} \left( \ln q + c' - \sum_{m=1}^k 1/m \right) \right], \quad (25)$$

$$F'(q) = 1 - 1/q^2 - \pi/2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q^{2k-1}}{2^{2k-1} (k-1)! k!} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{q^{2k+2}}{(2k+1)!! (2k+3)!!} + \\ + i \left[ 1/q + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q^{2k-1}}{2^{2k-1} (k-1)! k!} \left( \ln q + c' + 1/2k - \sum_{m=1}^k 1/m \right) \right]. \quad (26)$$

Рассмотрим поведение высокочастотных и низкочастотных гармоник электромагнитного поля в дальней зоне.

Из асимптотических выражений для цилиндрических функций следует, что при  $|q| \rightarrow \infty$   $F(q) \approx -1/q^3$ ,  $F'(q) \approx 3/q^4$ . Следовательно, при  $|q| \rightarrow \infty$   $f_m \approx f_{oc} \approx f_a \approx 1$ .

Что касается спектральных плотностей, то они принимают вид:

$$B_z \approx \frac{3I \sin \theta}{-i\omega \cdot 2\pi r^4} \cdot \rho_{t1} (R^2 + \Pi), \\ E_{oc} \approx \frac{I}{2\pi r^3} \cdot \rho_{t1} (R^2 + \Pi), \quad (27) \\ E_a \approx -\frac{I}{\pi r^3} \cdot \rho_{t1} (R^2 + \Pi).$$

Но условие  $|q| \rightarrow \infty$  эквивалентно условию  $|k_{t1} r| \rightarrow \infty$  или  $r/\lambda_1 \rightarrow \infty$ . Если выполняется это условие, то мы имеем дело с волновым частотным интервалом, т. е. с областью частот, для которых длина волны  $\lambda$  значительно короче разнosa, или, иначе говоря, с областью больших значений  $|k|$  (при фиксированном разнosa).

Основная физическая особенность волнового интервала заключается в том, что электромагнитная энергия, распространяющаяся по проводящим пластам с затуханием типа  $e^{-kr}$ , практически полностью поглощается.

Электромагнитное поле поступает в точку наблюдения по воздуху и непроводящему основанию. Благодаря относительно медленной скорости распространения поля в проводящих пластах преломление волн у земной поверхности и у поверхности непроводящего основания происходит так, что волны в пластах распространяются практически вертикально: от дневной поверхности вниз, а от поверхности основания — вверх.

Действительно, при  $|k| \rightarrow \infty$   $n \approx k$ , а функции  $X$  и  $Z'$  в проводящих пластах описываются выражениями вида

$$de^{-kz} + ce^{kz}.$$

Главная методическая особенность волнового интервала состоит в том, что влияние разноса и влияние частотной характеристики геоэлектрического разреза на спектральную плотность четко разделяются. Первое описывается множителем  $1/r^3$  или  $1/r^4$ , а второе — множителем  $\rho_{t1}(R^2 + \Pi)$ , имеющим размерность удельного сопротивления. Это дает возможность ввести в волновом интервале понятие спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления  $\rho^B(\omega)$ , определив ее следующим образом:

$$\rho_{t1}^B(\omega) = \rho_{t1}(R^2 + \Pi) = \frac{-i\omega 2\pi r^4}{3I \sin \theta} \cdot B_z = \frac{2\pi r^3}{I} E_{oc} = \frac{-\pi r^3}{I} E_s. \quad (28)$$

Замечательное свойство спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления состоит в том, что в пределах волнового интервала она не зависит от разноса, типа установки, угла между разносом и направлением момента питающего диполя и описывает частотную характеристику геоэлектрического разреза.

Помимо спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления, удобно ввести понятие о приведенной спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления  $\rho^B(\omega)/\rho_{t1}$  в волновой зоне

$$\rho^B(\omega)/\rho_{t1} = R^2 + \Pi.$$

Распространим определение спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления на электромагнитные поля в дальней зоне.

Пусть  $\frac{\rho_M^D(\omega)}{\rho_{t1}}$ ,  $\frac{\rho_{oc}^D(\omega)}{\rho_{t1}}$  и  $\frac{\rho_s^D(\omega)}{\rho_{t1}}$  — приведенные спектральные плотности вертикального магнитного поля, осевой компоненты и экваториальной компоненты электрического поля в дальней зоне соответственно. Тогда, согласно формулам (23):

$$\begin{aligned} \frac{\rho_M^D(\omega)}{\rho_{t1}} &= (R^2 + \Pi) \cdot f_M(q) = \frac{\rho^B(\omega)}{\rho_{t1}} \cdot f_M(q), \\ \frac{\rho_{oc}^D(\omega)}{\rho_{t1}} &= (R^2 + \Pi) \cdot f_{oc}(q) = \frac{\rho^B(\omega)}{\rho_{t1}} \cdot f_{oc}(q), \\ \frac{\rho_s^D(\omega)}{\rho_{t1}} &= (R^2 + \Pi) \cdot f_s(q) = \frac{\rho^B(\omega)}{\rho_{t1}} \cdot f_s(q). \end{aligned} \quad (29)$$

Как видно из предыдущего, при  $|q| \rightarrow \infty$  или  $|kr| \rightarrow \infty$  спектральная плотность кажущегося удельного сопротивления в дальней зоне переходит в спектральную плотность, соответствующую волновой зоне, т. е.  $\rho^D(\omega) \approx \rho^B(\omega)$ .

Следовательно, волновая зона есть частный случай дальней зоны, соответствующий относительно высоким частотам при фиксированном

разносе или большим разносам при фиксированной частоте. Отсюда следует, что с увеличением разноса практическая граница волновой зоны смещается в сторону низких частот. При неограниченном увеличении разноса волновые свойства распространяются на весь диапазон частот. Согласно формулам (28), для определения спектральных плотностей в дальней зоне необходимо рассчитать спектральную плотность в волновой зоне и воспользоваться таблицами вспомогательных функций  $f(q)$ .

Волновую функцию  $\rho^B(\omega)/\rho_{t1}$  удобнее всего вычислить с помощью быстродействующей электронно-вычислительной машины. Однако могут быть случаи, когда необходимо получить спектральные плотности кажущегося удельного сопротивления в экспедиционной обстановке, т. е. не имея современных автоматических вычислительных средств. Тогда расчеты можно выполнить с помощью таблиц гиперболических функций комплексного переменного, например таблиц Р. Гавелки [31], приведенных в работе [18]. Расчеты значительно упрощаются благодаря рекуррентным свойствам формулы для функции  $R$ . Для достаточно больших и для малых значений  $\lambda/h$  можно получить простые асимптотические выражения волновой спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления.

Если  $\lambda/h \rightarrow 0$  ( $|kh| \rightarrow \infty$ ), то  $\text{cth } kh \approx 1$ . Следовательно,  $R_2 \approx R_3 \approx R_4 \approx 1$ ,  $\rho^B(\omega)/\rho_{t1} \approx 1$ , т. е. в области коротких волн волновая спектральная плотность становится действительно величиной. Что касается длинных волн ( $|kh| \rightarrow 0$ ), то в этом случае  $\text{cth } k_{t1}h_1 \approx a_2/k_{t1}h_1 + b_2 \cdot k_{t1}h_1/3$ , где  $a_2 = b_2 = 1$ .

Аналогично

$$R_3 \approx a_3/k_{t1}h_1 + b_3 \cdot k_{t1}h_1/3, \quad R_4 \approx a_4/k_{t1}h_1 + b_4 \cdot k_{t1}h_1/3$$

и вообще

$$R_N \approx a_N/k_{t1}h_1 + b_N \cdot k_{t1}h_1/3.$$

Подставляя приближенное значение  $R_2$  в формулу для  $R_3$ , а затем в формулу для  $R_4$ , найдем коэффициенты  $a$  и  $b$  для четырехслойного разреза:

$$a_2 = b_2 = 1,$$

$$a_3 = S_1/S, \quad b_3 = 1 + S_2/S + (S_2/S)^2 \cdot H/h_1,$$

$$a_4 = S_1/S, \quad b_4 = 1 + \frac{S_2 + S_3}{S} + \left(\frac{S_2 + S_3}{S}\right)^2 \left(1 + \frac{h_2}{h_1}\right) + \frac{(S_2 + S_3)S_3}{S^2} \cdot \frac{h_2}{h_1} + \frac{S_3}{S} \cdot \frac{h_2 + h_1}{h_1},$$

где  $S = \sum_{p=1}^{N-1} S_p$  — суммарная продольная проводимость разреза;

$S_p = h_p/\rho_{tp}$  — продольная проводимость  $p$ -го пласта.

При достаточно длинных волнах

$$R_2^2 \approx a_2^2/(k_{t1}h_1)^2 + \frac{2}{3} a_2 b_2.$$

Следовательно, действительная часть  $R_2^2$  не зависит от частоты, а мнимая часть неограниченно возрастает с понижением частоты. Аналогично

$$R_3^2 \approx a_3^2/(k_{t1}h_1)^2 + 2/3 \cdot a_3 b_3, \quad R_4^2 \approx a_4^2/(k_{t1}h_1)^2 + 2/3 \cdot a_4 b_4$$

и вообще

$$R_N^2 \approx a_N^2/(k_{t1}h_1)^2 + 2/3 \cdot a_N b_N.$$

Подставляя приближенные значения  $R_2$ ,  $R_3$  и  $R_4$  в выражение волновой спектральной функции и разделяя действительные и мнимые

части, при низких частотах получим

$$\rho^B(\omega)/\rho_{t1} \approx 2a_N^2/(k_{t1}h_1)^2 + \lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho^B(\omega)/\rho_{t1},$$

где для двухслойного разреза

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho^B(\omega)/\rho_{t1} = 1/3,$$

для трехслойного разреза

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho^B(\omega)/\rho_{t1} = 4/3 \cdot a_3 b_3 - 1 + a_3^2 \frac{h_2 \cdot S_2}{h_1 \cdot S_1} (\rho_{t1}/\rho_{t2} - 1),$$

для четырехслойного разреза

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho^B(\omega)/\rho_{t1} = 4/3 \cdot a_4 b_4 - 1 + a_4^2 \left[ \frac{h_2 \cdot S_2}{h_1 \cdot S_1} (\rho_{t1}/\rho_{t2} - 1) \left( \frac{S_2 + S_3}{S_2} \right)^2 + \frac{h_3 \cdot S_3}{h_1 \cdot S_1} (\rho_{t2}/\rho_{t3} - 1) \right].$$

Рассчитанная таким образом волновая спектральная плотность кажущегося удельного сопротивления может иметь самостоятельное значение при изучении свойств спектра становления поля в волновом интервале. Кроме того, она используется для вычисления  $q$  — аргумента вспомогательных функций  $f(q)$

$$q = \frac{k_{t1} r \cdot R}{i \rho^B(\omega)/\rho_{t1}}.$$

Для определения вспомогательных функций по найденным значениям  $q$  составлены специальные таблицы [27], с помощью которых построены графики рис. 2, 3.

В соответствии с формулами (28) методика расчета спектральной функции кажущегося удельного сопротивления для дальней зоны сводится к следующему.

1. Вычисляется  $R$  и  $\rho^B(\omega)/\rho_{t1}$ .
2. Вычисляются модуль и аргумент  $q$ :

$$r^* = \frac{2\pi \sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \cdot r/h_1 \cdot \frac{|R|}{|\rho^B(\omega)/\rho_{t1}|}, \quad \varphi = \arg R - \arg \rho^B(\omega) - 45^\circ.$$

3. По таблицам или номограммам определяются модули и аргументы вспомогательных функций.

4. Вычисляется спектральная плотность кажущегося удельного сопротивления в дальней зоне.

Как было показано выше, волновой интервал является высокочастотной частью спектра становления поля в дальней зоне. Рассмотрим теперь его низкочастотную часть.

Пусть длина электромагнитной волны низкочастотной гармоники в каждом пласте значительно превышает его мощность. В этом случае (см. формулы (30)) справедливы приближенные равенства:

$$\begin{aligned} k_{t1}/R &\approx k_{i1}^2 h_1/a \cdot [1 - b/3a \cdot (k_{t1} h_1)^2], \\ 1 + \frac{\Pi}{R^2} = \rho^B(\omega)/\rho_{t1} R^2 &\approx 2 [1 - (k_{t1} h_1)^2 (2b/3a - c/2a^2)]. \end{aligned} \tag{30}$$

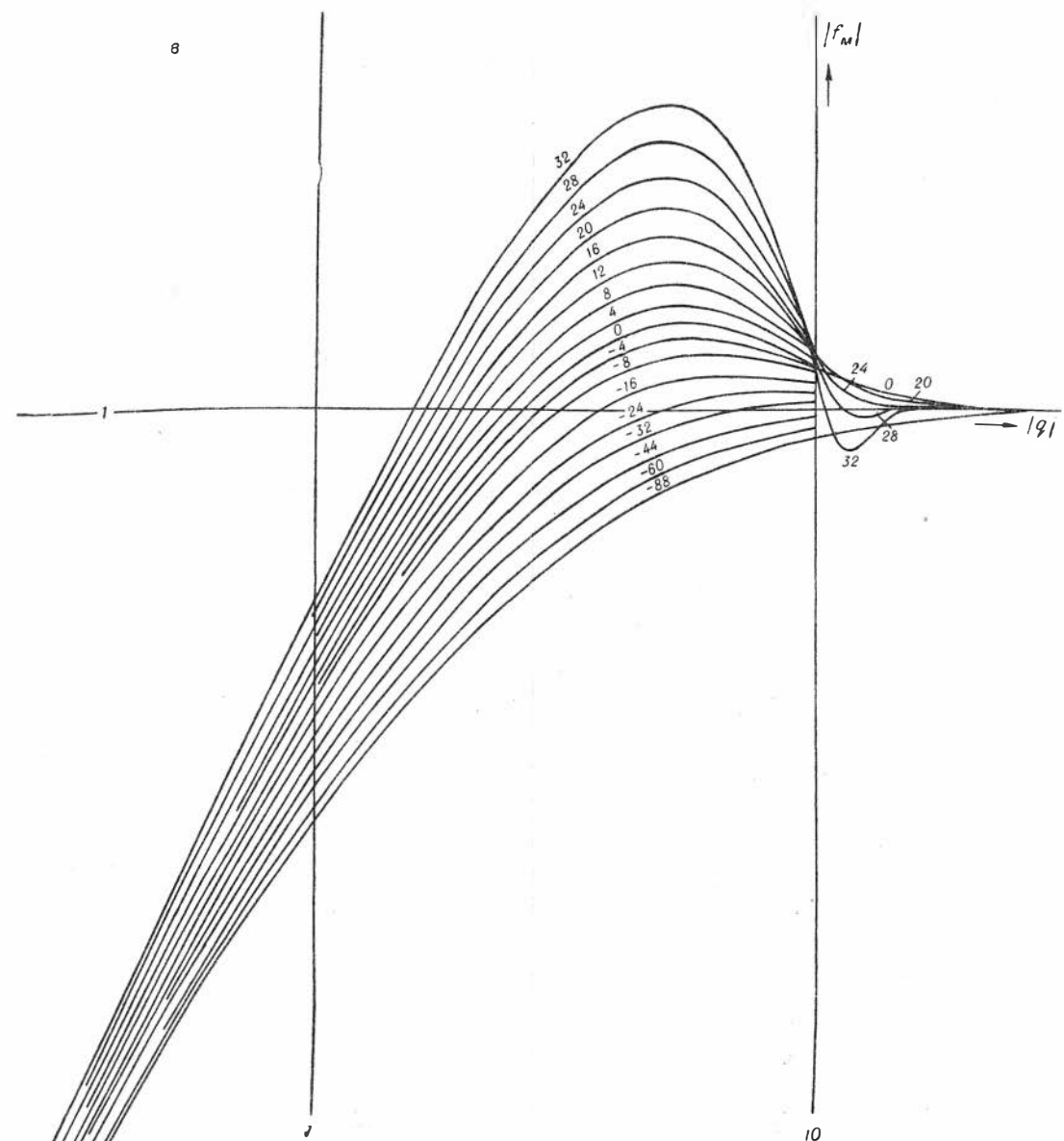
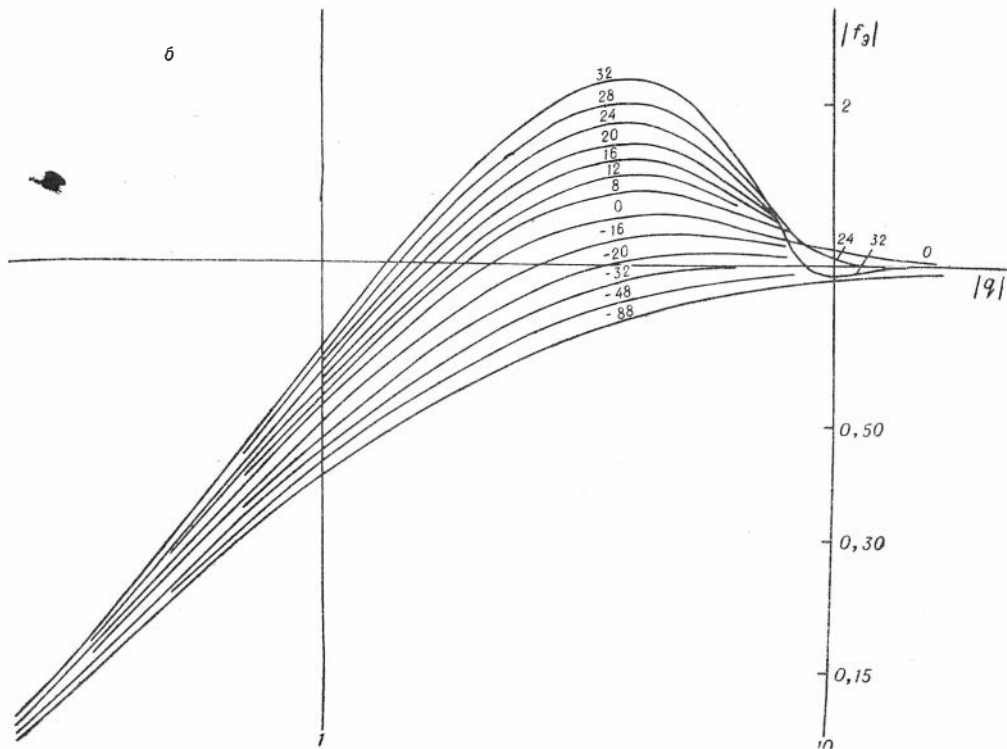
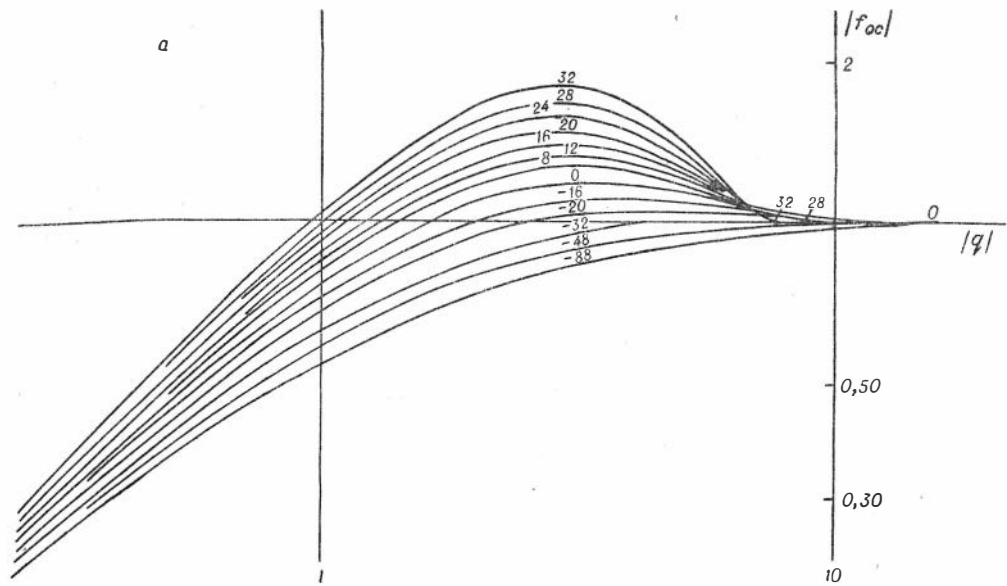


Рис. 2. Номограммы модуля вспомогательной функции для расчета спектральной плотности в дальней зоне (цифры у кривых указывают аргумент  $q$  в градусах):  
*a* — для осевой компоненты электрического поля, *б* — для экваториальной компоненты электрического поля, *в* — для вертикального магнитного поля.



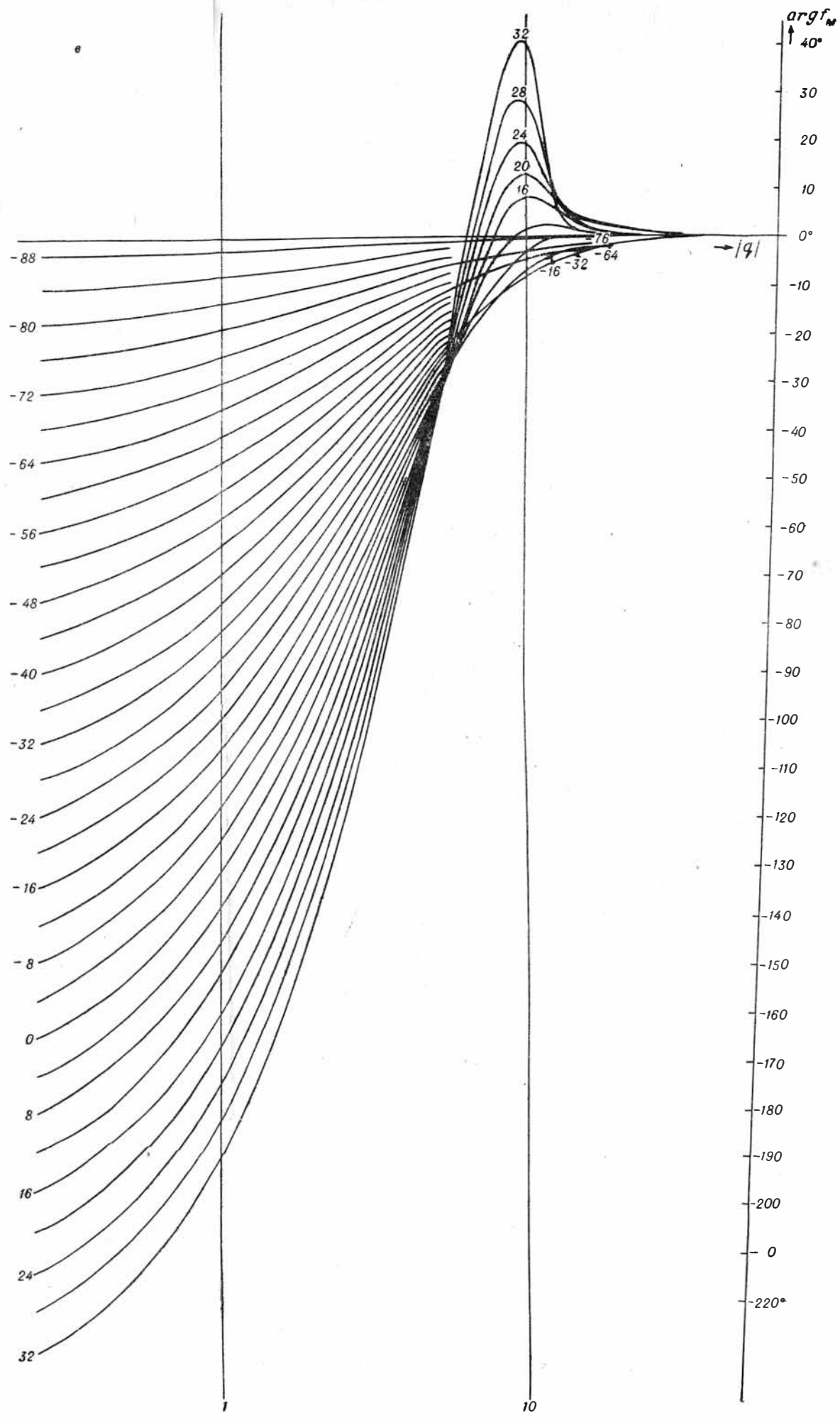
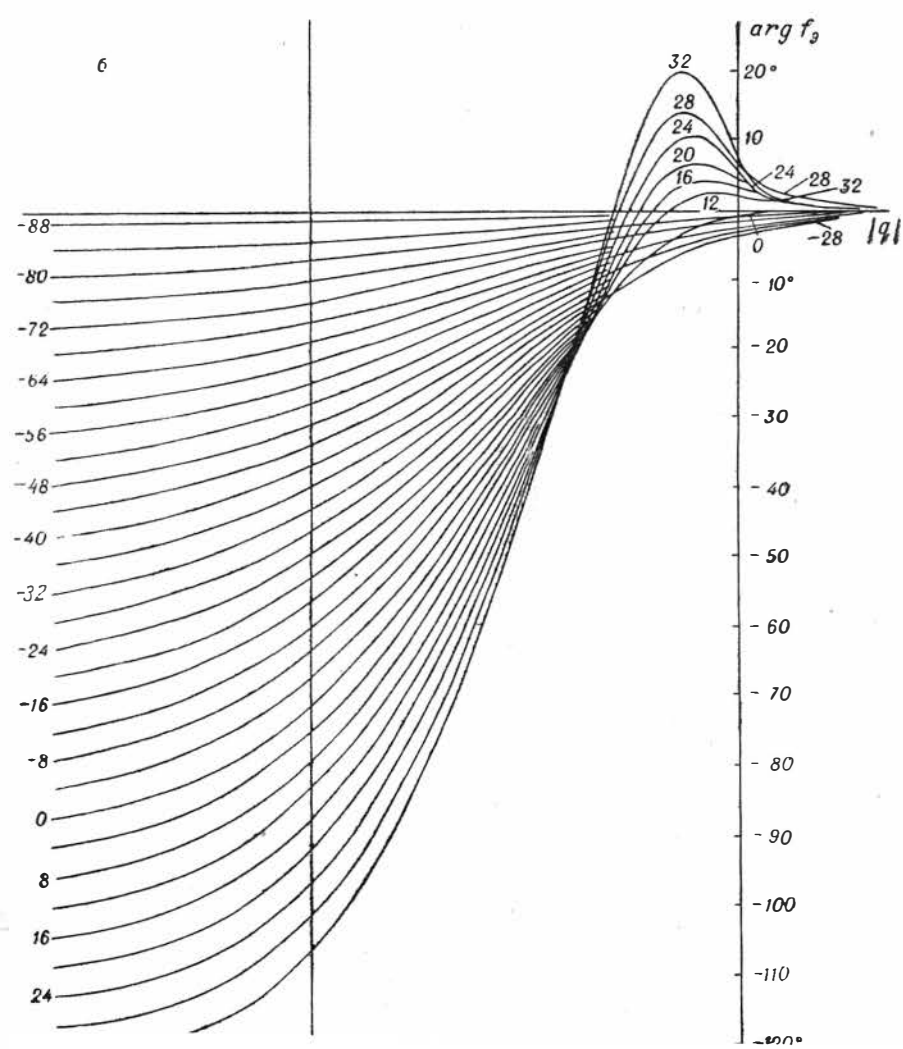
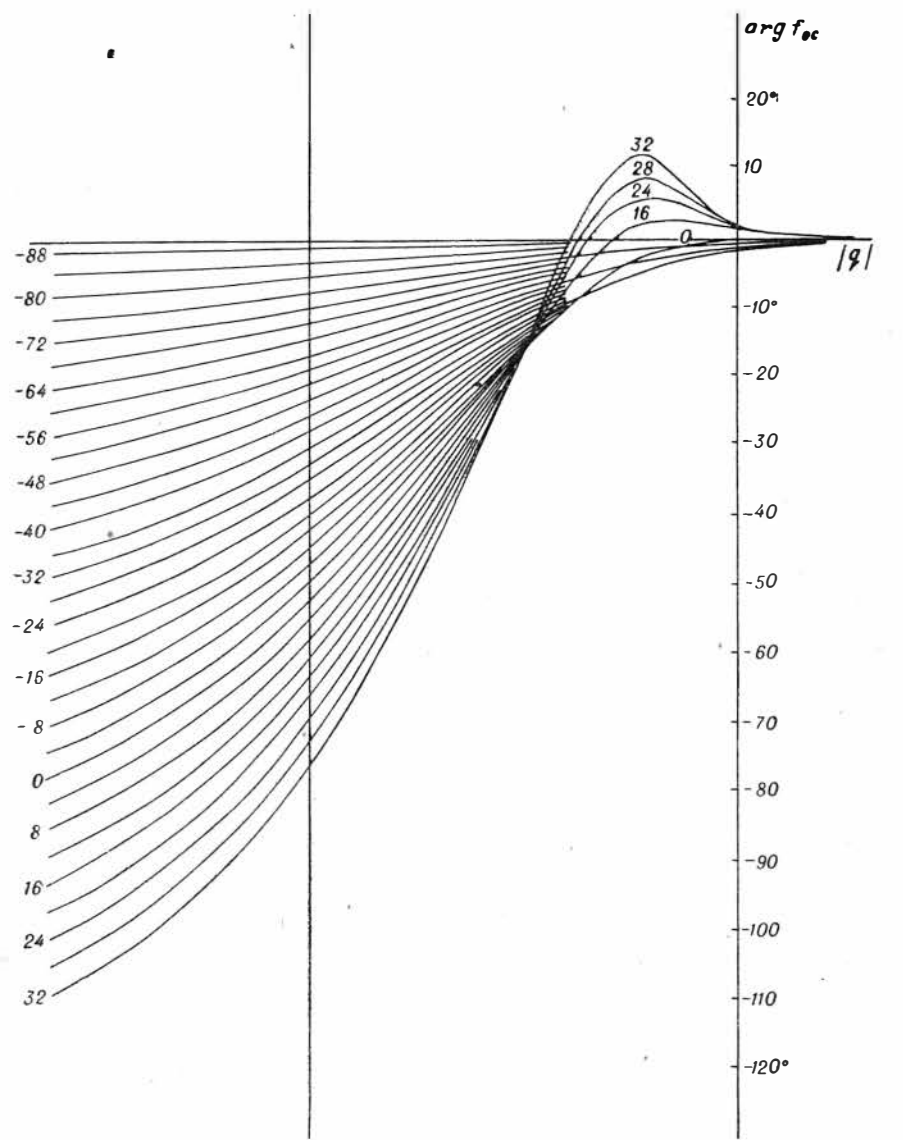


Рис. 3. Номограммы аргумента вспомогательной функции для расчета спектральной плотности в дальней зоне (цифры у кривых указывают аргумент  $q$  в градусах):  
 а — для осевой компоненты электрического поля, б — для экваториальной компоненты электрического поля, в — для вертикального магнитного поля.

Поскольку в дальней зоне имеют место соотношения:

$$\begin{aligned} X &\approx \frac{2m}{m\rho^B(\omega)/\rho_{t1}R^2 + k_{t1}/R}, \\ Z' &\approx \frac{2k_{t1}R}{m + k_{t1}\rho_{t1}R/\rho^B(\omega)} = \frac{2k_{t1} \cdot \rho^B(\omega)/\rho_{t1}R}{m\rho^B(\omega)/\rho_{t1}R^2 + k_{t1}/R}, \end{aligned} \quad (31)$$

то, используя (30), найдем:

$$\begin{aligned} X &\approx \frac{2m}{2m[1 - (2b/3a - c/2a^2)(k_{t1}h_1)^2] + k_{t1}^2 h_1/a \cdot [1 - b/3a \cdot (k_{t1}h_1)^2]}, \\ Z' &\approx \frac{4a/h_1}{2m[1 - (2b/3a - c/2a^2)(k_{t1}h_1)^2] + k_{t1}^2 h_1/a \cdot [1 - b/3a \cdot (k_{t1}h_1)^2]}. \end{aligned} \quad (32)$$

Напомним, что приближенные равенства (32) имеют одинаковый вид независимо от числа слоев геоэлектрического разреза. Параметры слоев входят лишь в коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . Выполняя ряд упрощений при  $m \rightarrow 0$ ,  $|k_{t1}h_1| \rightarrow 0$ , получим:

$$\begin{aligned} X &\approx \frac{2m}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} [1 + b/3a \cdot (k_{t1}h_1)^2] \cdot [1 + (2b/3a - c/a^2) mh_1a], \\ Z' &\approx \frac{4a/h_1}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} [1 + b/3a \cdot (k_{t1}h_1)^2] \cdot [1 + (2b/3a - c/a^2) mh_1a]. \end{aligned} \quad (33)$$

При достаточно низких частотах [87]:

$$\begin{aligned} X &\approx \frac{2m}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} = \frac{2m}{2m - i\omega\mu_0 S}, \\ Z' &\approx \frac{4a/h_1}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} = \frac{4S \cdot \rho_{t1}}{2m - i\omega\mu_0 S}. \end{aligned}$$

Таким образом, при  $\omega \rightarrow 0$  спектральная плотность неустановившегося электромагнитного поля зависит лишь от суммарной продольной проводимости разреза.

Итак, мы рассмотрели спектр становления поля в дальней зоне. Область изменения частоты разделена нами на волновой (относительно высокочастотный) диапазон и низкочастотный, переходящий в пределе в «интервал  $S$ ». Физическая сущность распространения высокочастотных и низкочастотных гармоник принципиально различна. При  $\omega \rightarrow \infty$  электромагнитное поле приобретает черты плоской горизонтально поляризованной волны. Что же касается низкочастотного интервала, то основным параметром геоэлектрического разреза, оказывающим влияние на поле, является суммарная продольная проводимость. Следовательно, в этом интервале пачка проводящих пластов, залегающая на изоляторе, уподобляется плоскости с поверхностной проводимостью  $S$ .

Теперь становится понятно, почему анизотропия горизонтальных напластований не влияет на спектр становления электромагнитного поля в дальней зоне. В волновом интервале это связано с тем, что электрическое поле поляризовано практически горизонтально в вертикально распространяющейся волне. В низкочастотном диапазоне, когда геоэлектрический разрез эквивалентен проводящей плоскости, а токи смещения в воздухе настолько малы, что ими можно пренебречь, электрический вектор может иметь также только горизонтальное направление.

#### § 4. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СПЕКТРОВ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ФОРМУЛАМ

Изучение спектров становления поля в дальней зоне не может полностью удовлетворить запросы практики. Как будет показано в дальнейшем, неустановившееся электромагнитное поле с допустимой погрешностью подчиняется закономерностям дальней зоны при удалении от источника на расстояние, превышающее глубину непроводящего основания более чем в 5—7 раз. Полевые же исследования зачастую проводятся при значительно меньших разносах, в области которых использование асимптотических представлений связано со значительными ошибками. В этом случае приходится прибегать к численному интегрированию.

Используя введенное в предыдущем параграфе понятие спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления, а также интегральные выражения для спектральной плотности неустановившегося электрического и магнитного поля, найдем:

$$\begin{aligned} \rho_m(\omega)/\rho_{t1} &= \frac{k_{t1}^2 r^4}{8} \int_0^\infty m X \cdot J_1(mr) dm, \\ \rho_{oc}(\omega)/\rho_{t1} &= r^3/2 \int_0^\infty \{X [m/r \cdot J_1(mr) - (m^2 + k_{t1}^2) J_0(mr)] + \\ &\quad + Z' [m/r \cdot J_1(mr) - m^2 J_0(mr)]\} dm, \\ \rho_s(\omega)/\rho_{t1} &= r^3/4 \int_0^\infty \{X [-m/r \cdot J_1(mr) - k_{t1}^2 J_0(mr)] - Z' \cdot m/r \cdot J_1(mr)\} dm. \end{aligned}$$

Обычно вычисляют не спектральные плотности, а поправки к спектральным плотностям  $\rho^0(\omega)$ , соответствующим однородному анизотропному полупространству. Эти функции изучались в работах [84, 99], в результате чего были получены следующие выражения:

$$\begin{aligned} \rho_m^0(\omega)/\rho_{t1} &= 1 - e^{-k_{t1}r} (1 + k_{t1}r + 1/3 k_{t1}^2 r^2), \\ \rho_{oc}^0(\omega)/\rho_{t1} &= 1 - e^{-k_{t1}r} + (2\Lambda_1 + k_{t1}r) e^{-k_{t1}r/\Lambda_1}, \\ \rho_s^0(\omega)/\rho_{t1} &= 1 - (1 + 1/2 k_{t1}r) e^{-k_{t1}r} + \Lambda_1/2 \cdot e^{-k_{t1}r/\Lambda_1}. \end{aligned}$$

Что касается поправок  $\Delta\rho(\omega)$ , то они, очевидно, имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta\rho_m(\omega)/\rho_{t1} &= k_{t1}^2 r^4/6 \int_0^\infty m (X - X^0) J_1(mr) dm, \\ \Delta\rho_{oc}(\omega)/\rho_{t1} &= r^3/2 \int_0^\infty \{(X - X^0) [m/r \cdot J_1(mr) - (m^2 + k_{t1}^2) J_0(mr)] + \\ &\quad + (Z' - Z^0') [m/r \cdot J_1(mr) - m^2 J_0(mr)]\} dm, \\ \Delta\rho_s(\omega)/\rho_{t1} &= r^3/4 \int_0^\infty \{(X - X^0) [-m/r \cdot J_1(mr) - k_{t1}^2 J_0(mr)] - \\ &\quad - (Z' - Z^0') m/r J_1(mr)\} dm. \end{aligned}$$

При этом  $X^0$  и  $Z^0'$  для однородного полупространства легко получить из формул (16, 17), положив  $h_1 \rightarrow \infty$ . В этом случае

$$R^* \approx \bar{R}^* \approx 1$$

$$X^0 = \frac{2m}{m+n_1}, \quad Z^{0'} = \frac{2\bar{n}_1\Lambda_1}{m} - \frac{2n_1^2}{m(m+n_1)}.$$

Расчет спектральных плотностей по формулам (34) распадается на два этапа: 1) вычисление разностей  $X-X^0$  и  $Z'-Z^{0'}$  для ряда значений  $m$ ; 2) интегрирование.

Вычисление комплексных функций  $X$  и  $Z'$  при многих значениях  $m$  достаточно трудоемко. Наиболее эффективно оно может быть выполнено с помощью быстродействующих электронно-вычислительных машин (ЭВМ).

Автором совместно с Г. М. Морозовой [16] разработана программа для вычисления  $X$  и  $Z'$ , основные особенности которой заключаются в следующем.

Рекуррентный характер формул для  $R^*$  и  $\bar{R}^*$  позволяет составить программу перехода от  $R_{N-1}^*$  и  $\bar{R}_{N-1}^*$  к  $R_N^*$  и  $\bar{R}_N^*$  и повторять ее несколько раз в зависимости от числа слоев. Первоначально в ячейки, предназначенные для вещественной части вычисляемой функции, засылается единица, а в соответствующие ячейки для мнимой части — нуль. Затем по формулам (21) вычисляются  $\text{Re}R_2^*$ ,  $\text{Im}R_2^*$ ,  $\text{Re}\bar{R}_2^*$ ,  $\text{Im}\bar{R}_2^*$ ; процесс повторяется, в результате чего образуются  $R_3^*$  и  $\bar{R}_3^*$  и так далее.

Процесс вычисления вещественных и мнимых частей  $X-X^0$  и  $Z'-Z^{0'}$ , соответствующих данному геоэлектрическому разрезу, повторяется автоматически для заданной последовательности узлов интегрирования при фиксированной частоте. После этого ЭВМ автоматически переходит к расчету для следующей частоты.

Верхний предел изменения частоты  $\omega_{\text{макс}}$  выбирается так, чтобы спектральная плотность при этой частоте практически (не более чем на 1%) не отличалась от волновой спектральной плотности, т. е. чтобы

$$\rho(\omega_{\text{макс}}) \approx \rho^B(\omega_{\text{макс}}).$$

Нижний предел изменения частоты  $\omega_{\text{мин}}$  выбирается так, чтобы спектральная плотность практически совпадала с постоянной составляющей спектра

$$\rho(\omega_{\text{мин}}) \approx \rho(0).$$

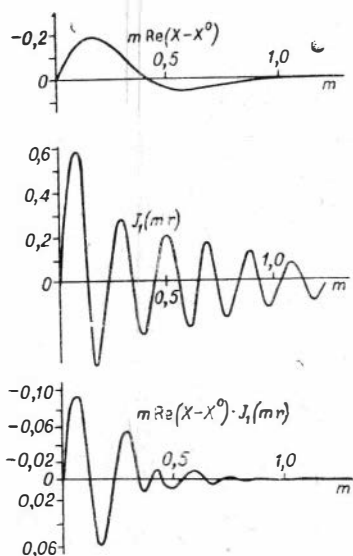
Пределы изменения частоты существенно зависят от разноса. Чем больше разнос, тем ниже  $\omega_{\text{макс}}$  — граница волнового интервала. С уменьшением разноса  $\omega_{\text{макс}}$  смещается в сторону более высоких частот. Однако одновременно повышается и  $\omega_{\text{мин}}$ , т. е. та частота, при которой амплитуда гармонического электромагнитного поля практически не отличается от стационарного поля. Анализ расчетных данных показывает, что для большинства теоретических кривых отношение  $\frac{\omega_{\text{макс}}}{\omega_{\text{мин}}}$  остается примерно постоянным и равным 400.

Итак, весь спектр частот перекрывается так: при  $\omega > \omega_{\text{макс}}$  используются упрощенные формулы волнового интервала, а при  $\omega_{\text{макс}} > \omega > \omega_{\text{мин}}$  расчет ведется по интегральным формулам.

Переходя ко второму этапу вычисления спектральной плотности, отметим, что интегралы (34) сходятся. Это обеспечивается быстрым затуханием разностей  $X-X^0$  и  $Z'-Z^{0'}$  с увеличением  $m$ .

Сходимость интегралов позволяет заменить верхний бесконечный предел некоторым достаточно большим значением переменной интегрирования  $M$ . Ниже будет оценена возникающая при этом погрешность.

Вычисление интегралов осложняется вследствие осциллирующего характера подынтегральных выражений, обусловленного присутствием функций Бесселя, напоминающих медленно затухающие синусоиды. Использование обычных квадратурных формул для интегрирования подобных выражений требует значительного уменьшения шага, что в конечном счете существенно увеличивает время, необходимое для расчета. Вместе с тем обращает на себя внимание то обстоятельство, что коэффициенты при функциях Бесселя являются плавными функциями переменной интегрирования (рис. 4). Учитывая это, рассмотрим более экономичный способ вычисления интегралов вида  $\int f(m) J_0(mr) dm$  и  $\int f(m) J_1(mr) dm$ . Идея способа заключается в том, чтобы интерполировать степенным полиномом не всю подынтегральную



функцию, как это делается в обычных методах интегрирования, а лишь медленно изменяющийся множитель  $f(m)$ .

Рис. 4. Характер подынтегральной функции спектральной плотности магнитного поля.

функцию, как это делается в обычных методах интегрирования, а лишь медленно изменяющийся множитель  $f(m)$ .

Пусть  $m_{-1}$ ,  $m_0$ ,  $m_1$  — три значения независимой переменной, которым соответствуют значения медленно меняющегося коэффициента  $f_{-1}$ ,  $f_0$ ,  $f_1$ . Выберем разность  $m_1 - m_{-1}$  достаточно малой, так чтобы функция  $f(m)$  на интервале между  $m_1$  и  $m_{-1}$  удовлетворительно аппроксимировалась квадратичной параболой

$$f(m) \approx c_0 + c_1 m + c_2 m^2.$$

Используя формулы интерполяции по Лагранжу, найдем:

$$c_0 = \frac{m_0 \cdot m_1}{(m_{-1} - m_0)(m_{-1} - m_1)} f_{-1} + \frac{m_{-1} \cdot m_1}{(m_0 - m_{-1})(m_0 - m_1)} f_0 + \frac{m_{-1} \cdot m_0}{(m_1 - m_{-1})(m_1 - m_0)} f_1,$$

$$c_1 = \frac{-m_0 - m_1}{(m_{-1} - m_0)(m_{-1} - m_1)} f_{-1} + \frac{-m_{-1} - m_1}{(m_0 - m_{-1})(m_0 - m_1)} f_0 + \frac{-m_{-1} - m_0}{(m_1 - m_{-1})(m_1 - m_0)} f_1,$$

$$c_2 = \frac{1}{(m_{-1} - m_0)(m_{-1} - m_1)} f_{-1} + \frac{1}{(m_0 - m_{-1})(m_0 - m_1)} f_0 + \frac{1}{(m_1 - m_{-1})(m_1 - m_0)} f_1.$$

Подставляя интерполяционный полином в интегральную формулу, получим

$$\begin{aligned} \int_{m_{-1}}^{m_1} f(m) J_0(mr) dm &\approx c_0 \int_{m_{-1}}^{m_1} J_0(mr) dm + c_1 \int_{m_{-1}}^{m_1} m J_0(mr) dm + \\ &+ c_2 \int_{m_{-1}}^{m_1} m^2 J_0(mr) dm = c_0/r \int_{u_{-1}}^{u_1} J_0(u) du + c_1/r^2 \int_{u_{-1}}^{u_1} u J_0(u) du + \\ &+ c_2/r^3 \int_{u_{-1}}^{u_1} u^2 J_0(u) du, \end{aligned}$$

где  $u = mr$ .

Аналогично

$$\int_{m_{-1}}^{m_1} f(m) J_1(mr) dm \approx c_0/r \int_{u_{-1}}^{u_1} J_1(u) du + c_1/r^2 \int_{u_{-1}}^{u_1} u J_1(u) du + c_2/r^3 \int_{u_{-1}}^{u_1} u^2 J_1(u) du.$$

Вспомогательные интегралы вида  $\int u^n J_0(u) du$  и  $\int u^n J_1(u) du$  выражаются через  $J_0(u)$ ,  $J_1(u)$  и интегральную функцию Бесселя первого рода первого порядка  $J_{i1}(u) = \int_u^\infty J_1(x)/x dx$ :

$$\begin{aligned} \int J_0(u) du &= J_1(u) - J_{i1}(u), \\ \int u J_0(u) du &= u J_1(u), \\ \int u^2 J_0(u) du &= u J_0(u) + (u^2 - 1) J_1(u) + J_{i1}(u), \\ \int J_1(u) du &= -J_0(u), \\ \int u J_1(u) du &= -u J_0(u) + J_1(u) - J_{i1}(u), \\ \int u^2 J_1(u) du &= -u^2 J_0(u) + 2u J_1(u). \end{aligned}$$

Вспомогательные интегралы, используемые при расчете спектральных плотностей, вычисляются по специальной стандартной подпрограмме и записываются во внешнюю память ЭВМ, причем для интегральной функции Бесселя используются либо таблицы, либо полученное с помощью таблиц, аппроксимирующее выражение.

По мере надобности вспомогательные интегралы считываются в одни и те же ячейки оперативной памяти и используются в программе.

Узлы интегрирования удобно выбрать в геометрической прогрессии. Поскольку величина разноса в электромагнитных зондированиях обычно изменяется также в геометрической прогрессии, то при условии кратности знаменателей обеих прогрессий число произведений  $mr = u$  для любых  $m$  и  $r$ , используемых при расчете, значительно сокращается.

Следует отметить, что время, необходимое для выполнения интегрирования на ЭВМ, составляет всего 5—10% от общего времени расчета спектральной плотности.

Основная погрешность при вычислении спектральных плотностей возникает в результате отбрасывания остатка интеграла, а также в результате погрешностей интерполирования. Для оценки остатка интеграла

$\epsilon_1 = \int_M^\infty f(m) J_1(mr) dm$  воспользуемся приемом, предложенным В. И. Дмитриевым. Учитывая, что  $J_1(mr) dm = -1/r dJ_0(mr)$ , а функция  $f(m)$  при достаточно больших аргументах монотонно уменьшается до нуля (см. рис. 4), получим после интегрирования по частям

$$\begin{aligned} |\epsilon_1| &\leq 1/r |J_0(Mr) \cdot f(M)| + 1/r \left| \int_M^\infty J_0(mr) df(m) \right| \leq \\ &\leq 2/r \sqrt{2/\pi Mr} \cdot |f(M)|. \end{aligned}$$

Для оценки  $\epsilon_0 = \int_M^\infty f(m) J_0(mr) dm$  представим  $J_0(mr) dm$  в виде дифференциала

$$J_0(mr) dm = 1/r d[J_1(mr) - J_{i1}(mr)],$$

откуда

$$|\varepsilon_0| \leq 1/r \left| [J_1(Mr) - J_{i1}(Mr)] \cdot f(M) \right| + 1/r \left| \int_M^\infty [J_1(mr) - J_{i1}(mr)] df(m) \right| \leq \\ \leq 2/r \cdot \sqrt{2/\pi Mr} \cdot |f(M)|.$$

Значит, абсолютная погрешность вещественной и мнимой частей интеграла, возникающая вследствие отбрасывания его остатка при  $m > M$ , падает с уменьшением  $|\operatorname{Re} f(M)|$  и  $|\operatorname{Im} f(M)|$ , а также с увеличением  $M$ . Относительная погрешность возрастает при увеличении разности и частоты гармоник. Это связано с резким убыванием спектральной плотности в зависимости от  $r$  и  $k$ . Например, относительная спектральная плотность неустановившегося вертикального магнитного поля при больших разностях и высоких частотах определяется формулой

$$|B_z: I\mu_0/4\pi| \approx |3(R^2 + \Pi)/k_{i1}^2 r^4| \approx |3/k_{i1}^2 r^4| = 3\lambda_1^2/8\pi^2 r^4.$$

При расчетах спектральной плотности обычно выбирают  $\frac{\lambda_1}{h_1} \geq 1$ , поскольку при  $\frac{\lambda_1}{h_1} < 1$  электромагнитное поле практически полностью затухает в первом пласте и не отличается от поля над однородным полупространством, в результате чего  $X - X^0 \approx 0$ ,  $Z' - Z'^0 \approx 0$ .

Разнос мы ограничим значением  $r/h_1 \approx 40 \div 50$ , имея в виду, что для большинства типичных геоэлектрических разрезов электромагнитное поле при больших разностях подчиняется закономерностям дальней зоны. Используя принятые значения  $\lambda_{\min}$  и  $r_{\max}$ , нетрудно найти, что минимальные значения модуля спектральной плотности магнитного поля имеют порядок  $10^{-4}$ .

Верхний предел интегрирования был принят равным  $M = 16$ . Вещественная и мнимая части  $X - X^0$  и  $Z' - Z'^0$  при  $M = 16$  автоматически выдавались для различных геоэлектрических разрезов. Они изменяются в пределах  $10^{-9} - 10^{-12}$ . Следовательно, при  $r/h_1 \leq 40 \div 50$   $|\varepsilon| \leq 10^{-11}$ , а относительная погрешность отбрасывания остатка интеграла не превышает  $10^{-7}$ . Аналогично обстоит дело и с погрешностью спектральной плотности неустановившегося электрического поля.

Что касается погрешности интерполяции, то ее трудно оценить аналитическим способом. Одним из приемов, позволяющим составить представление о величине погрешности интерполяции, является расчет спектральных плотностей с уменьшенным шагом интегрирования.

Таблица 1

Сопоставление спектральной плотности становления поля со значениями, соответствующими волновому частотному интервалу для трехслойного разреза с  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 1/2$ ,  $h_2/h_1 = 1$ ,  $\rho_{t3}/\rho_{t1} = \infty$

$\lambda_1/h_1$	$Q^B(\omega)$		$Q(\omega)$ при $r/h_1 = 1$		$Q(\omega)$ при $r/h_1 = 16$	
	модуль	аргумент, град	модуль	аргумент, град	модуль	аргумент, град
<i>Экваториальная компонента электрического поля</i>						
4,0	1,031	0,18	1,031	0,19	1,031	0,20
4,76	1,055	-1,28	1,056	-1,28	1,056	-1,28
<i>Вертикальное магнитное поле</i>						
4,0	1,031	0,18	1,029	0,36	1,032	0,25
4,76	1,055	-1,28	1,057	-1,17	1,057	-1,25

Помимо прямых способов оценки погрешности численных расчетов, можно использовать и ряд косвенных. К ним относятся:

1. Сравнение спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления при высоких частотах с соответствующей волновой функцией (табл. 1, 2).

Таблица 2

Сопоставление результатов численного интегрирования спектральной плотности становления поля с асимптотическими значениями, соответствующими волновому частотному интервалу для трехслойного разреза с  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 1/2$ ,  $h_2/h_1 = 2$ ,  $\rho_{t3}/\rho_{t1} = \infty$

$\lambda_1/h_1$	$Q^B(\omega)$		$Q(\omega)$ при $r/h_1 = 26,9$		$Q(\omega)$ при $r/h_1 = 22,6$	
	модуль	аргумент, град	модуль	аргумент, град	модуль	аргумент, град

*Экваториальная компонента электрического поля*

8,0	1,016	-8,39	1,016	-8,45	1,017	-8,46
9,51	0,971	-12,4	0,971	-12,5	0,972	-12,5

*Вертикальное магнитное поле*

8,0	1,016	-8,39	1,020	-8,23	1,019	-8,49
9,51	0,971	-12,4	0,974	-12,5	0,973	-12,7

2. Сравнение спектральной плотности в пределах волнового интервала для различных разностей (табл. 3) и различных компонент поля (4).

3. Сравнение спектральной плотности для низких частот со значением, соответствующим постоянному току.

Например, для трехслойного разреза с  $\frac{\rho_{t2}}{\rho_{t1}} = \frac{1}{4}$ ,  $\frac{h_2}{h_1} = 8$ ,  $\frac{\rho_{t3}}{\rho_{t1}} = 4$ ,  $r/h_1 = 45,2$  при  $\lambda_1/h_1 = 1220$  и  $\lambda_1/h_1 = 1450$

Таблица 3

Сопоставление спектральной плотности становления экваториальной компоненты электрического поля, соответствующей волновому частотному интервалу для четырех разностей  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 1/2$ ,  $h_2/h_1 = 2$ ,  $\rho_{t3}/\rho_{t1} = \infty$

Экваториальная компонента электрического поля			Вертикальное магнитное поле		
$r/h_1$	модуль	аргумент, град	$r/h_1$	модуль	аргумент, град
$\lambda_1/h_1 = 8,0$			$\lambda_1/h_1 = 4,0$		
26,9	1,016	-8,45	19,0	1,029	0,36
22,6	1,017	-8,46	16,0	1,032	0,25
19,0	1,017	-8,48	13,4	1,032	0,24
16,0	1,018	-8,52	11,3	1,032	0,25
$\lambda_1/h_1 = 9,51$			$\lambda_1/h_1 = 4,76$		
26,9	0,971	-12,5	19,0	1,057	-1,17
22,6	0,972	-12,5	16,0	1,057	-1,25
19,0	0,972	-12,6	13,4	1,058	-1,26
16,0	0,972	-12,7	11,3	1,059	-1,25



Сопоставление спектральной плотности становления экваториальной компоненты электрического поля, соответствующей волновому частотному интервалу для двух разносов

$r/h_1$	Для $E_x$		Для $B_z$	
	модуль	аргумент, град	модуль	аргумент, град
$\lambda_1/h_1 = 4,76$ ( $\rho_{12}/\rho_{11} = 1/2$ , $h_2/h_1 = 1$ , $\rho_{13}/\rho_{11} = \infty$ )				
11,3	1,057	-1,27	1,059	-1,25
13,4	1,056	-1,27	1,058	-1,26
$\lambda_1/h_1 = 8,0$ ( $\rho_{12}/\rho_{11} = 1/2$ , $h_2/h_1 = 2$ , $\rho_{13}/\rho_{11} = \infty$ )				
16	1,018	-8,72	1,021	-8,52
19	1,017	-8,61	1,019	-8,48

численным интегрированием были получены значения  $\frac{|\rho(\omega)|}{\rho_{11}} = 0,01788$  и  $\frac{|\rho(\omega)|}{\rho_{11}} = 0,01271$ . Соответствующие точные значения для стационарного поля равны 0,01795 и 0,01280.

#### 4. Сравнение с результатами других авторов.

Все четыре способа использовались в процессе счета и позволяли обнаруживать ошибки.

Результаты расчетов спектральной плотности  $\rho(\omega)$  могут представить самостоятельный интерес, поскольку эта функция совпадает с кажущимся удельным сопротивлением в методе частотного зондирования. Аналогично функция  $R^3$  совпадает с кажущимся удельным сопротивлением в методе магнитно-теллурического зондирования.

### § 5. О ВЕЛИЧИНАХ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

После того как определены спектральные плотности, вычисляется неустановившееся электромагнитное поле по формулам § 1. Компоненты неустановившегося поля рассматриваются при этом в зависимости от времени, прошедшего с момента включения постоянного тока.

Однако в методе становления поля, как и во всех других модификациях электромагнитного зондирования, целесообразно изучать не компоненты поля, а кажущееся удельное сопротивление. Именно так поступили А. Н. Тихонов и О. А. Скугаревская, изображая в виде палеток первые результаты расчетов становления поля.

Изменение кажущегося удельного сопротивления от квадратичного удельного сопротивления верхнего пласта (при малых разносах) до квадратичного удельного сопротивления самого глубокого пласта (при максимальных разносах) представляет сущность электрического зондирования постоянным током. Иначе говоря, в качестве кажущегося удельного сопротивления выбрана функция  $\rho_k$ , стремящаяся к  $\rho_{m1}$  при  $r \rightarrow 0$ .

В методе становления поля основным параметром, контролирующим глубину проникновения электромагнитного поля, является время, прошедшее от момента включения тока. Поэтому в качестве кажущегося удельного сопротивления в методе становления поля выберем функцию  $\rho_\tau$ , которая удовлетворяет условию

$$\lim_{t \rightarrow 0} \rho_\tau = \rho_{11}.$$

Для определения кажущегося удельного сопротивления рассмотрим поведение неустановившегося электрического и магнитного поля при  $t \rightarrow 0$ , которое зависит от характера спектральной плотности при  $\omega \rightarrow \infty$ . Как показано в § 3, при  $\omega \rightarrow \infty$

$$E_{oc}(\omega) \approx \frac{I\rho_{t1}}{2\pi r^3}, \quad E_3(\omega) \approx -\frac{I\rho_{t1}}{\pi r^3}, \quad B_z(\omega) \approx \frac{3I \sin \theta \rho_{t1}}{-i\omega \cdot 2\pi r^4}.$$

Переходя к становлению поля при  $t \rightarrow 0$ , найдем

$$e_{oc} = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ \frac{I\rho_{t1}}{2\pi r^3} & \text{при } t > 0, \end{cases} \quad e_3 = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ -\frac{I\rho_{t1}}{\pi r^3} & \text{при } t > 0. \end{cases}$$

Таким образом, прямоугольная ступень питающего тока возбуждает в точке наблюдения в первые моменты после включения также прямоугольную ступень напряженности электрического поля.

Учитывая, что деление спектральной плотности на  $-i\omega$  равносильно интегрированию неустановившейся напряженности поля, найдем для  $b_z(t)$

$$b_z(t) = \frac{3I\rho_{t1} \sin \theta}{2\pi r^4} \int_0^t dt = \frac{3I\rho_{t1} \sin \theta}{2\pi r^4} \cdot t.$$

С помощью формулы находим

$$b_z(t) = 0$$

при  $t=0$ , т. е. поставленное выше условие не может быть выполнено, если кажущееся удельное сопротивление  $\rho_\tau$  выбрать пропорциональным неустановившемуся магнитному полю. Рассмотрим скорость изменения магнитного поля  $\frac{\partial b_z(t)}{\partial t}$  при  $t \rightarrow 0$ :

$$\frac{\partial b_z(t)}{\partial t} = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ \frac{3I\rho_{t1} \sin \theta}{2\pi r^4} & \text{при } t > 0. \end{cases}$$

Следовательно, в качестве кажущегося удельного сопротивления целесообразно выбрать функцию, пропорциональную скорости изменения магнитного поля

$$\rho_\tau = \frac{2\pi r^4}{3I \sin \theta} \cdot \frac{\partial b_z(t)}{\partial t}.$$

Если исследуется неустановившееся электрическое поле, то

$$\rho_\tau = \frac{2\pi r^3}{I} e_{oc} = -\frac{\pi r^3}{I} e_3.$$

Из определения кажущегося удельного сопротивления следует, что оно стремится к продольному удельному сопротивлению верхнего пласта при  $t \rightarrow 0$ . От приведенных формул нетрудно перейти к формулам, содержащим величины, которые практически измеряются в процессе полевых работ. Если длина питающей линии равна  $AB$ , а сила тока  $J$ , то  $I = J \cdot AB$ . Напряженность электрического поля  $E_x$  создает на концах измерительной линии  $MN$  напряжение  $\Delta V = E_x \cdot MN$ . Скорость изменения магнитной индукции  $\frac{\partial b_z}{\partial t}$  возбуждает в горизонтальном незаземленном контуре площадью  $q$  с числом витков  $N$  электродвижущую силу  $\epsilon = qN \frac{\partial b_z}{\partial t}$ .

С учётом практических величин получим:

$$\rho_{\tau} = \frac{2\pi r^4}{3AB \cdot q \cdot N \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\varepsilon(t)}{J}, \quad \rho_{\tau} = \frac{2\pi r^3}{AB \cdot MN} \cdot \frac{\Delta V(t)}{J} \text{ при } \theta = 0,$$

$$\rho_{\tau} = \frac{\pi r^3}{AB \cdot MN} \cdot \frac{\Delta V(t)}{J} \text{ при } \theta = 90^{\circ}.$$

Эти формулы вполне аналогичны хорошо известной формуле для кажущегося удельного сопротивления  $\rho_k = k \cdot \Delta V / J$ , если под коэффициентом установки понимать дроби:

$$\frac{2\pi r^4}{3AB \cdot q \cdot N \cdot \sin \theta}, \quad \frac{2\pi r^3}{AB \cdot MN} \text{ и } \frac{\pi r^3}{AB \cdot MN}.$$

Сравнивая выражения для приведенного кажущегося удельного сопротивления в неустановившемся режиме и для спектральной плотности, легко убедиться, что они связаны соотношением

$$\rho_{\tau} = 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega.$$

Значит, можно определить кажущееся удельное сопротивление  $\rho_{\tau}$  как трансформацию Фурье спектральной плотности  $\rho(\omega) / -i\omega$ .

Обычно кажущееся удельное сопротивление изучают как функцию действующего расстояния. Под действующим расстоянием в теории электрических зондирований принято понимать линейный параметр, возрастание которого приводит к увеличению глубины исследования.

Выше уже указывалось, что глубина проникновения неустановившегося электрического поля возрастает с ростом времени, прошедшего от момента включения тока в питающую линию. Однако помимо текущего времени глубина проникновения зависит от величины удельного сопротивления среды. Чем меньше удельное сопротивление, тем больше затухание и соответственно меньше глубина проникновения и действующее расстояние. С точностью до постоянного множителя вид действующего расстояния легко определить из уравнения теплопроводности для магнитного поля

$$\frac{\partial^2 b_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 b_z}{\partial z^2} = \frac{\mu_0}{\rho_t} \cdot \frac{\partial b_z}{\partial t} = \frac{\partial b_z}{\partial (t \rho_t / \mu_0)}.$$

Анализируя размерность левой и правой частей уравнения теплопроводности, заключаем, что выражение  $\sqrt{t \rho_t / \mu_0}$  имеет размерность длины. Это выражение (с точностью до множителя  $\alpha$ ) берем в качестве действующего расстояния  $\tau$  в методе становления электромагнитного поля:

$$\tau = \alpha \cdot \sqrt{t \rho_t / \mu_0}.$$

Поскольку в формулу действующего расстояния входит удельное сопротивление, то необходимо определить, к какому пласту оно относится. Обычно под  $\rho_t$  понимают продольное удельное сопротивление верхнего пласта

$$\tau_1 = \alpha / 2 \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{10^7 t \rho_{t1}}.$$

Уточнение коэффициента  $\alpha$  достаточно произвольно, и его можно осуществить исходя из различных соображений. Одно из таких соображений — требование максимальной однотипности практических приемов

интерпретации электромагнитных зондирований. Определение суммарной продольной проводимости  $S$  пачки пластов, залегающих на непроводящем основании, — едва ли не важнейший элемент обработки полевого материала. Поэтому выберем коэффициент  $\alpha$  таким, чтобы величина  $S$  определялась по кривым становления электромагнитного поля и амплитудным кривым частотного зондирования с помощью одних и тех же формул.

Как известно [14], длиннопериодная асимптота волновых кривых частотного зондирования описывается формулой

$$\rho_{\omega} = \frac{i}{\rho_{t1}} (\lambda_1/2\pi S)^2,$$

где  $\lambda_1$  — длина волны в верхнем пласте, связанная с периодом колебаний и продольным удельным сопротивлением соотношением  $\lambda_1 = \sqrt{10^7 T \rho_{t1}}$ . С помощью преобразования Фурье перейдем от  $\rho(\omega)$  при  $\omega \rightarrow 0$  к  $\rho_{\tau}$  при  $t \rightarrow \infty$ :

$$\begin{aligned} \rho_{\tau} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{10^7}{2\pi S^2 (-i\omega)} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \\ &= \frac{10^7}{2\pi S^2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} 1/-i\omega \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \frac{10^7}{2\pi S^2} \int_0^t \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega \cdot dt = \frac{10^7 \cdot t}{2\pi S^2} = \frac{1}{\rho_{t1}} \cdot \frac{2\tau_1^2}{(\alpha S)^2}. \end{aligned}$$

Положив  $\alpha = 2\pi\sqrt{2}$ , приведем последнюю формулу к виду  $\rho_{\tau} = \frac{1}{\rho_{t1}} (\tau_1/2\pi S)^2$ . Таким образом, если определить действующее расстояние в методе становления поля формулой

$$\tau_1 = 2\pi \sqrt{2} \sqrt{10^7 t \rho_{t1}/4\pi} = \sqrt{10^7 2\pi t \rho_{t1}},$$

то оно становится аналогом длины волны, т. е. действующего расстояния в методе частотного зондирования.

## § 6. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ

Комплексной формой преобразования Фурье, связывающего кажущееся удельное сопротивление в неустановившемся режиме с его спектральной плотностью, удобно пользоваться при теоретическом анализе.

Учитывая, что  $e^{-i\omega t} = \cos \omega t - i \sin \omega t$  и  $\rho(\omega) = \text{Re } \rho(\omega) + i \text{Im } \rho(\omega)$ , найдем, следуя работе [65],

$$\begin{aligned} \rho_{\tau} &= 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \text{Re } \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \text{Im } \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega + \\ &+ i/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \text{Im } \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} + \text{Re } \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega. \end{aligned}$$

В силу нечетности суммы во втором интеграле он обращается в нуль

$$\rho_{\tau} = 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \text{Re } \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \text{Im } \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega.$$

Поскольку импульс тока включен в момент времени  $t=0$ , то при  $t < 0$   $\rho_\tau = 0$ , откуда

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ -\operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} - \operatorname{Im} \rho(\omega) \frac{\cos \omega t}{\omega} \right] d\omega = 0$$

и

$$\rho_\tau = 1/\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Используя свойство четности функции  $\operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega}$ , найдем окончательную формулу, удобную для расчетов:

$$\rho_\tau = 2/\pi \int_0^{\infty} \operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Вычисление кажущегося удельного сопротивления  $\rho_\tau$  осложняется осциллирующим характером подынтегрального выражения. Наличие множителя  $\sin \omega t$  приводит к тому, что подынтегральная функция изменяет знак через  $\Delta\omega = \pi/t$ . Вместе с тем следует отметить, что коэффициент при синусе, т. е. вещественная часть спектральной плотности, — значительно более плавная функция (рис. 5). Значит, мы сталкиваемся здесь с теми же вычислительными трудностями, что и при расчете спектральных плотностей. Разница заключается лишь в том, что роль функций Бесселя здесь играет затухающая синусоида.

Современные способы вычисления интеграла Фурье рассмотрены Филоном, М. В. Николаевой и В. В. Солодниковым [52, 65]. Основное в этих способах — аппроксимация интерполяционным полиномом не всей подынтегральной функции, а лишь медленно изменяющегося коэффициента  $\operatorname{Re} \rho(\omega)$ . Если эту

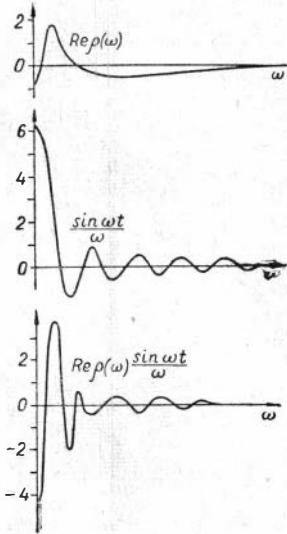


Рис. 5. Характер подынтегральной функции неустановившегося магнитного поля при  $t = 2\pi$ .

функцию на интервале, содержащем три значения независимой переменной ( $\omega_{-1}$ ,  $\omega_0$ ,  $\omega_1$ ), приближенно заменить квадратичной параболой

$$\operatorname{Re} \rho(\omega) \approx d_0 + d_1\omega + d_2\omega^2,$$

то величина интеграла на данном интервале выразится так:

$$\begin{aligned} \int_{\omega_{-1}}^{\omega_1} \operatorname{Re} \rho(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega &\approx d_0 \int_{\omega_{-1}}^{\omega_1} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + d_1 \int_{\omega_{-1}}^{\omega_1} \sin \omega t d\omega + d_2 \int_{\omega_{-1}}^{\omega_1} \omega \sin \omega t d\omega = \\ &= d_0 \int_{u_{-1}}^{u_1} \frac{\sin u}{u} du + d_1/t \int_{u_{-1}}^{u_1} \sin u du + d_2/t^2 \int_{u_{-1}}^{u_1} u \sin u du, \end{aligned}$$

где  $u = \omega t$ .

Как известно,

$$\int_{u_{-1}}^{u_1} \frac{\sin u}{u} du = \text{Si}(u_1) - \text{Si}(u_{-1}),$$

где  $\text{Si}(u)$  — интегральный синус,

$$\int_{u_{-1}}^{u_1} \sin u du = -\cos u_1 + \cos u_{-1},$$

$$\int_{u_{-1}}^{u_1} u \sin u du = \sin u_1 - \sin u_{-1} - u_1 \cos u_1 + u_{-1} \cos u_{-1}.$$

Итак, выполнение численного преобразования Фурье сводится к вычислению интерполяционных коэффициентов по значениям вещественной части спектральной плотности и к умножению их на соответствующие вспомогательные интегралы. Последние либо вводятся в ЭВМ в виде таблиц, либо вычисляются по известным стандартным программам.

Для того чтобы ускорить сходимость интеграла, целесообразно использовать не  $\text{Re } \rho(\omega)$ , а разность  $\text{Re } \frac{\rho(\omega)}{\rho_{t1}} - 1$

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} = 2/\pi \int_0^{\infty} \left[ \text{Re } \frac{\rho(\omega)}{\rho_{t1}} - 1 \right] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega + 2/\pi \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Используя известное равенство

$$2/\pi \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega = 1,$$

получим

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} = 1 + 2/\pi \int_0^{\infty} [\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{t1} - 1] \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Исследуем поведение разности  $\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{t1} - 1$  при высоких частотах. Задача облегчается тем, что  $\rho(\omega) \approx \rho^B(\omega)$  при  $\omega \rightarrow \infty$ . Учитывая, что в области высоких частот спектральная плотность практически не отражает параметров глубоких пластов геоэлектрического разреза, положим

$$\rho^B(\omega)/\rho_{t1} \approx \text{cth}^2(k_{t1}h_1 + \text{arcth} \sqrt{\rho_{t2}/\rho_{t1}}).$$

Переходя к показательным функциям, найдем при  $\omega \rightarrow \infty$

$$\rho^B(\omega)/\rho_{t1} \approx 1 + 4 \frac{\sqrt{\rho_{t2}} - \sqrt{\rho_{t1}}}{\sqrt{\rho_{t2}} + \sqrt{\rho_{t1}}} \cdot e^{-2k_{t1}h_1}.$$

Следовательно, разность  $\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{t1} - 1$  экспоненциально убывает с уменьшением длины волны, т. е. с повышением частоты. Это обеспечивает сходимость интегрального выражения для  $\rho_{\tau}$  и позволяет при практических расчетах заменить верхний бесконечный предел некоторым достаточно большим значением  $\omega_n$ , при котором  $\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{t1} \approx 1$ .

В ряде случаев плавный характер спектральных плотностей позволяет ограничиться не квадратичной, а линейной интерполяцией ее вещественной части. Это может оказаться удобным, если вычисления производятся вручную, например в экспедиционных условиях.

Для вывода рабочей формулы выберем между  $\omega = 0$  и  $\omega = \omega_n$   $n$  значений  $\omega$ , а соответствующие разности  $\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{11} - 1$  обозначим  $\text{Re}_1, \text{Re}_2, \dots, \text{Re}_n$ . При этом  $\text{Re}_n = 0$ ,  $\text{Re}_{n-1} = \Delta_{n-1}$ ,  $\text{Re}_{n-2} = \Delta_{n-2} + \Delta_{n-1}$ ,  $\dots$ ,  $\text{Re}_2 = \Delta_2 + \Delta_3 + \dots + \Delta_{n-1}$ ,  $\text{Re}_1 = \Delta_1 + \dots + \Delta_{n-1}$ , где  $\Delta_p = \text{Re}_p - \text{Re}_{p+1}$ , а  $\Delta_n = 0$ .

Аппроксимируем  $\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{11}$  на каждом интервале между  $\omega_p$  и  $\omega_{p+1}$  линейным двучленом

$$\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{11} \approx \text{Re}_p + \Delta_p \cdot \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}} = \sum_{k=p}^{n-1} \Delta_k + \Delta_p \cdot \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}}.$$

Суммируя интегралы по всем интервалам, получим

$$\rho_\tau/\rho_{11} \approx 1 + \sum_{p=1}^n \int_{\omega_p}^{\omega_{p+1}} \left( \sum_{k=p}^{n-1} \Delta_k + \Delta_p \frac{\omega - \omega_{p+1}}{\omega_p - \omega_{p+1}} \right) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

При вычислении  $\rho_\tau$  удобно использовать неравномерный шаг интегрирования с таким расчетом, чтобы шаг возрастал с увеличением  $\omega$  и с уменьшением разностей  $\text{Re}_p$ . Для обеспечения неравномерного шага выберем значения  $\omega$  в геометрической прогрессии со знаменателем  $q$ . Опыт показал, что удовлетворительная для практики точность 1—3%/0 достигается при  $q = \sqrt{2}$ . Вычисляя  $\rho_\tau/\rho_{11}$  при этом условии, найдем

$$\rho_\tau/\rho_{11} = 1 + \sum_{p=1}^n \Delta_p \cdot \beta(\omega_p t),$$

где

$$\beta(\omega_p t) = \frac{2}{\pi \omega_p t (\sqrt{2}-1)} [\omega_p t \cdot \text{Si}(\omega_p t) - \sqrt{2} \omega_p t \cdot \text{Si}(\sqrt{2} \omega_p t) - \cos \omega_p t + \cos \sqrt{2} \omega_p t].$$

Исходными данными для расчета служат значения  $\text{Re } \rho(\omega)/\rho_{11}$ , которые вычисляются по программе, описанной в § 4 настоящей работы. При относительно низких частотах спектральные функции вычисляются с помощью интегральных выражений. С повышением частоты результаты этих вычислений приближаются к вещественным составляющим волновых спектральных функций. При некоторой частоте  $\omega_{\text{макс}}$  с точностью до нескольких процентов выполняется равенство  $\text{Re } \rho(\omega) \approx \text{Re } \rho^b(\omega)$ . Следовательно, при  $\omega > \omega_{\text{макс}}$  (или при  $\lambda < \lambda_{\text{мин}}$ ) нет необходимости в расчете спектральных функций, исходя из интегральных формул. Значит, вся совокупность значений  $\text{Re } \rho(\omega)$ , которые используются при трансформации Фурье, складывается из волновых вещественных компонент и вещественных компонент, полученных численным интегрированием. Наименьшее значение длины волны  $\lambda_0$ , для которого вычисляется  $\text{Re } \rho(\omega)$ , определяется из сравнения этой функции с единицей. Расчет продолжается до тех пор, пока модуль разности  $\text{Re } \frac{\rho(\omega)}{\rho_{11}} - 1$  не станет меньше  $10^{-4}$ . Наибольшее значение длины волны  $\lambda_{\text{макс}}$ , для которого производится численное интегрирование, выбирается из условия практического приближения  $\text{Re } \rho(\omega)$  к значению, соответствующему полю диполя постоянного тока. Для магнитной спектральной функции предельным значением является нуль, а для электрических — постоянные величины.

Пробные расчеты спектральных функций для различных типов геоэлектрических разрезов с непроводящим основанием позволили подме-

тить важную закономерность: отношение  $\frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda_{\text{мин}}}$  практически не зависит от характера геоэлектрического разреза и определяется в основном пределами изменения разностей. Для разностей, изменяющихся примерно от 2,5Н до 8Н, что соответствует применяемой в настоящее время методике полевых работ, имеет место соотношение

$$\frac{\lambda_{\text{макс}}}{\lambda_{\text{мин}}} = \sqrt{\frac{\omega_{\text{макс}}}{\omega_{\text{мин}}}} \approx 20.$$

Учитывая, что частота при расчете спектральной функции изменяется в геометрической прогрессии с шагом  $\sqrt[4]{2}$ , а длина волны соответственно с шагом  $\sqrt[4]{2}$ , найдем, что численное интегрирование должно быть выполнено для  $N$  значений  $\lambda$ , где  $N \approx 4 \frac{\lg 20}{\lg 2} + 1 \approx 18$ . Связь  $\lambda_{\text{мин}}$  с  $\lambda_{\text{макс}}$  позволяет до выполнения расчета оценить значение  $\lambda_{\text{мин}}$ , поскольку  $\lambda_{\text{макс}}$  может быть определено исходя из суммарной продольной проводимости разреза и величины разности с помощью теоретических кривых спектральной плотности для диапазона S.

Погрешность расчета кажущегося удельного сопротивления возникает вследствие отбрасывания остатка интеграла Фурье, а также в результате интерполяции вещественной части спектральной плотности.

Остаток интеграла оценим следующим способом. Пусть

$$\varepsilon = \int_{\omega_n}^{\infty} F(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega,$$

где

$$F(\omega) = \operatorname{Re} \frac{\rho(\omega)}{\rho_{t1}} - 1.$$

При достаточно большой величине  $\omega$  функция  $F(\omega)$ , как показано выше, имеет вид затухающей косинусоиды

$$F(\omega) \approx 4 \frac{\sqrt{\rho_{t2}} - \sqrt{\rho_{t1}}}{\sqrt{\rho_{t2}} + \sqrt{\rho_{t1}}} \cdot e^{-\frac{4\pi h_1}{\lambda_1}} \cdot \cos \frac{4\pi h_1}{\lambda_1} \leq 4e^{-\frac{4\pi h_1}{\lambda_1}} \cdot \cos \frac{4\pi h_1}{\lambda_1}.$$

Рассмотрим монотонную функцию  $\bar{F}(\omega) = 4e^{-\frac{4\pi h_1}{\lambda_1}}$ , являющуюся огибающей для  $F(\omega)$ . Поскольку  $\bar{F}(\omega) \geq F(\omega)$ , то

$$\varepsilon \leq \int_{\omega_n}^{\infty} \bar{F}(\omega) \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega.$$

Интегрируя по частям, найдем

$$|\varepsilon| \leq \left| \int_{\omega_n}^{\infty} \frac{\bar{F}(\omega)}{\omega t} d \cos \omega t \right| \leq \left| \frac{\bar{F}(\omega_n)}{\omega_n t} \right| + \left| \int_{\omega_n}^{\infty} \cos \omega t d \frac{\bar{F}(\omega)}{\omega t} \right| \leq \frac{2}{\omega_n t} |\bar{F}(\omega_n)|.$$

Поскольку  $\omega t = (\tau/\lambda)^2$ , оценка погрешности, возникающей вследствие отбрасывания остатка интеграла Фурье, принимает вид

$$|\varepsilon| \leq 2 |\bar{F}(\omega_n)| \cdot (\lambda_0/\tau)^2.$$

Значения  $\lambda_0$  и  $\tau_{\text{мин}}$ , использованные при расчете, удовлетворяли соотношению  $\lambda_0 \approx \tau_{\text{мин}} \approx 3$ .



Следовательно,

$$|\varepsilon| \leq 2 |F(\omega_n)|.$$

Учитывая, что для большинства геоэлектрических разрезов при  $\omega > \omega_n$   $|F(\omega)| < 10^{-4}$ , найдем, что абсолютная погрешность не превышает  $2 \cdot 10^{-4}$ . Как показывает анализ рассчитанных теоретических кривых, кажущееся удельное сопротивление  $\rho_c$  не было меньше  $2 \cdot 10^{-2}$ . Следовательно, относительная погрешность отбрасывания остатка интеграла, как правило, не превышает 1%.

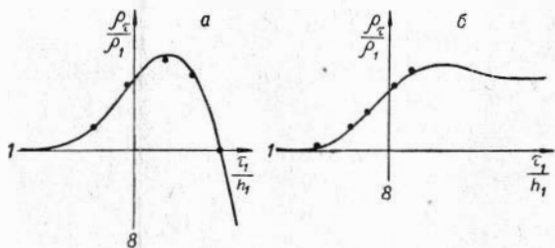


Рис. 6. Сравнение двухслойных кривых становления магнитного и электрического поля, полученных в результате численного интегрирования (сплошная линия) с данными А. Н. Тихонова, О. А. Скугаревской и П. П. Фролова (изображены точками).

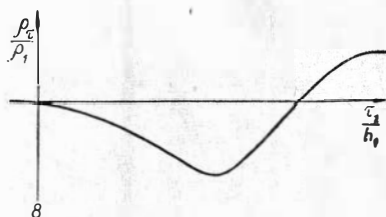


Рис. 7. Теоретическая кривая становления осевой компоненты электрического поля для трехслойного разреза с экспоненциально убывающим удельным сопротивлением второго пласта ( $r/h_1 = 26,9$ ).

Второй источник погрешности численного интегрирования — ошибка линейной интерполяции вещественной части спектральной функции. При сокращении шага по частоте эта ошибка уменьшается. Для проверки правильности выбранного шага двухслойные и отдельные трехслойные кривые становления поля, рассчитанные методом, описанным выше, сравнивались с кривыми, полученными П. П. Фроловым [79], а также А. Н. Тихоновым и О. А. Скугаревской [69, 73]. Сравнение показало, что в большинстве случаев погрешность расчета не превышает первых процентов (рис. 6). Значительно увеличивается она лишь в области правых нисходящих асимптот кривых становления магнитного поля, практически не используемых при интерпретации.

Описанная методика численного расчета теоретических кривых становления поля по их спектральной плотности дает возможность решать прямую задачу для любых анизотропных горизонтальнослоистых геоэлектрических разрезов.

Возможность расчета неустановившихся полей практически для любого числа пластов открывает путь к изучению становления поля в геоэлектрических разрезах с плавно изменяющимся с глубиной удельным сопротивлением. На рис. 7 изображена теоретическая кривая становления осевой компоненты электрического поля для трехслойного разреза, в котором удельное сопротивление второго пласта экспоненциально уменьшается с глубиной:

$$\rho_{t2}/\rho_{t1} = e^{-\frac{z-h_1}{2h_1}}, \quad h_2/h_1 = 4, \quad \rho_{t3}/\rho_{t1} = \infty.$$

Для расчета становления электрического поля второй пласт был разделен на 10 более тонких однородных пластов, а затем была рассчитана двенадцатислойная кривая, приведенная на рисунке.

## § 7. СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ

Используя асимптотические выражения спектральных функций для дальней зоны (т. е. для разносов, значительно превышающих глубину опорного горизонта  $H$ ), можно изучить процесс становления поля в дальней зоне. Соответствующие интегралы Фурье в общем виде не приводятся к табличным; их можно вычислять описанным выше численным способом.

На рис. 8 сравниваются теоретические кривые становления поля, полученные с помощью асимптотических выражений спектральных плотностей, с трансформациями Фурье результатов численного интегрирования.

Различие между кривыми зависит от характера изучаемой компоненты поля. Так, если рассматривается разрез типа  $H$ , практически можно пользоваться асимптотикой дальней зоны при  $r/H \geq 7$  для становления вертикального магнитного поля и при  $r/H \geq 5$  для становления экваториальной компоненты электрического поля.

Разделение спектра становления поля в дальней зоне на волновой и низкочастотный диапазоны позволяет ввести представление о волновой и конечной стадиях становления поля.

Основой для изучения начальной и конечной стадий становления поля являются асимптотические свойства преобразования Фурье [64], согласно которым неустановившееся электромагнитное поле в области малых времен зависит от высокочастотных гармоник спектра и наоборот: при  $t \rightarrow 0$

$$\rho_{\tau} \approx 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} [\rho(\omega)] \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} \cdot d\omega,$$

при  $t \rightarrow \infty$

$$\rho_{\tau} \approx 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} [\rho(\omega)] \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} \cdot d\omega.$$

Как было показано выше, при высоких частотах спектральная плотность кажущегося удельного сопротивления приближается к соответствующему волновому значению. Следовательно, в пределах начальной стадии кажущееся удельное сопротивление  $\rho_{\tau}$  является трансформантой Фурье волновой спектральной плотности. Поэтому начальную стадию становления поля в дальнейшем будем называть волновой стадией, а соответствующие теоретические кривые — волновыми.

Важнейшая особенность кажущегося удельного сопротивления в пределах волновой стадии — независимость от разноса как следствие

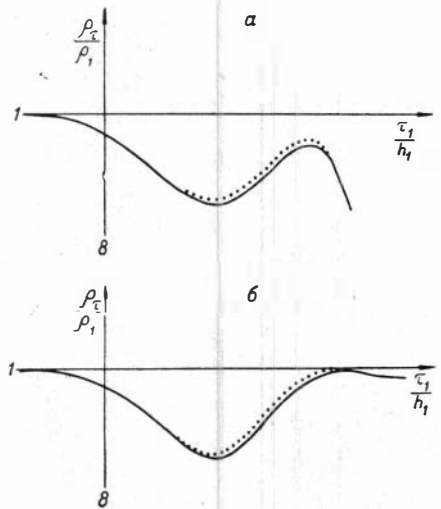


Рис. 8. Сравнение результатов численного интегрирования теоретических кривых становления электромагнитного поля (.....) и приближенного расчета по формулам дальней зоны (—):  
 $a-b_2$  при  $r/H=7,5$ ;  $b-e_x$  при  $r/H=5,3$   
 $(Q_2/Q_1=1/4, h_2/h_1=2, Q_2/Q_1=\infty)$ .

независимости волновой спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления от разноса.

Другая отличительная черта волновой стадии становления поля — это тождественность теоретических кривых для магнитной и электрической компонент, а также независимость теоретических кривых становления электрического поля от угла между направлением разноса и осью питающего диполя.

С физической точки зрения волновая стадия неустановившегося процесса характеризуется вертикальным распространением в нижнем полупространстве импульса плоской неоднородной электромагнитной волны.

Типичная трехслойная волновая кривая становления поля изображена на рис. 10. Второй способ расчета волновых кривых становления поля основан на использовании разложения в ряд по экспонентам спектральной плотности кажущегося удельного сопротивления.

Особенно простой вид принимает формула для становления электромагнитного поля в двухслойном разрезе. Как показано в § 3,

$$\rho^B(\omega)/\rho_{t1} = \text{cth}^2(k_{t1}h_1 + \text{arcth} \sqrt{\rho_{t2}/\rho_{t1}}),$$

если  $\rho_{t2} \neq \infty$ . Для вычисления двухслойной волновой кривой становления поля разложим гиперболический котангенс в ряд по степеням  $e^{-2k_{t1}h_1}$ :

$$\begin{aligned} \text{cth}^2(k_{t1}h_1 + \text{arcth} \sqrt{\rho_{t2}/\rho_{t1}}) &= \left( \frac{1 + Qe^{-2k_{t1}h_1}}{1 - Qe^{-2k_{t1}h_1}} \right)^2 = \\ &= \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} Q^n \cdot e^{-2k_{t1}h_1 n} \right)^2 = 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n e^{-2k_{t1}h_1 n}, \end{aligned}$$

где  $Q = \frac{\sqrt{\rho_{t2}} - \sqrt{\rho_{t1}}}{\sqrt{\rho_{t2}} + \sqrt{\rho_{t1}}}$ .

Учитывая полученное разложение, найдем

$$\rho_t^B/\rho_{t1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n e^{-2k_{t1}h_1 n} \right) \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega.$$

Используя известные интегралы Фурье [64]:

$$1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ 1 & \text{при } t > 0, \end{cases}$$

$$1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2k_{t1}h_1 n} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ 1 - \Phi\left(\frac{4\pi n}{\tau_1/h_1}\right) & \text{при } t > 0, \end{cases}$$

где  $\Phi(z) = \sqrt{2/\pi} \int_0^z e^{-t^2/2} dt$  — интеграл вероятности, получим формулу

для волновой стадии становления электромагнитного поля в двухслойной среде

$$\rho_t^B/\rho_{t1} = 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n \left[ 1 - \Phi\left(\frac{4\pi n}{\tau_1/h_1}\right) \right]. \quad (35)$$

Рассмотрев волновую стадию становления электромагнитного поля в дальней зоне, перейдем к изучению конечной стадии для разрезов, не содержащих непроводящих экранов.

Как было показано при анализе спектральных плотностей, в области низких частот и больших разносов справедливо приближенное выражение X:

$$X \approx \frac{1 + b/3a \cdot (k_{t1} h_1)^2}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} \cdot [2m + 2m^2 h_1 a (2b/3a - c/a^2)].$$

Следовательно, кажущееся удельное сопротивление  $\rho_\tau$  имеет в конечной стадии становления поля вид

$$\rho_\tau / \rho_{t1} = \frac{2\pi r^4}{3I \sin \theta} \cdot \frac{\partial b_z}{\partial t} = \frac{\mu_0 r^4}{6} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\infty \frac{1 + b/3a \cdot (k_{t1} h_1)^2}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} \times \\ \times \left[ 2m^2 + 2m^3 h_1 a \left( \frac{2b}{3a} - \frac{c}{a^2} \right) \right] J_1(mr) e^{-i\omega t} dm d\omega.$$

Для вычисления двойного интеграла изменим порядок интегрирования и рассмотрим интеграл по частоте

$$1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 + b/3a \cdot (k_{t1} h_1)^2}{2m + k_{t1}^2 h_1/a} \cdot e^{-i\omega t} d\omega = 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t} d\omega}{\mu_0 S (2m/\mu_0 S - i\omega)} + \\ + 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-i\omega \cdot b/3a \cdot \mu_0 h_1^2 / \rho_{t1}}{\mu_0 S (2m/\mu_0 S - i\omega)} e^{-i\omega t} \cdot d\omega.$$

Используя известные преобразования Фурье:

$$1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-i\omega t} d\omega}{u - i\omega} = e^{-ut}, \\ 1/2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-i\omega e^{-i\omega t} d\omega}{u - i\omega} = -u e^{-ut}$$

и учитывая, что  $a = S_1/S$ , получим

$$\rho_\tau / \rho_{t1} \approx \frac{\mu_0 r^4}{6} \int_0^\infty [2m^2 + 2m^3 h_1 (2b/3 - c/a)] \cdot [1 - 2m h_1 \cdot b/3] \frac{e^{-\frac{2mt}{\mu_0 S}}}{\mu_0 S} \cdot J_1(mr) dm.$$

Пренебрегая в дальней зоне четвертыми степенями малой величины  $m$ , найдем

$$\rho_\tau / \rho_{t1} \approx \frac{r^4}{3S} \int_0^\infty m^2 e^{-\frac{2mt}{\mu_0 S}} (1 - m h_1 c/a) J_1(mr) dm.$$

Вычисляя последний интеграл с помощью известной формулы Вебера — Липшица, получим окончательное выражение кажущегося удельного сопротивления для конечной стадии неустановившегося магнитного поля

$$\rho_\tau / \rho_{t1} \approx \frac{r S_1}{h_1 S} \left\{ \frac{v}{(1+v^4)^{5/2}} + A [(1+v^4)^{-5/2} - 5v^4 (1+v^4)^{-7/2}] \right\},$$

где

$$v = \frac{\tau_1/h_1}{2\pi \sqrt{r/h_1 \cdot S/S_1}}, \quad A = S/S_1 \cdot h_1/r \cdot \lim_{\omega \rightarrow 0} \operatorname{Re} \rho^B(\omega) / \rho_{t1}.$$

Аналогично для конечной стадии становления электрического поля

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx \frac{rS_1}{h_1S} \cdot \frac{1}{3 \cos^2 \theta - 2} \{v^2 (1 + v^4)^{-3/2} \cdot [(2v^4 + 3) \sin^2 \theta - (1 + v^4)] + A [(1 + 3 \cos^2 \theta) - 3v (1 + v^2)^{-5/2} \cdot (1 + \cos^2 \theta)]\}.$$

Из полученных формул следует, что конечная стадия становления электромагнитного поля зависит от двух обобщенных параметров геоэлектрического разреза: суммарной продольной проводимости  $S$  и предельного значения вещественной части волновой спектральной плотности при  $\omega \rightarrow 0$  (рис. 9). Нетрудно заметить, что относительное влияние

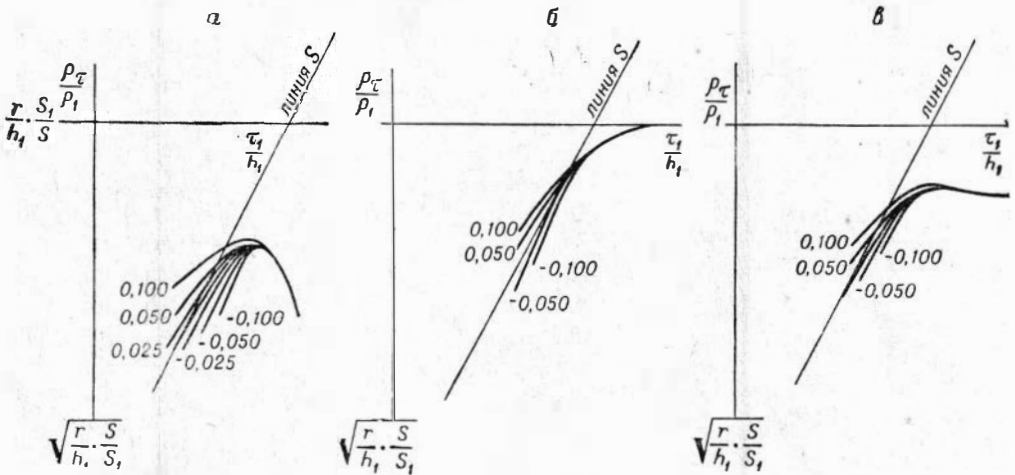


Рис.9. Теоретические кривые конечной стадии становления вертикального магнитного поля (а), осевой (б) и экваториальной (в) компонент электрического поля. Цифры у кривых указывают значение  $A$ .

этих двух параметров изменяется с увеличением разноса. Чем больше  $r/h_1$ , тем слабее влияет значение  $A$  на кажущееся удельное сопротивление. В пределе при  $r \rightarrow \infty$

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx \frac{rS_1}{h_1S} \frac{v}{(1 + v^4)^{5/2}}$$

для магнитного поля и

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx \frac{rS_1}{h_1S} \frac{v^2}{3 \cos^2 \theta - 2} \cdot \frac{(2v^4 + 3) \sin^2 \theta - (1 + v^4)}{(1 + v^4)^{3/2}}$$

для электрического поля. Следовательно, при достаточно больших разносах конечная стадия становления электромагнитного поля зависит только от одного обобщенного параметра разреза: суммарной продольной проводимости, т. е. пачку проводящих пластов можно заменить эквивалентной проводящей плоскостью. Впервые становление электромагнитного поля в присутствии проводящей плоскости было изучено С. М. Шейнманом [87].

Итак, для волновой и конечной стадий становления электромагнитного поля в дальней зоне могут быть получены сравнительно простые выражения. Временной ход всего процесса становления поля может быть исследован сочетанием волновой и конечной стадий.

В качестве исходных величин при этом используются геоэлектрические параметры разреза и значение  $\frac{r}{h_1}$ . Первый этап построения — расчет

волновой кривой или интерполяции между ближайшими палеточными кривыми. Результат расчета наносится на прозрачный логарифмический бланк. Затем подсчитывается значение  $A$ , а также отношение  $S/S_1$ . Начало координат палетки конечной стадии помещается в точку, где  $\tau_1/h_1 = \sqrt{rS/h_1 S_1}$ ,  $\rho_c/\rho_{t1} = rS_1/h_1 S$ . На бланк переносится кривая для вычисленного значения  $A$  (либо полученная в результате интерполяции). Обычно при таком построении волновая кривая плавно переходит в кривую для конечной стадии. Однако, если разнос выбран недостаточно большим, кривые могут не сомкнуться. В этом случае среднюю часть кривой становления поля получают путем интерполяции (рис. 10).

Как видим, большая часть кривой становления строится с помощью волновой кривой и лишь правая ветвь — с помо-

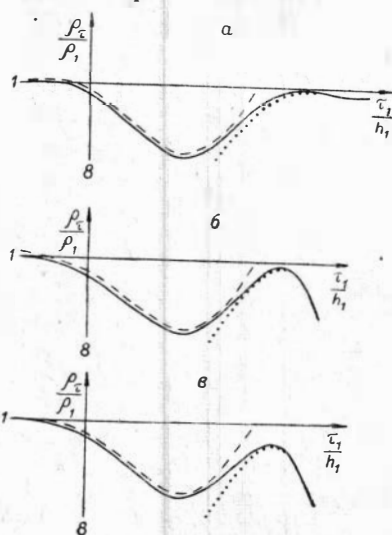


Рис. 10. Сравнение кривых становления поля, построенных с помощью волновой (—) и конечной (.....) стадий, с результатами численного интегрирования (---).

$a-e_x$  при  $r/H=5,3$ ;  $b-b_2$  при  $r/H=9$ ;  $a-b_2$  при  $r/H=7,5$ .

щью одной из кривых конечной стадии. Отметим, что геоэлектрический разрез совершенно по-разному влияет на волновую и конечную стадии. Из рассмотрения волновых кривых следует, что они значительно дифференцируются в зависимости от изменения каждого из параметров геоэлектрического разреза. Наоборот, кривые конечной стадии зависят лишь от обобщенных параметров  $S$  и  $A$ .

## § 8. ПРИНЦИП ПОДОБИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ И ПАЛЕТКИ СТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Нетрудно показать, что зависимость  $\rho_c/\rho_{t1}$  от  $\tau_1/h_1$ , выражающаяся теоретической кривой зондирования, не изменяется при постоянстве отношений  $r/h_1$ ,  $\rho_{tp}/\rho_{t1}$ ,  $h_p/h_1$ , даже если абсолютные значения  $r$ ,  $\rho_{tp}$  и  $h_p$  варьируют в любых пределах. Исходя из принципа подобия теоретических кривых становления поля расчеты следует выполнять для относительных геоэлектрических параметров пластов.

Разработанная методика позволила организовать в Вычислительном центре Сибирского отделения АН СССР массовый расчет трехслойных и четырехслойных кривых становления поля. Трехслойные кривые рассчитывались для трех составляющих электромагнитного поля заземленного диполя: вертикальной магнитной компоненты, осевой и экваториальной компонент электрического поля. Четырехслойные кривые рассчитаны только для становления магнитного поля, преимущественно используемого на практике.

Пределы изменения относительного действующего расстояния  $\tau_1/h_1$  выбирались так, чтобы при его минимальных значениях относительное кажущееся удельное сопротивление отличалось от единицы не более чем на 0,1%, а при максимальных имело место практически полное установление. Значения  $\tau_1/h_1$  составляли геометрическую прогрессию со зна-

менателем  $\sqrt[4]{2}$ . Минимальное значение разноса выбрано с таким расчетом, чтобы оно превышало в 2,5—3 раза глубину опорного горизонта. Расчет процесса становления поля выполнен для шести разносов, составляющих геометрическую прогрессию.

Поскольку неустановившееся электромагнитное поле сильнее зависит от разноса, чем постоянное электрическое поле, знаменатель прогрессии выбран равным не  $\sqrt{2}$ , как это обычно принято в палетках ВЭЗ, а  $\sqrt[4]{2}$ . Максимальный разнос превышает минимальный в  $(\sqrt[4]{2})^6 = 2,82$  раза и принят равным примерно восьми глубинам опорного горизонта.

Теоретические кривые изображаются в двойном логарифмическом масштабе. По горизонтальной оси отложено относительное действующее расстояние, по вертикальной — относительное кажущееся удельное сопротивление. Исходя из точности полевых измерений длина логарифмической единицы выбрана равной 62,5 мм. При этом относительной погрешности в 5% соответствует около 1 мм на бланке. Вертикальная ось палетки («указатель глубины») проведена через точку с абсциссой  $\tau_1/h_1 = 8$ . Итак, каждая палетка объединяет шесть теоретических кривых становления поля для одного геоэлектрического разреза и шести разносов. Шифр палетки становления поля характеризует геоэлектрический разрез, для которого выполнен расчет кривых. Первые две цифры равны соответственно относительному продольному удельному сопротивлению  $\rho_{t2}/\rho_{t1}$  и относительной мощности  $h_2/h_1$  второго пласта. Следующая пара цифр характеризует третий пласт и т. д. Последняя цифра равна относительному удельному сопротивлению основания. Например, 1/4—1—∞—шифр трехслойной палетки для разреза с  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 1/4$ ,  $h_2/h_1 = 1$  и  $\rho_{t3}/\rho_{t1} = \infty$ . Таким образом, палетка становления поля соответствует одной теоретической кривой с палетки вертикального электрического зондирования.

Расчеты трехслойных теоретических кривых становления электрического и магнитного поля выполнены для следующих параметров разреза:  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 1/16, 1/8, 1/4, 1/2, 2, 4, 8, \rho_{t3}/\rho_{t1} = \infty, h_2/h_1 = 1/16, 1/8, 1/4, 1, 2, 4, 8$ , а расчеты четырехслойных теоретических кривых становления магнитного поля — для  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 1/8, 1/2, 2, \infty, h_2/h_1 = 1/2, 2, 8, \rho_{t3}/\rho_{t1} = 1/16, 1/4, 1, h_3/h_1 = 1/2, \rho_{t4}/\rho_{t1} = \infty$ .

Типичные теоретические кривые становления поля представлены на рис. 8, 18, 28.

Помимо названных выше теоретических кривых, под руководством автора в лаборатории электроразведки ВНИИ геофизики рассчитаны трехслойные и отдельные четырехслойные волновые палетки становления поля, одинаковые для любых компонент и не зависящие от разноса (при достаточно большой величине последнего). В шифр этих палеток введены буквы ВС, что означает «Волновые палетки становления». Каждая теоретическая кривая для волновой стадии соответствует одному разрезу. В целях лучшего сопоставления с теоретическими кривыми ВЭЗ были приняты следующие значения относительного удельного сопротивления:  $\rho_{t2}/\rho_{t1} = 2/3, 3/7, 1/4, 1/9, 1/19, 3/2, 7/3, 4, 9, 19$ , а мощность  $h_2/h_1$  изменялась от 1/3 до 9 [18].

Для конечной стадии становления электромагнитного поля были рассчитаны три палетки, соответствующие трем компонентам поля. Оси палетки конечной стадии отличаются тем, что их координаты зависят от разноса. Вертикальная ось имеет абсциссу  $\tau_1/h_1 = \sqrt{r/h_1 \cdot S/S_1}$ , а горизонтальная — ординату  $\rho_{\tau}/\rho_{t1} = S_1/S$ . Каждая кривая соответствует определенному значению  $A$  (см. рис. 9).

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ**

**§ 1. ОСНОВНЫЕ КАЧЕСТВЕННЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ**

Разделение процесса становления поля на волновую и конечную стадии позволяет выяснить основные качественные закономерности теоретических кривых. Практически до некоторого момента времени  $t'$  становление поля происходит примерно так же, как в волновой стадии, а при  $t > t'$  — приблизительно по формулам конечной стадии.

Каковы же качественные закономерности становления поля в волновой и конечной стадиях?

Одна из основных особенностей волновых кривых становления поля заключается в том, что достаточно мощный проводящий пласт приводит к понижению значений  $\rho_z$ , а достаточно мощный пласт повышенного удельного сопротивления — к их увеличению.

Рассмотрим прежде всего асимптоты волновых двухслойных кривых становления поля, определяемых формулой (35).

При  $\tau_1/h_1 \rightarrow 0$

$$\left[ 1 - \Phi \left( \frac{4\pi n}{\tau_1/h_1} \right) \right] \approx 0,$$

следовательно,  $\rho_z/\rho_{t1} \approx 1$ .

При  $\tau_1/h_1 \rightarrow \infty$

$$\left[ 1 - \Phi \left( \frac{4\pi n}{\tau_1/h_1} \right) \right] \approx 1,$$

поэтому

$$\rho_z/\rho_{t1} \approx 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n = 1 + \frac{4Q}{(1-Q)^2} = \left( \frac{1+Q}{1-Q} \right)^2 = \rho_{t2}/\rho_{t1}.$$

Итак, при увеличении отношения действующего расстояния к мощности первого пласта кажущееся удельное сопротивление (в пределах волновой стадии) изменяется от удельного сопротивления первого слоя до удельного сопротивления второго слоя. Исследуем характер приближения  $\rho_z$  к асимптотическим значениям. Для этой цели рассмотрим производную

$$\frac{\partial \rho_z}{\partial \tau_1} = \frac{16}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=1}^{\infty} (n/y)^3 \cdot Q^n \cdot e^{-1/2 (n/y)^2},$$

где  $y = \tau_1/4\pi h_1$ .



Если  $Q > 0$ , т. е.  $\rho_{t2} > \rho_{t1}$ , то все члены ряда положительны и  $\frac{\partial \rho_z}{\partial \tau_1} > 0$ . Значит, кажущееся удельное сопротивление при  $\rho_{t2} > \rho_{t1}$  монотонно возрастает с ростом действующего расстояния.

При  $\rho_{t2} < \rho_{t1}$  ( $Q < 0$ ) доказать монотонность кривой кажущегося удельного сопротивления труднее. Покажем, что и в этом случае  $\rho_z$  монотонно приближается к асимптотическому значению, соответствующему малым действующим расстояниям. Для этого рассмотрим производную  $\frac{\partial \rho_z}{\partial \tau_1}$  при  $\tau_1/h_1 < 2\pi$  (как видно из рассмотрения теоретических кривых, практическое приближение  $\rho_z$  к значению  $\rho_{t1}$  имеет место при  $\tau_1/h_1 \approx 3$ ). В этом случае каждый последующий член знакопеременного ряда, выражающего  $\frac{\partial \rho_z}{\partial \tau_1}$ , по абсолютной величине меньше предыдущего. Действительно, при  $\tau_1/h_1 < 2\pi$   $4y^2 < 3$  или  $4y^2 < 2n+1$ , откуда

$$e^{1/2} \frac{2n+1}{y^2} > 8 > \left(\frac{n+1}{n}\right)^3 \cdot |Q|.$$

Последнее неравенство можно преобразовать, используя отношение абсолютных величин  $n$ -го и  $(n+1)$ -го членов ряда

$$\frac{n^3 |Q|^n e^{-1/2} (n/y)^2}{(n+1)^3 |Q|^{n+1} e^{-1/2} \left(\frac{n+1}{y}\right)^2} = \left(\frac{n}{n+1}\right)^3 \cdot \frac{e^{-1/2} \frac{n^2 - (n+1)^2}{y^2}}{|Q|} > 1,$$

откуда следует справедливость высказанного утверждения. По теореме Лейбница сумма знакопередающегося ряда, члены которого убывают по абсолютной величине, имеет знак первого члена. Поскольку при  $Q < 0$  первый член отрицателен, то  $\frac{\partial \rho_z}{\partial \tau_1} < 0$ , т. е.  $\rho_z$  убывает с ростом действующего расстояния.

Монотонное приближение кажущегося удельного сопротивления к асимптотическому значению при малых действующих расстояниях является важной особенностью, отличающей зондирование в переходном режиме от других видов электромагнитных зондирований.

Действительно, модуль кажущегося удельного сопротивления  $\rho_\omega$  в методе частотных зондирований или в методе магнитно-теллурических зондирований приближается к предельному значению  $|\rho_\omega| = \rho_{t1}$  не монотонно, а колеблясь около него. При этом размах колебаний составляет десятки процентов [7, 13].

Рассмотрим характер приближения кажущегося удельного сопротивления к удельному сопротивлению второго пласта при больших действующих расстояниях.

Заменяя при  $\tau_1/h_1 \rightarrow \infty$  интеграл вероятности его приближенным значением, найдем при  $|Q| \neq 1$

$$\begin{aligned} \rho_z/\rho_{t1} &\approx 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n \left[ 1 - \left(\frac{4\pi n}{\tau_1/h_1}\right) \right] = 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n Q^n - \\ &- \frac{16\pi}{\tau_1/h_1} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 Q^n = \rho_{t2}/\rho_{t1} - \frac{16\pi}{\tau_1/h_1} \cdot \frac{Q}{(1-Q)^3}. \end{aligned}$$

Если  $\rho_{t2} > \rho_{t1}$  ( $Q > 0$ ), то с увеличением  $\tau_1/h_1$  кажущееся удельное сопротивление приближается к удельному сопротивлению второго пласта,

оставаясь меньше этого предельного значения. Напротив, при  $Q < 0$  приближение к асимптоте происходит сверху,  $\rho_{\tau}$  все время остается больше  $\rho_{t2}$ .

Как видим, кажущееся удельное сопротивление монотонно изменяется от удельного сопротивления первого слоя до удельного сопротивления второго слоя. Иначе говоря, понижение истинного удельного сопротивления горных пород с глубиной приводит к уменьшению кажущегося удельного сопротивления с ростом действующего расстояния, а повышение — к его увеличению.

Монотонность двухслойных волновых кривых становления поля позволяет составить представление об основных качественных закономерностях многослойных волновых кривых. Например, трехслойные кривые при малых значениях  $\tau_1/h_1$ , когда электромагнитное поле практически полностью поглощается в первых двух пластах, должны приближаться к двухслойным кривым. Наоборот, при достаточно большом действующем расстоянии, когда влияние двух верхних пластов в значительной степени ослаблено, трехслойная кривая будет приближаться к двухслойной, в которой роль второго пласта играет третий пласт данного геоэлектрического разреза. Следовательно, трехслойные волновые кривые типа  $H$  должны иметь нисходящий участок при малых действующих расстояниях и восходящий участок — при больших  $\tau_1/h_1$ , между которыми в силу непрерывности кажущегося удельного сопротивления должен иметь место минимум. Как видно, волновые кривые становления поля напоминают в общих чертах кривые ВЭЗ.

Представляет интерес свойство асимметрии волновых кривых становления поля. Рассмотрим два двухслойных геоэлектрических разреза с относительными удельными сопротивлениями  $\rho_{t2}/\rho_{t1}$  и  $\rho_{t2}^*/\rho_{t1}$ , связанными соотношением  $\rho_{t2}/\rho_{t1} \cdot \rho_{t2}^*/\rho_{t1} = 1$ .

Ясно, что в этом случае

$$Q = -Q^*.$$

Следовательно,  $\rho_{\tau}$  и  $\rho_{\tau}^*$  выражаются рядами, соответственные члены которых имеют одинаковую абсолютную величину, но один из рядов знакположительный, а другой — знакпеременный. Естественно, в общем случае

$$\rho_{\tau} \neq 1/\rho_{\tau}^*.$$

Свойство асимметрии отличает кажущееся удельное сопротивление от кажущегося удельного сопротивления при магнитно-теллурическом зондировании. Как было показано в работах [7, 13], в волновой зоне

$$\begin{aligned} \rho_{\omega}/\rho_{t1} &= \text{cth}^2 \left( k_{t1} h_1 + \text{arch} \sqrt{\frac{\rho_{t2}}{\rho_{t1}}} \right) = \\ &= \frac{1}{\text{cth}^2 \left( k_{t1} h_1 + \text{arch} \sqrt{\frac{\rho_{t2}^*}{\rho_{t1}}} \right)} = \frac{1}{\rho_{\omega}^*/\rho_{t1}}. \end{aligned}$$

Асимметрия волновых кривых  $\rho_{\tau}$  сближает их с кривыми вертикального электрического зондирования.

Одна из замечательных особенностей многослойных волновых кривых становления поля — повышенная разрешающая способность по сравнению с вертикальными электрическими зондированиями (ВЭЗ) для многих типов разрезов. Так, на рис. 11 сравниваются трехслойные теоретические кривые  $\rho_{\kappa}$  и  $\rho_{\tau}$  для изотропных геоэлектрических разрезов с параметрами

$$\rho_2/\rho_1 = 1/9, \quad h_2/h_1 = 1, \quad \rho_3/\rho_1 = \infty \quad \text{и} \quad \rho_2/\rho_1 = 1/19, \quad h_2/h_1 = 1/2, \quad \rho_3/\rho_1 = \infty.$$

Разница между кривыми ВЭЗ не более 10%, в то время как расхождение между кривыми составляет 45%.

Перейдем к анализу основных особенностей конечной стадии становления поля, имея в виду геоэлектрические разрезы с непроводящим основанием, не содержащие экранов. Рассмотрим конечную стадию при достаточно больших разносах, когда

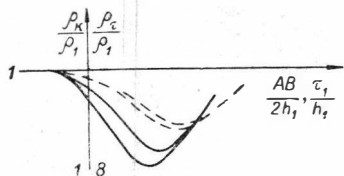


Рис. 11. Сравнение разрешающей способности теоретических кривых ВЭЗ (-----) и волновых кривых становления поля (—).

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} = r/h_1 \cdot S_1/S \cdot \frac{v^2}{(1+v^4)^{5/2}}$$

для магнитного поля,

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} = r/h_1 \cdot S_1/S \cdot \frac{v^2}{(1+v^4)^{1/2}}$$

для осевой компоненты электрического поля,

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} = r/2h_1 \cdot S_1/S \cdot \frac{v^2(2+v^4)}{(1+v^4)^{3/2}}$$

для экваториальной компоненты электрического поля.

При малых действующих расстояниях кажущееся удельное сопротивление не зависит от типа установки

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx r/h_1 \cdot S_1/S \cdot v^2 = (\tau_1/h_1)^2 \cdot (S_1/2\pi S)^2.$$

Легко установить, что уравнение для  $\rho_{\tau}$  в области малых  $\tau$  совпадает с линией  $S$  волновых кривых становления поля.

При больших действующих расстояниях

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx r/h_1 \cdot S_1/S \cdot 1/v^8$$

для магнитного поля,

$$\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx r/h_1 \cdot S_1/S$$

для осевой компоненты электрического поля и  $\rho_{\tau}/\rho_{t1} \approx r/2h_1 \cdot S_1/S$  для экваториальной компоненты.

Таким образом, при  $t \rightarrow \infty$   $\rho_{\tau} \rightarrow 0$  для магнитного поля и стремится к постоянным значениям для электрического. График конечной стадии магнитного поля между восходящим левым участком и нисходящим правым образует максимум, абсциссу которого легко найти, приравняв нулю производную  $\frac{\partial \rho_{\tau}}{\partial v}$ . Выполняя соответствующие вычисления, получим

$$\tau_1/h_1 = 4,4 \sqrt{r/h_1 \cdot S/S_1},$$

причем ордината максимума  $\rho_{\tau}/\rho_{t1} = 0,58r/h_1 \cdot S_1/S$ . Уменьшение  $\rho_{\tau}$  в 10 раз по сравнению с максимальным значением наступает при  $\tau_1/h_1 = 8,8 \sqrt{r/h_1 \cdot S/S_1}$ . Приближение теоретических кривых становления электрического поля к стационарным значениям с точностью  $\pm 5\%$  имеет место при  $\tau_1/h_1 \approx 10 \sqrt{r/h_1 \cdot S/S_1}$ . При этом становление осевой компоненты происходит монотонно, а напряженность неустановившегося электрического поля на экваторе питающего диполя образует максимум, ордината которого превышает стационарное значение. Абсцисса максимума  $\tau_1/h_1 \approx 7,5 \sqrt{r/h_1 \cdot S/S_1}$ , а превышение над стационарным значением составляет примерно 10%.

Резюмируя, можно сказать, что форма конечной стадии становления электромагнитного поля определяется типом измеряемой компоненты поля и слабо зависит от разноса. Длительность процесса становления возрастает при увеличении разноса и суммарной продольной проводимости разреза. Чем меньше разнос (при постоянном значении  $S$ ), тем короче процесс становления.

## § 2. ИЗМЕНЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РАЗНОСА

В предыдущем параграфе отмечалось, что разрешающая способность волновых кривых становления поля значительно превышает разрешающую способность кривых ВЭЗ. При этом, как обычно, под разрешающей способностью понимается относительное изменение кажущегося удельного сопротивления при определенном относительном изменении одного из параметров геоэлектрического разреза.

Возникает вопрос: как связана разрешающая способность кривой становления поля, соответствующей конечному разносу, с разрешающей способностью волновой кривой?

Чтобы ответить на этот вопрос, проанализируем разрешающую способность кажущегося удельного сопротивления  $\rho_c$ .

В силу линейности преобразования Фурье исследование разрешающей способности кривых становления поля можно заменить исследованием разрешающей способности соответствующих спектров, которые связаны с параметрами разреза через функции  $R^*$  и  $\bar{R}^*$ .

Рассмотрим относительное изменение этих функций в зависимости от параметров разреза при различных значениях  $m$ . Нетрудно обнаружить, что при очень больших значениях  $m$  функции  $R^*$  и  $\bar{R}^*$  не зависят от частоты.

В самом деле, при  $m \rightarrow \infty$   $n_p \approx m$ :

$$R^* \approx \text{cth} [mh_1 + \text{arch} \text{cth} (mh_2 + \dots + \text{arch} 1)] = 1,$$

$$\bar{R}^* \approx \text{cth} \left[ mh_1 \Lambda_1 + \text{arch} \frac{\rho_{m1}}{\rho_{m2}} \text{cth} \left( mh_2 \Lambda_2 + \dots + \text{arch} \frac{\rho_m (N-1)}{\rho_{mN}} \right) \right].$$

Следовательно, спектральные плотности при  $m \rightarrow \infty$  изображаются прямыми линиями, параллельными оси частот. Очевидно, что разрешающая способность в этом случае равна нулю, так как форма графиков спектральных плотностей одинакова для любых разрезов.

С уменьшением величины  $m$  разрешающая способность рассматриваемых функций возрастает. Это связано с тем, что относительное изменение радикалов  $n = \sqrt{m^2 + k_t^2}$  и  $\bar{n} = \sqrt{m^2 + k_n^2}$ , входящих в  $R^*$  и  $\bar{R}^*$ , при закреплённом относительном изменении волновых постоянных  $k_t$  и  $k_n$  также возрастает при уменьшении  $m$ . Действительно, из формулы  $\frac{dn}{dk} = \frac{k}{n}$  следует, что эта производная изменяется от нуля при  $m \rightarrow \infty$  и до единицы при  $m=0$ .

Что же касается изменения волновых постоянных, то при фиксированной частоте оно эквивалентно изменению удельных сопротивлений слоев.

Значит, функции  $R^*$  и  $\bar{R}^*$  обладают предельной разрешающей способностью при  $m=0$ . Как следует из работы [75], подынтегральная функция при  $m=0$  определяет кажущееся удельное сопротивление при  $r \rightarrow \infty$ .

Отсюда следует, что максимально возможной разрешающей способностью характеризуются кривые  $\rho_\tau$  при  $r \rightarrow \infty$ , т. е. волновые кривые. С уменьшением разноса разрешающая способность падает.

В качестве примера рассмотрим трехслойные кривые  $\rho_\tau$  для магнитного поля, соответствующие двум разрезам,

$$\rho_{t_2}/\rho_{t_1} = 1/16, \quad h_2/h_1 = 8, \quad \rho_{t_3}/\rho_{t_1} = 1/4 \quad \text{и} \quad \rho_{t_3}/\rho_{t_1} = 1 \quad (\text{рис. 12}).$$

При  $r/h_1 = 45$  различие между кривыми составляет 35%, в то время как при  $r/h_1 = 19$  они практически сливаются.

Однако, хотя использование неустановившегося поля в области весьма больших разносов и повышает разрешающую способность, одновременно оно создает значительные технические трудности, связанные с резким понижением уровня сигнала. Кроме того, использование разносов, превышающих глубину опорного горизонта в 8—10 раз, приводит к сглаживанию подробностей подземного рельефа, т. е. в конечном счете меры, направленные на повышение разрешающей способности, могут привести к ее понижению.

Поэтому необходимо ввести понятие оптимальных разносов, разумно сочетающих оба требования: увеличения и уменьшения  $r$ . Как уже отмечалось, разрешающая способность на различных участках кривых становления поля не одинакова. Можно выделить область кривой, где разрешающая способность максимальна. Пусть эта область характеризуется моментами времени, близкими к  $t_0$ . Выберем такой разнос  $r_0$ , чтобы  $\rho_\tau = \rho_\tau^B$  при  $t \leq t_0$  с заданной погрешностью  $p\%$ , не превышающей погрешности полевых измерений. С увеличением разноса волновая стадия распространится на моменты времени  $t > t_0$ , но это не приведет к существенному увеличению разрешающей способности, поскольку она максимальна при  $t \approx t_0$ . В то же время условия регистрации сигнала ухудшатся.

Естественно выбрать в качестве оптимального разноса  $r_0$ . Итак, назовем оптимальными такие разносы, при которых в области максимального разрешения  $\rho_\tau = \rho_\tau^B$  с погрешностью  $p\%$  (обычно  $p=5$ ). Для разрезов с достаточно мощным проводящим надпорным горизонтом ( $H, QH, KH$  и т. д.) область максимальной разрешающей способности совпадает с минимумом кривой. В этом случае оптимальными являются наименьшие из разносов, при которых  $\rho_{\tau_{\text{мин}}} = (1 \pm 0,05) \rho_{\tau_{\text{мин}}}^B$ .

Для оценки величины оптимальных разносов с помощью рассчитанных трехслойных кривых были построены графики изменения  $\frac{r_0}{h_1 + h_2}$  в зависимости от отношения  $h_2/h_1$  (рис. 13). Параметром каждого графика является отношение  $\rho_{t_2}/\rho_{t_1}$ , принимающее значения 1/16, 1/8, 1/4, 1/2. Оптимальные разносы увеличиваются с уменьшением удельного сопротив-

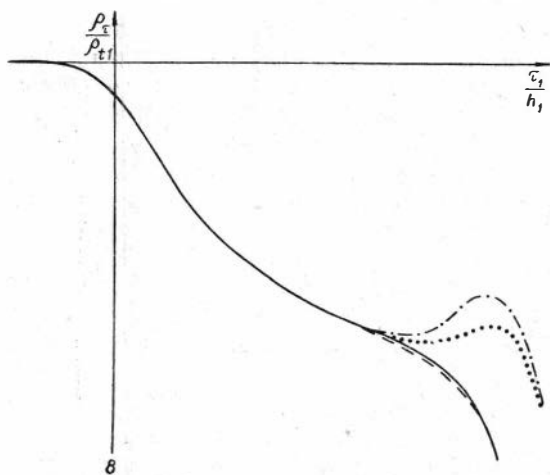


Рис. 12. Сравнение разрешающей способности теоретических кривых становления магнитного поля при  $\frac{r}{h_1} = 45$  (.....) и  $\frac{r}{h_1} = 19$  (-----).

ления поля не одинакова. Можно выделить область кривой, где разрешающая способность максимальна. Пусть эта область характеризуется моментами времени, близкими к  $t_0$ . Выберем такой разнос  $r_0$ , чтобы  $\rho_\tau = \rho_\tau^B$  при  $t \leq t_0$  с заданной погрешностью  $p\%$ , не превышающей погрешности полевых измерений. С увеличением разноса волновая стадия распространится на моменты времени  $t > t_0$ , но это не приведет к существенному увеличению разрешающей способности, поскольку она максимальна при  $t \approx t_0$ . В то же время условия регистрации сигнала ухудшатся.

Естественно выбрать в качестве оптимального разноса  $r_0$ . Итак, назовем оптимальными такие разносы, при которых в области максимального разрешения  $\rho_\tau = \rho_\tau^B$  с погрешностью  $p\%$  (обычно  $p=5$ ). Для разрезов с достаточно мощным проводящим надпорным горизонтом ( $H, QH, KH$  и т. д.) область максимальной разрешающей способности совпадает с минимумом кривой. В этом случае оптимальными являются наименьшие из разносов, при которых  $\rho_{\tau_{\text{мин}}} = (1 \pm 0,05) \rho_{\tau_{\text{мин}}}^B$ .

Для оценки величины оптимальных разносов с помощью рассчитанных трехслойных кривых были построены графики изменения  $\frac{r_0}{h_1 + h_2}$  в зависимости от отношения  $h_2/h_1$  (рис. 13). Параметром каждого графика является отношение  $\rho_{t_2}/\rho_{t_1}$ , принимающее значения 1/16, 1/8, 1/4, 1/2. Оптимальные разносы увеличиваются с уменьшением удельного сопротив-

ления второго пласта, т. е. с увеличением дифференциации геоэлектрического разреза. Максимальные разности 8—10 требуются при электромагнитном зондировании разрезов с  $h_2/h_1=1/4 \div 1$  и  $\rho_{t2}/\rho_{t1}=1/16$ . При увеличении  $h_2/h_1$  оптимальные разности уменьшаются. Так, при  $\rho_{t2}/\rho_{t1}=1/16$ ,  $h_2/h_1=4$  (для  $b_2$ ) оптимальный разнос равен 5,5, а при  $h_2/h_1=8$  уменьшается до 3,5. Аналогичное уменьшение имеет место при увеличении относительного удельного сопротивления второго пласта. Например, для  $\rho_{t2}/\rho_{t1}=1/2$  оптимальный разнос не превышает 4,2.

Поскольку величина оптимального разноса зависит от геоэлектрических параметров разреза, трудно дать ее оценку, пригодную для любых районов. В среднем оптимальный разнос для становления магнитного поля должен превышать глубину опорного горизонта в 5—6 раз, а для становления экваториальной компоненты электрического поля — в 3—4 раза.

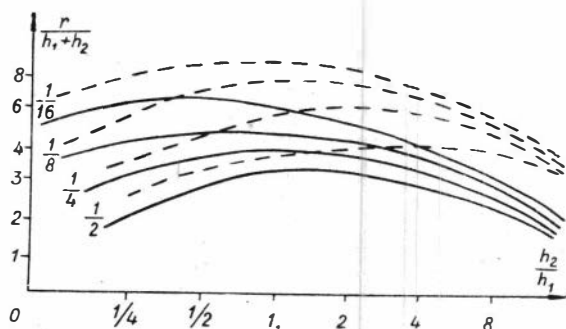


Рис. 13. График оптимальных разносов для регистрации становления электрического (—) и магнитного (— —) поля.

### § 3. ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ НА СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим влияние анизотропии горизонтальных напластований на становление электромагнитного поля в области оптимальных разносов.

Сразу отметим, что, как это было впервые показано А. Н. Тихоновым [74], на становление вертикального магнитного поля анизотропия горизонтальных напластований не влияет, поскольку  $R^*$  зависит только от продольных удельных сопротивлений пластов.

Исследуем влияние анизотропии на становление электрического поля в слоистом геоэлектрическом разрезе с непроводящим основанием.

Наиболее простым геоэлектрическим разрезом подобного типа является двухслойный разрез. Расчеты становления электрического поля были выполнены для значений коэффициента анизотропии  $\Lambda_1$ , равных 1;  $\sqrt{2}$ ; 2;  $2\sqrt{2}$ ; 4 при  $r/h_1=3,36$ ; 4,76 и 8 при  $\theta=0$  и  $90^\circ$  (осевая и экваториальная компоненты). На рис. 14 сопоставлены теоретические кривые  $\rho_z$  для различных значений коэффициента анизотропии. Отклонения от значений, соответствующих изотропному разрезу, более или менее резко проявляются при  $\Lambda_1 \geq \sqrt{2}$ .

Интересно отметить, что анизотропия сравнительно слабо влияет на форму кривой становления поля, смещая ее параллельно осям координат. Смещение возрастает с увеличением коэффициента анизотропии и уменьшением разноса. Для осевой компоненты смещение значительно больше, чем для экваториальной.

Как видно из рис. 14, при большом значении коэффициента анизотропии ( $\Lambda_1=4$ ) кривые  $\rho_z$  с увеличением разноса в изотропном и анизотропном пластах изменяются по-разному. Если установившееся значение  $\rho_z$  для изотропного пласта растет примерно пропорционально разносу, то

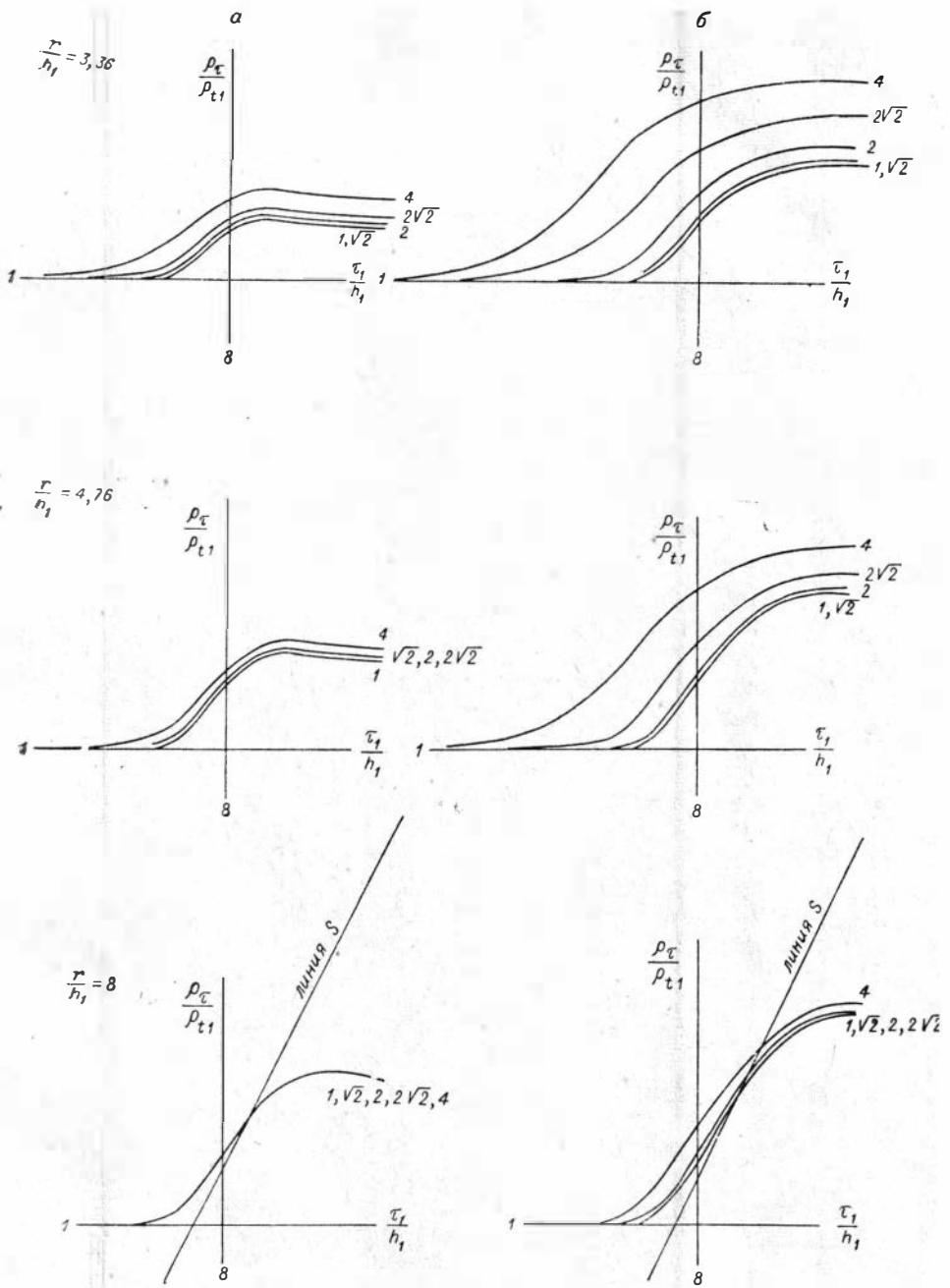


Рис. 14. Теоретические кривые становления экваториальной (а) и осевой (б) компонент электрического поля в анизотропном пласте (цифры у кривых указывают значение коэффициента анизотропии).

для анизотропного пласта оно изменяется незначительно, а кривая смещается в сторону больших времен.

С целью точного анализа значений  $\rho_\tau$  при  $\Lambda_1 = \sqrt{2}$  они сравниваются (табл. 5) со значениями  $\rho_\tau$  при  $\Lambda_1 = 1$  и  $r/h_1 = 3,36$ . Расхождение составляет в среднем 0,45% для экваториальной установки и 3% — для осевой. С увеличением разноса влияние анизотропии уменьшается.

Таблица 5

Осевая компонента				Экваториальная компонента			
$\tau_1/h_1$	$Q_\tau/Q_{t1}(\Lambda_1=1)$	$Q_\tau/Q_{t1}(\Lambda_1=\sqrt{2})$	$\Delta Q_\tau/Q_\tau\%$	$\tau_1/h_1$	$Q_\tau/Q_{t1}(\Lambda_1=1)$	$Q_\tau/Q_{t1}(\Lambda_1=\sqrt{2})$	$\Delta Q_\tau/Q_\tau\%$
2,82	1,00	1,00	0	2,82	1,00	1,00	0
3,36	1,00	1,00	0	3,36	1,01	1,00	1,0
4,00	1,01	1,02	1,0	4,00	1,02	1,02	0
4,76	1,07	1,10	3,0	4,76	1,07	1,08	1,0
5,66	1,23	1,29	5,0	5,66	1,23	1,22	1,0
6,76	1,50	1,59	6,0	6,76	1,44	1,45	0,7
8,00	1,86	1,96	5,5	8,00	1,67	1,67	0
9,52	2,25	2,35	4,5	9,52	1,81	1,82	0,5
11,3	2,61	2,70	3,5	11,3	1,87	1,86	0,5
13,4	2,85	2,98	4,5	13,4	1,84	1,85	0,5
16,0	3,07	3,18	3,5	16,0	1,80	1,81	0,5
19,0	3,20	3,31	3,5	19,0	1,76	1,76	0
22,6	3,27	3,38	2,7	22,6	1,73	1,73	0
26,7	3,31	3,43	2,5	26,7	1,70	1,71	0,5
32,0	3,36	3,45	2,5	32,0	1,69	1,70	0,5
38,0	3,36	3,46	2,5	38,0	1,68	1,69	0,5
Средняя погрешность			3%	Средняя погрешность			0,45%

Как видим, тот факт, что поперечное удельное сопротивление в два раза превышает продольное, практически не влияет на процесс становления электромагнитного поля на оптимальных разносах.

Если исходить из разделения процесса становления поля на раннюю и конечную стадии, то нетрудно понять, почему анизотропия пласта, лежащего на изоляторе, слабо влияет на становление поля, начиная с разносов  $r/h_1 \geq 3,36$ .

В течение волновой стадии электромагнитное поле проникает в землю подобно плоской волне с электрическим вектором, поляризованным в горизонтальной плоскости. Естественно, что на волновую стадию влияет только продольное удельное сопротивление. Что же касается конечной стадии, то в области оптимальных разносов ( $r/h_1 > 3-4$ ) влияние пласта становится эквивалентным влиянию плоскости с продольной проводимостью  $S$ .

Поскольку коэффициенты анизотропии осадочных пород редко превышают  $\sqrt{2}$  [38] и наибольший интерес (см. предыдущий параграф) представляет изучение становления поля при оптимальных разносах, в дальнейшем будем рассматривать изотропные геоэлектрические разрезы, характеризующиеся продольными удельными сопротивлениями, т. е. пренебрежем влиянием анизотропии на процесс становления поля.

#### § 4. ВЛИЯНИЕ ПЛОХО ПРОВОДЯЩИХ ЭКРАНОВ НА СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим влияние тонкого пласта повышенного удельного сопротивления. Пусть становление электромагнитного поля в многослойном изотропном разрезе с плохопроводящим вторым пластом характеризуется



функциями  $R^*$  и  $\bar{R}^*$ :

$$R_N^* = \text{cth} \left\{ n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1}{n_2} \text{cth} \left[ n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2}{n_3} R_{N-2}^* \right] \right\},$$

$$\bar{R}_N^* = \text{cth} \left\{ n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1 \rho_1}{n_2 \rho_2} \text{cth} \left( n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \rho_2}{n_3 \rho_3} \bar{R}_{N-2}^* \right) \right\}.$$

При  $h_2 \rightarrow 0$ ,  $\rho_2 \rightarrow \infty$ :

$$\frac{n_1}{n_2} \text{cth} \left( n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2}{n_3} R_{N-2}^* \right) \approx \frac{n_1 h_2 + \frac{n_1}{n_3} \cdot R_{N-2}^*}{1 + \frac{n_2^2 h_2}{n_3} \cdot R_{N-2}^*} \approx \frac{n_1}{n_3} R_{N-2}^*,$$

$$\frac{n_1 \rho_1}{n_2 \rho_2} \text{cth} \left( n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \rho_2}{n_3 \rho_3} \bar{R}_{N-2}^* \right) \approx \frac{\frac{n_1 \rho_1 h_2}{\rho_2} + \frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3} \bar{R}_{N-2}^*}{1 + \frac{n_2^2 h_2 \rho_2}{n_3 \rho_3} \cdot \bar{R}_{N-2}^*} \approx \frac{\frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3} \bar{R}_{N-2}^*}{1 + \frac{n_2^2 T_2}{n_3 \rho_3} \bar{R}_{N-2}^*},$$

т. е. достаточно тонкий экран повышенного удельного сопротивления практически не влияет на функцию  $R^*$ , а следовательно, и на становление вертикального магнитного поля. Напротив, тонкий пласт с конечной величиной поперечного сопротивления  $T_2$  влияет на процесс становления электрического поля. При  $T_2 \rightarrow \infty$   $\bar{R}_N^* = \text{cth}(n_1 h_1 + \text{arcth} 0) = \text{th}(n_1 h_1 + \text{arcth} 0) = \text{th} n_1 h_1$ , т. е. эта функция не отражает геоэлектрических характеристик пластов, залегающих под непроводящим экраном.

Что касается  $\text{div} \vec{A}$ , то при  $T_2 \rightarrow \infty$

$$\text{div} \vec{A} = \frac{I \mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[ \frac{2m}{m + n_1/R^*} + \frac{2n_1}{m} \text{cth} n_1 h_1 - \frac{2n_1^2}{m(m + n_1/R^*)} \right] J_0(mr) dm.$$

Если мощность первого пласта значительно меньше разности и длины электромагнитной волны основных гармоник неустановившегося поля, т. е.  $h_1 \rightarrow 0$ , то  $\text{cth} n_1 h_1 \approx 1/n_1 h_1$ , откуда

$$\text{div} \vec{A} \approx \frac{I \mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[ \frac{2m}{m + n_1/R^*} + \frac{2}{n h_1} - \frac{2n_1^2}{m(m + n_1/R^*)} \right] J_0(mr) dm.$$

Учитывая, что при достаточно больших разностях можно ограничиться рассмотрением подинтегральной функции при  $m \rightarrow 0$ , получим

$$\text{div} \vec{A} \approx \frac{I \mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left( 2/m h_1 - \frac{2k_1 R}{m} \right) J_0(mr) dm.$$

Следовательно, дивергенция спектральной функции векторного потенциала состоит из двух частей: первой, не зависящей от частоты, и второй, убывающей с понижением частоты. Вся информация о заэкранированных пластах связана со второй частью, а первая зависит только от глубины кровли экрана и является помехой при изучении заэкранированных пластов. Если частота гармоник настолько низка, что  $1/h_1 > 10|k_1 R|$ , то вклад пластов, залегающих под экраном, в электрическое поле составит не более 10%.

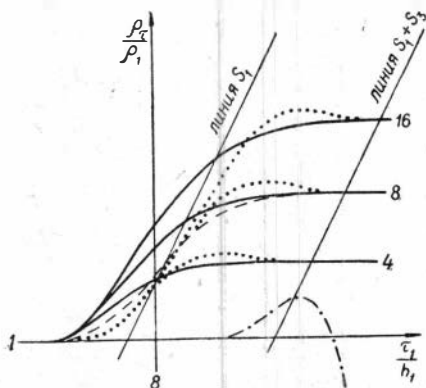
Поскольку низкочастотные гармоники несут сведения о наиболее глубоких заэкранированных пластах, то можно сделать следующий вывод: на неустановившееся электрическое поле оказывает влияние как глубина

тонкого экрана, так и, в меньшей степени, свойства пластов, залегающих под ним, причем с увеличением глубины залегания заэкранированного пласта влияние экрана все более преобладает. Это приводит к тому, что длительность становления электрического поля для разреза с экраном значительно меньше длительности становления магнитного поля.

В качестве иллюстрации проведенных рассуждений рассмотрим теоретические кривые становления экваториальной компоненты электрического поля для разреза с геоэлектрическими параметрами:  $\rho_2/\rho_1 = \infty$ ;  $h_2/h_1 = 0,1$ ;  $\rho_3/\rho_1 = 1$ ;  $h_3/h_1 = 3$ ;  $\rho_4/\rho_1 = \infty$  при  $r/h_1 = 4 - 16$  (рис. 15).

Сравнение с соответствующей разности  $r/h_1 = 16$  теоретической кривой становления магнитного поля показывает, что опорный горизонт влияет на становление магнитного поля в области таких значений  $\tau_1/h_1$ , при которых электрическое поле практически установилось и зависит лишь от продольной проводимости пласта, перекрывающего экран.

Рис. 15. Сопоставление двухслойных (.....) и четырехслойных кривых становления электрического поля с кривой становления магнитного поля (— · — · —).  
 —————  $\infty - 0,1 - 1 - 3 - \infty$ ;  
 —————  $\infty - 3 - 1 - 3 - \infty$ .



Однако кривые становления электрического поля заметно отличаются от двухслойных кривых с  $\rho_2 = \infty$  (рис. 15). Можно отметить две их существенные особенности. Во-первых, с увеличением разности форма левых ветвей кривых значительно изменяется. Во-вторых, уменьшается характерный для экваториальной компоненты максимум, предшествующий приближению к установившемуся значению. Более или менее сильно влияет на становление электрического поля мощность экрана. На рис. 15 сопоставляются теоретические кривые, соответствующие двум геоэлектрическим разрезам с разной мощностью экрана:

$$h_2/h_1 = 0,1 \text{ и } h_2/h_1 = 3 \text{ при } r/h_1 = 8.$$

Расхождение в значениях  $\rho_c$  достигает 25%.

Может возникнуть вопрос: почему тонкий непроводящий пласт оказывает столь различное влияние на электрическую и магнитную составляющие единого электромагнитного поля?

Ответ на поставленный вопрос нетрудно найти, рассмотрев источники аномального электромагнитного поля, связанного с тонким экраном. Этими источниками являются индуцированные электрические диполи, моменты которых расположены нормально к плоскости экрана и изменяются во времени. Силовые линии магнитного поля вертикального электрического диполя имеют вид окружностей, лежащих в горизонтальных плоскостях. Следовательно, совокупность индуцированных электрических диполей (горизонтальный двойной электрический слой) не создает вертикального магнитного поля. Поэтому тонкий горизонтальный экран не влияет на становление магнитного поля и существенно влияет на становление электрического поля.

Становление вертикального магнитного поля зависит от распределения горизонтальной составляющей плотности тока в пластах. Исчезающе тонкий горизонтальный экран не изменяет этого распределения и, следова-

тельно, не влияет на становление вертикального магнитного поля. Помимо горизонтальной составляющей, заземленный источник создает также и поле вертикальной составляющей плотности тока, которая поляризует поверхность плохо проводящего экрана и приводит к резкому увеличению напряженности неустановившегося электрического поля на дневной поверхности.

Если же поперечное сопротивление экрана уменьшается ( $T_2 \rightarrow 0$ ), то

$$\bar{R}_N^* \approx \text{cth} \left( n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3} \bar{R}_{N-2}^* \right),$$

т. е. тонкий пласт с малым поперечным сопротивлением практически не сказывается на становлении электрического поля.

Интересно отметить, что при любом конечном  $T_2$  можно подобрать столь большое значение  $r$ , что тонкий пласт высокого удельного сопротивления перестанет оказывать влияние на неустановившееся электрическое поле. Действительно, при  $\rho_2 \rightarrow \infty$   $n_2^2 \approx m^2$ ; если  $m \rightarrow 0$ , то  $n_2^2 T_2 \rightarrow 0$ , т. е. это эквивалентно стремлению к нулю поперечного сопротивления второго пласта. Но, как было показано выше, поведение функции  $\bar{R}^*$  при  $m \rightarrow 0$  определяет характер становления поля при  $r \rightarrow \infty$ . Следовательно, с увеличением разноса, так же как с уменьшением  $T_2$ , экранирующее влияние второго пласта ослабевает.

Приведенные рассуждения нуждаются в подкреплении расчетами. Первый вопрос, который в связи с этим возникает, касается оценки минимальной мощности экрана, при которой его влиянием на становление магнитного поля практически можно пренебречь. Имея в виду выяснение максимально возможной разрешающей способности становления магнитного поля, рассмотрим волновые трехслойные кривые для  $\rho_2 = \infty$ ,  $\rho_3 = \rho_1$  (рис. 16) при  $h_2/h_1 = 1/8, 1/4, 1/2$ . Пятипроцентное увеличение кажущегося удельного сопротивления вызывается экраном с относительной мощностью 1/8.

Второй важный параметр, нуждающийся в количественной оценке, — это величина разносов, при которой тонкий пласт с конечным поперечным сопротивлением перестает оказывать экранирующее влияние на становление электрического поля.

Рассмотрим четырехслойный геоэлектрический разрез с тонким вторым слоем повышенного удельного сопротивления ( $h_2/h_1 = 1/16, \rho_2/\rho_1 = 128$ ,

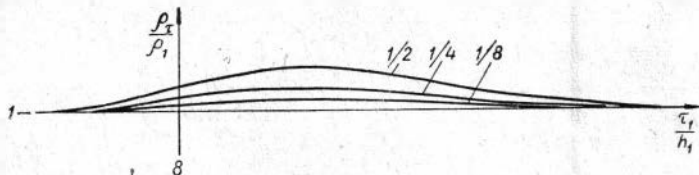


Рис. 16. Трехслойные волновые кривые становления поля для

$$\frac{h_2}{h_1} = 1/8 - 1/2.$$

$T_2 = 8T_1$ ) и хорошо проводящим третьим слоем ( $\rho_3/\rho_1 = 1/16, h_2/h_1 = 2$ ). Основание будем считать изолятором. Соответствующие теоретические кривые становления электрического поля сопоставлены на рис. 17 с трехслойными кривыми для разреза с параметрами:  $\rho_2/\rho_1 = 1/16, h_2/h_1 = 2, \rho_3/\rho_1 = \infty$ . При  $r/h_1 = 32$  тонкий плохо проводящий пласт практически не влияет на становление электрического поля, и трехслойная кривая совпа-

дает с четырехслойной. При  $r/h_1=22,6$  расхождение между кривыми достигает в области минимума 10%, а при  $r/h_1=16$  плохо проводящий пласт увеличивает кажущееся удельное сопротивление почти в 2 раза.

Чем же характеризуются разности, в области которых влиянием экрана можно пренебречь? Как видно из рис. 18, значение  $r/h_1=22,6$  отмечает начало правой восходящей асимптоты кривой ДЭЗ, т. е. той области, где кажущееся сопротивление  $\rho_k$  зависит только от суммарной продольной проводимости разреза, а напряженность электрического поля в пластах, перекрывающих изолятор, становится практически горизонтальной. Пренебрежимо малая величина вертикальной составляющей напряженности

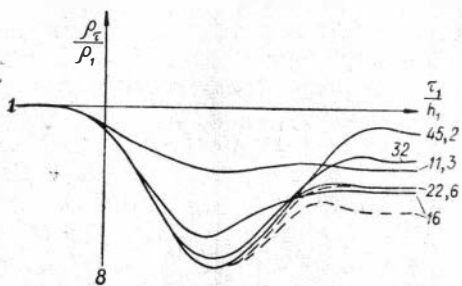


Рис. 17. Сопоставление четырехслойных кривых становления электрического поля при  $T_2/T_1=8$  (————) и  $T_2=0$  (-----).

Цифры у кривых указывают разнос.

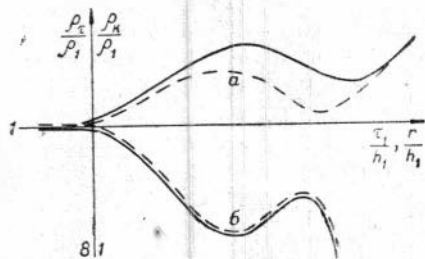


Рис. 18. Теоретические четырехслойные кривые ДЭЗ (а) и становления магнитного поля (б) для разрезов с тонким плохо проводящим вторым пластом.

————  $T_2/T_1=16$ , -----  $T_2/T_1=8$ .

электрического поля в «зоне S» приводит к тому, что экран не поляризуется и поэтому не оказывает влияния на процесс становления электрического поля. Следовательно, для повышения разрешающей способности необходимо изучать становление электрического поля на разносах, соответствующих восходящей асимптоте кривой ДЭЗ.

Таким образом, оценку оптимальных разносов для разрезов с экранами необходимо уточнить. В этом случае глубинность становления электрического поля примерно совпадает с глубинностью электрических зондирований постоянным током. Однако разрешающая способность двух указанных видов зондирования совершенно различна. Особенно наглядно это можно установить, рассматривая значение кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой  $\rho_k$ . С увеличением поперечного сопротивления экрана это значение возрастает, превосходя во много раз среднее продольное сопротивление верхних трех пластов (см. рис. 18). В то же время кривая становления электрического поля (для «зоны S») не зависит от  $T_2$ , в результате чего  $\rho_{\text{мин}} \ll \rho_{k\text{мин}}$ . Зависимость кривой ДЭЗ от  $T_2$  приводит к неоднозначности интерпретации, поскольку практически совпадают кривые с различными  $h_2$  и  $\rho_2$  при условии равенства произведения  $T_2 = h_2 \cdot \rho_2$ . Что же касается становления магнитного поля, то оно, сохраняя все перечисленные преимущества, имеет еще одно важное свойство. Поскольку тонкий экран практически не влияет на процесс становления магнитного поля, то, следовательно, его присутствие не приводит к необходимости увеличивать разнос. Это обстоятельство играет значительную роль, поскольку при больших поперечных сопротивлениях экрана «зона S», оптимальная для регистрации становления электрического поля, отодвигается в область, где измерения практически невыполнимы. Так, для геоэлектрического разреза с  $\rho_2/\rho_1=256$ ;  $h_2/h_1=1/16$ ;  $\rho_3/\rho_1=1/16$ ;  $h_3/h_1=2$ ;  $\rho_4/\rho_1=\infty$  (см. рис. 18) электрическое поле становится практически горизонтальным при

$r/h_1 \geq 32$ , а оптимальные разносы для становления магнитного поля  $r/h_1 \approx 22,6$ .

Итак, влияние тонкого плохо проводящего экрана на становление магнитного и электрического поля совершенно различно. На магнитном поле практически не сказывается присутствие горизонтального экрана, мощность которого в 8—10 раз меньше глубины залегания, независимо от величины его удельного сопротивления. Напротив, становление электрического поля зависит не только от мощности, но и от удельного сопротивления экрана (точнее, от их произведения). Тонкий непроводящий пласт значительно экранирует электрическое поле от залегающих под ним пластов. С увеличением разноса экранирующее влияние тонкого пласта с конечным поперечным сопротивлением уменьшается, и в «зоне S» электрическое и магнитное поля дают одинаковые сведения о разрезе.

Необходимо отметить, что исчезающе тонкий непроводящий экран, залегающий негоризонтально, может оказать заметное влияние на становление магнитного поля. Это связано с тем, что у моментов индуцированных электрических диполей появляется горизонтальная составляющая — источник неустановившегося вертикального магнитного поля. Опыт показывает, что участки резко негоризонтального залегания экранов отмечаются искажениями кривых кажущегося удельного сопротивления. Что же касается экранов конечной мощности, то (см. рис. 16) они оказывают заметное влияние на становление магнитного поля, хотя и значительно меньшее, чем на вертикальное электрическое зондирование или на становление электрического поля.

С увеличением мощности непроводящего экрана изучение заэкранированных пластов требует соответственного увеличения разносов. Поскольку практические возможности увеличения разносов ограничены условиями измерения полезного сигнала, представляет интерес изучить, при каком соотношении разноса и мощности экрана заэкранированные пласты не отразятся на процессе становления магнитного поля. Иными словами, при каких условиях экран превращается в опорный горизонт?

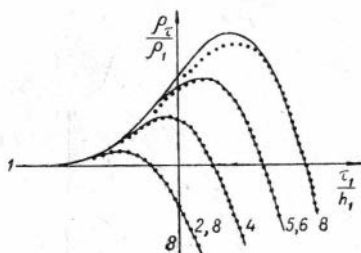


Рис. 19. Сопоставление трехслойных теоретических кривых становления магнитного поля с переменной мощностью второго (непроводящего) пласта. Цифры у кривых указывают разнос.

—  $h_2/h_1 = \infty$ , .....  $h_2/h_1 = 4$ ,  $Q_2 = \infty$ .

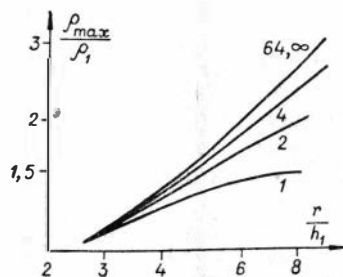


Рис. 20. График зависимости максимального значения кажущегося удельного сопротивления от разноса. Цифры у кривых указывают относительную мощность второго пласта.

Для ответа на этот вопрос были рассчитаны теоретические кривые  $\rho_c$ , соответствующие трехслойному разрезу с переменной мощностью второго (непроводящего) пласта  $h_2/h_1 = 2 \div 64$ . Удельное сопротивление первого и третьего пластов выбрано одинаковым; разнос (в долях мощности первого пласта) принимал значения: 2,83; 4,00; 5,66; 8,00. На рис. 19 сопоставлены

теоретические кривые для  $h_2/h_1=4$  и  $h_2/h_1=\infty$ . При  $r/h_1 \leq 5,66$  кривые практически совпадают и только при  $r/h_1=8$  между ними наблюдается некоторое расхождение. Интересно отметить, что заметнее всего кривые расходятся в области максимума, соответствующего конечной стадии становления. На рис. 20 изображен график, показывающий зависимость максимального значения кажущегося удельного сопротивления от разноса при различной мощности экрана. При  $h_2/h_1 \geq 64$  для  $r/h_2 \leq 8$  экран практически влияет на становление магнитного поля так же, как непроводящее основание неограниченной мощности. С уменьшением разноса уменьшается и мощность экрана, при которой он может практически считаться опорным горизонтом. Так, для  $r/h_1 \leq 5,66$  достаточная мощность экрана  $h_2/h_1 \geq 4$ , для  $r/h_1 \leq 4$  достаточная мощность  $h_2/h_1 \geq 2$ .

Следовательно, при обычно используемых разносах, превышающих примерно в 4—6 раз глубину до непроводящего пласта, его мощность должна примерно втрое превышать глубину залегания кровли. Например, при разноре 12 км экран мощностью 6 км, кровля которого находится на глубине 3 км, будет оказывать на становление магнитного поля такое же влияние, как изолятор неограниченной мощности.

### § 5. СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОСТЕЙШЕЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЕ,

Анализ неустановившегося электромагнитного поля в периодической среде имеет значительный практический интерес, поскольку осадочные породы чаще всего состоят из чередующихся слоев с различными удельными сопротивлениями.

Рассмотрим геоэлектрический разрез, состоящий из непрерывно чередующихся изотропных пластов с удельными сопротивлениями  $\rho_1$  и  $\rho_2$  и мощностями  $h_1$  и  $h_2$ . Используя способ, предложенный в [6], найдем, учитывая, что свойства пластов, начиная с третьего, повторяются:

$$R^* = \operatorname{cth} \left[ n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1}{n_2} \operatorname{cth} \left( n_2 h_2 + \operatorname{arcth} \frac{n_2}{n_1} R^* \right) \right],$$

откуда

$$R^{*2} - R^* \cdot \frac{n_2/n_1 - n_1/n_2}{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1/n_2 \cdot \operatorname{cth} n_1 h_1} - \frac{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1/n_2 \cdot \operatorname{cth} n_1 h_1}{n_2/n_1 \cdot \operatorname{cth} n_1 h_1 + \operatorname{cth} n_2 h_2} = 0.$$

Решая квадратное уравнение и отбрасывая отрицательное значение корня, так как при  $n_2 = n_1$  оно дает  $R^* = -1$  вместо  $R^* = 1$ , найдем

$$R^* = 1/2 \frac{n_2/n_1 - n_1/n_2}{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1/n_2 \operatorname{cth} n_1 h_1} + \\ + \sqrt{\left( 1/2 \frac{n_2/n_1 - n_1/n_2}{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1/n_2 \cdot \operatorname{cth} n_1 h_1} \right)^2 + \frac{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1/n_2 \operatorname{cth} n_1 h_1}{n_2/n_1 \operatorname{cth} n_1 h_1 + \operatorname{cth} n_2 h_2}}.$$

Аналогично

$$\bar{R}^* = 1/2 \frac{n_2 \rho_2 / n_1 \rho_1 - n_1 \rho_1 / n_2 \rho_2}{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1 \rho_1 / n_2 \rho_2 \cdot \operatorname{cth} n_1 h_1} + \\ + \sqrt{\left( 1/2 \cdot \frac{n_2 \rho_2 / n_1 \rho_1 - n_1 \rho_1 / n_2 \rho_2}{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1 \rho_1 / n_2 \rho_2 \cdot \operatorname{cth} n_1 h_1} \right)^2 + \frac{\operatorname{cth} n_2 h_2 + n_1 \rho_1 / n_2 \rho_2 \operatorname{cth} n_1 h_1}{n_2 \rho_2 / n_1 \rho_1 \operatorname{cth} n_1 h_1 + \operatorname{cth} n_2 h_2}}.$$

Полученные сравнительно простые выражения можно использовать для анализа закономерностей становления поля, а также для расчета соответствующих теоретических кривых (рис. 21).

Исследуем функции  $R^*$  и  $\bar{R}^*$  в области больших действующих расстояний:  $r/h_1 \rightarrow \infty$ ,  $\tau_1/h_1 \rightarrow \infty$  или  $h_1 \rightarrow 0$ ,  $h_2 \rightarrow 0$ . После несложных преобразований найдем

$$R^* \approx \frac{n_1}{\sqrt{\frac{n_1^2 h_1 + n_2^2 h_2}{h_1 + h_2}}} = \frac{n_1}{\sqrt{m^2 - i\omega\mu_0 \frac{S_1 + S_2}{h_1 + h_2}}} = \frac{n_1}{\sqrt{m^2 - i\omega\mu_0/\bar{\rho}_t}},$$

где  $\bar{\rho}_t$  — среднее продольное удельное сопротивление пары слоев. Значит, становление магнитного поля в тонкослойной среде в области больших действующих расстояний приближается к становлению поля в однородном

полупространстве с удельным сопротивлением, равным среднему продольному сопротивлению толщи. Важно отметить, что с повышением удельного сопротивления пленки плохо проводящего пласта среднее продольное сопротивление возрастает незначительно. Предельное значение  $\bar{\rho}_t$  не превосходит  $\rho_1(1 + h_2/h_1)$ :

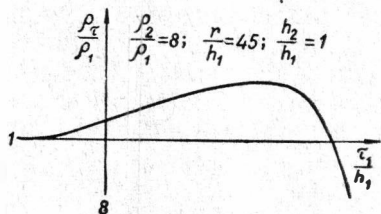


Рис. 21. Теоретическая кривая становления магнитного поля в тонкослойной среде.

$$\lim_{Q_2 \rightarrow \infty} \bar{\rho}_t = \rho_1 \lim_{Q_2 \rightarrow \infty} \frac{h_1 + h_2}{h_1 + h_2 \rho_1/\rho_2} = \rho_1(1 + h_2/h_1).$$

Обычно пропластки повышенного удельного сопротивления характеризуются небольшой мощностью. Если  $h_2 \leq h_1$ , то  $\bar{\rho}_t \leq 2\rho_1$ .

Упрощая выражение для  $\bar{R}^*$  при  $h_1 \rightarrow 0$ ,  $h_2 \rightarrow 0$ , получим

$$\begin{aligned} \bar{R}^* &\approx \rho_1 n_1 \sqrt{\frac{S_1 + S_2}{n_1^2 T_1 + n_2^2 T_2}} = \rho_1 n_1 \sqrt{\frac{S_1 + S_2}{m^2 (T_1 + T_2) - i\omega\mu_0 (h_1 + h_2)}} = \\ &= \rho_1 n_1 \sqrt{\frac{S_1 + S_2}{T_1 + T_2} \frac{h_1 + h_2}{m^2 - i\omega\mu_0 \frac{h_1 + h_2}{T_1 + T_2}}} = \frac{\rho_1 n_1}{\bar{\rho}_m \sqrt{m^2 - i\omega\mu_0/\bar{\rho}_n}} = \frac{\rho_1 n_1}{\bar{\rho}_m \cdot n_{cp}}, \end{aligned}$$

где  $\bar{\rho}_m = \sqrt{\frac{T_1 + T_2}{S_1 + S_2}}$  — среднее квадратичное удельное сопротивление неоднородного разреза,  $\bar{\rho}_n$  — среднее поперечное удельное сопротивление ( $\bar{\rho}_n = \frac{T_1 + T_2}{h_1 + h_2}$ ). Подставляя полученное выражение в формулу для  $\rho_1(X + Z')$  на дневной поверхности, найдем

$$\rho_1(X + Z') = \rho_1 \left[ \frac{2m}{m + n_1/R^*} + \frac{2n_1}{m\bar{R}^*} - \frac{2n_1^2}{m(m + n_1/R^*)} \right] = \frac{2\bar{\rho}_m \cdot n_{cp}}{m} + \frac{2i\omega\mu_0}{m(m + n_1)}.$$

Из последней формулы видно, что становление электрического поля зависит не только от продольного удельного сопротивления неоднородной толщи, но и от ее поперечного и среднего квадратичного удельных сопротивлений. Полученное выражение в точности совпадает с соответствующей функцией для однородного анизотропного полупространства.

В волновой стадии становления электрического поля основные значения имеют высокочастотные гармоники. При  $\omega \rightarrow \infty$

$$\bar{R}^* = \frac{\rho_1 \cdot \sqrt{-i\omega\mu_0/\rho_1}}{\bar{\rho}_m \sqrt{-i\omega\mu_0/\bar{\rho}_n}} = \frac{\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\bar{\rho}_n \cdot \bar{\rho}_t/\bar{\rho}_n}} = \sqrt{\rho_1/\bar{\rho}_t},$$

т. е. волновая стадия становления зависит от среднего продольного удельного сопротивления тонкослойной среды. Что же касается конечной стадии, то в области низких частот, формирующих эту стадию,  $\bar{R}^* \approx \rho_1/\rho_m$ . На конечную стадию становления электрического поля оказывает влияние среднее квадратичное сопротивление тонкослойной среды. Это сближает становление электрического поля с вертикальным электрическим зондированием.

Выражение кажущегося удельного сопротивления при вертикальном электрическом зондировании можно получить, полагая в спектральной плотности частоту  $\omega=0$ . После несложных преобразований найдем [6] при  $h_2=h_1$

$$\rho_k/\rho_1 = \frac{1-\rho_2/\rho_1}{2} \cdot \rho_k^0/\rho_1 - \sqrt{\rho_2/\rho_1} \times \\ \times r^2 \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty \sqrt{1 + \left(\frac{1-\rho_2/\rho_1}{2\sqrt{\rho_2/\rho_1}} \operatorname{th} mh_1\right)^2} \cdot J_0(mr) dm,$$

где  $\rho_k^0$  — кажущееся удельное сопротивление двухслойного разреза с  $\rho_2=0$ .

При больших разностях ( $r \rightarrow \infty$  или  $h_1 \rightarrow 0$ )

$$\rho_k/\rho_1 \approx -\sqrt{\rho_2/\rho_1} \cdot r^2 \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty J_0(mr) dm = \sqrt{\rho_2/\rho_1},$$

т. е. кажущееся удельное сопротивление стремится к среднему квадратичному удельному сопротивлению тонкослойной среды  $\rho_m/\rho_1 =$

$$= \frac{\sqrt{\frac{\rho_1+\rho_2}{1/\rho_1+1/\rho_2}}}{\rho_1} = \sqrt{\rho_2/\rho_1}.$$

Сопоставим теоретические кривые ВЭЗ для  $\rho_2/\rho_1 = \infty, 32, 8, 2, 1/2, 1/8, 1/32$  (рис. 22) с волновыми теоретическими кривыми становления поля,

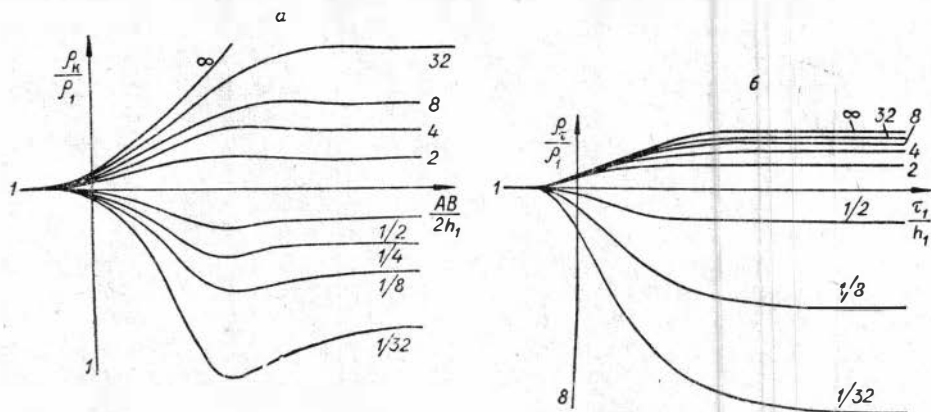


Рис. 22. Теоретические кривые ВЭЗ (а) и волновые кривые становления поля (б) для тонкослойной среды при  $h_2=h_1$ . Цифры у кривых указывают  $\rho_2/\rho_1$ .

не зависящими от разности и поэтому отражающими основные закономерности неустановившихся полей. Наиболее значительное различие наблюдается при больших  $\rho_2/\rho_1$ . Например, при  $\rho_2/\rho_1=32$  кажущееся удельное сопротивление  $\rho_k$  превышает  $\rho_1$  в 1,93 раза, в то время как  $\rho_k=5,65 \rho_1$ .



Это вполне согласуется с теоретической разницей между  $\bar{\rho}_m$  и  $\bar{\rho}_t$ :

$$\bar{\rho}_m/\bar{\rho}_t = \frac{\sqrt{\rho_2\rho_1}(1/\rho_1+1/\rho_2)}{2} = 1/2(\sqrt{\rho_1/\rho_2} + \sqrt{\rho_2/\rho_1}).$$

График зависимости отношения  $\bar{\rho}_m/\bar{\rho}_t$  от  $\rho_2/\rho_1$  изображен на рис. 23. При  $\rho_2/\rho_1=32$   $\bar{\rho}_m/\bar{\rho}_t=2,9$ , при  $\rho_2/\rho_1=8$   $\bar{\rho}_m/\bar{\rho}_t=1,6$ , а при  $\rho_2/\rho_1=3$  отношение  $\bar{\rho}_m/\bar{\rho}_t$  практически приближается к 1.

Тот факт, что становление электромагнитного поля в тонкослойной среде зависит от ее среднего продольного удельного сопротивления, имеет большое значение для интерпретации. Дело в том, что в реальных условиях тонкослойные осадочные толщи часто подстилаются плохо проводящим основанием, поверхность которого обычно является основным объектом

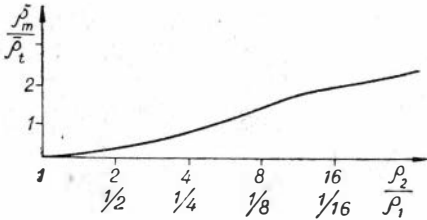


Рис. 23. Зависимость отношения  $\bar{\rho}_m/\bar{\rho}_t$  для тонкослойной среды от  $\frac{\rho_2}{\rho_1}$  при  $h_2=h_1$ .

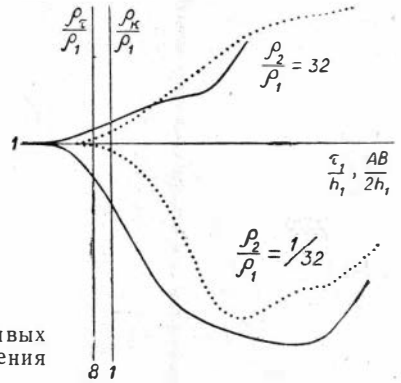


Рис. 24. Сравнение десятислойных кривых ВЭЗ (...) и волновых кривых становления поля (—).

электроразведки. Глубину опорного горизонта проще всего вычислить по формуле  $H=S \cdot \bar{\rho}_t$ , используя значение суммарной продольной проводимости, которое определяется по конечной стадии становления поля. Что же касается величины  $\bar{\rho}_t$ , то особенности становления поля в тонкослойной среде позволяют определить и этот параметр. Рассмотрим в качестве примера десятислойный геоэлектрический разрез, в котором все пласты имеют равные мощности,  $\rho_1=\rho_3=\rho_5=\rho_7=\rho_9$ ,  $\rho_2=\rho_4=\rho_6=\rho_8$ ,  $\rho_{10}=\infty$ , а  $\rho_2/\rho_1$  принимает значения 32 и 1/32. Соответствующие волновые кривые становления поля изображены на рис. 24. Если  $\rho_2/\rho_1=32$ , то кажущееся удельное сопротивление с ростом действующего расстояния сначала возрастает, затем образует почти горизонтальный участок с  $\rho_x/\rho_1 \approx 1,85$ , после чего приближается к правой восходящей асимптоте — линии  $S$ . Интересно отметить, что для данного геоэлектрического разреза  $\bar{\rho}_t=1,94 \rho_1$ , т. е. практически совпадает со значением  $\rho_x$  в пределах пологого участка кривой.

В то же время на соответствующей кривой ВЭЗ горизонтальный участок, непосредственно примыкающий к правой восходящей асимптоте, характеризуется значением  $\rho_x=5,65\rho_1$ , близким к среднему квадратичному сопротивлению. Аналогично обстоит дело и при  $\rho_2/\rho_1=1/32$ . На кривой становления поля плохо проводящее основание начинает проявляться при  $\rho_t/\rho_1=0,068$  ( $\bar{\rho}_t/\rho_1=0,0061$ ), а на кривой ВЭЗ — при  $\rho_x/\rho_1=0,14$  ( $\bar{\rho}_m/\rho_1=0,18$ ).

Выше отмечалось, что становление электрического поля в неограниченной тонкослойной среде имеет двойственный характер. В течение волновой стадии оно зависит от среднего продольного удельного сопротивле-

ния, а в конечной стадии определяется средним квадратичным удельным сопротивлением. Если же изучается становление электрического поля в тонкослоистой среде, подстилаемой плохо проводящим основанием, причем точка наблюдения находится в «зоне S», то зависимость от среднего квадратичного удельного сопротивления исчезает. В этом случае конечная стадия становления поля определяется величиной суммарной продольной проводимости проводящих пластов. Соответствующие кривые становления электрического и магнитного поля ( $\rho_2/\rho_1=32$ ) для  $r/h_1=45$  ( $r/H=5$ ) показаны на рис. 25.

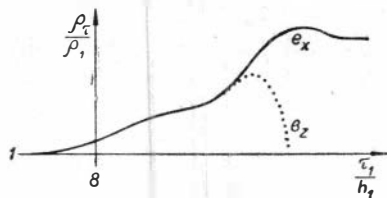


Рис. 25. Десятислойные кривые становления электрического и магнитного поля при  $r/h_1=45$ .

Становление электромагнитного поля в неоднородной тонкослоистой среде имеет много общего со становлением поля в однородной анизотропной среде. Это и понятно, поскольку при уменьшении мощностей отдельных слоев (или при увеличении действующих расстояний) тонкослоистая среда переходит в анизотропную.

### § 6. ТРИ ТИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ В МЕТОДЕ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ

Геоэлектрические параметры разреза влияют на становление магнитного поля через функцию  $R^*$ . Становление электрического поля, кроме того, зависит от  $\bar{R}^*$ . В общем случае обе эти функции зависят от изменения мощности и удельного сопротивления каждого из слоев. Однако если мощность слоя мала, то процесс становления поля определяется некоторыми обобщенными параметрами, такими, как продольная проводимость  $S$ , поперечное сопротивление  $T$ .

Рассмотрим трехслойный разрез типа  $H$  с третьим пластом высокого удельного сопротивления, для которого выражение  $R^*$  [формула (19)] при  $h_2 \rightarrow 0$ ,  $\rho_2 \rightarrow 0$ ,  $n_3 < n_2$  упрощается и принимает вид

$$\begin{aligned} R^* &\approx \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{1 + \frac{n_2}{n_3} \cdot \frac{1}{n_2 h_2}}{\frac{n_2}{n_3} + 1/n_2 h_2} \right) \approx \\ &\approx \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1}{n_3 + n_2^2 h_2} \right) \approx \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1}{n_3 + k_2^2 h_2} \right) = \\ &= \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1}{n_3 - i\omega\mu_0 S_2} \right), \end{aligned}$$

т. е. процесс становления магнитного поля зависит не от мощности и удельного сопротивления тонкого хорошо проводящего слоя, а от их отношения — продольной проводимости. Для выяснения вопроса об эквивалентности по  $S_2$  электрического поля рассмотрим функцию  $\bar{R}^*$  при  $h_2 \rightarrow 0$ ,  $\rho_2 \rightarrow 0$ :

$$\begin{aligned} \bar{R}^* &\approx \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1 \rho_1}{n_2 \rho_2} \cdot \frac{1 + \frac{n_2 \rho_2}{n_3 \rho_3} \cdot \frac{1}{n_2 h_2}}{\frac{n_2 \rho_2}{n_3 \rho_3} + 1/n_2 h_2} \right) = \\ &= \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1 \rho_1}{n_2 \rho_2} \frac{n_2 h_2 + n_2 \rho_2 / n_3 \rho_3}{n_2 h_2 \cdot n_2 \rho_2 / n_3 \rho_3 + 1} \right) = \\ &= \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1 \rho_1 S_2 + n_1 \rho_1 / n_3 \rho_3}{1 + n_2 h_2 \cdot n_2 \rho_2 / n_3 \rho_3} \right) \approx \operatorname{cth} [n_1 h_1 + \operatorname{arcth} (n_1 \rho_1 S_2 + n_1 \rho_1 / n_3 \rho_3)]. \end{aligned}$$

Следовательно, и электрическое поле, так же как магнитное, зависит только от продольной проводимости тонкого проводящего пласта.

Эквивалентность трехслойных кривых зондирования по  $S_2$  была известна и раньше в методе ВЭЗ. В методе становления поля мы сталкиваемся с новым типом эквивалентности, имеющей место для трехслойных разрезов типа  $K$  с хорошо проводящим третьим слоем.

Если  $n_3 > n_2$ ,  $h_2 \rightarrow 0$ , то

$$\frac{n_1}{n_2} \operatorname{cth} \left( n_2 h_2 + \operatorname{arcth} \frac{n_2}{n_3} \right) \approx \frac{n_1 h_2 + n_1/n_3}{1 + n_2^2 h_2/n_3} \approx n_1 h_2 + n_1/n_3,$$

откуда

$$R^* \approx \operatorname{cth} [n_1 h_1 + \operatorname{arcth} (n_1 h_2 + n_1/n_3)].$$

Становление магнитного поля, которое определяется функцией  $R^*$ , не зависит от удельного сопротивления тонкого слабо проводящего пласта, а зависит только от его мощности, т. е. имеет место эквивалентность по  $h_2$ .

Нетрудно заметить существенную разницу, вытекающую из эквивалентности по  $S_2$  и  $h_2$ , особенно при решении тектонических задач. Для перехода от продольной проводимости к глубине необходимо знать удельное сопротивление проводящего пласта. Наоборот, становление магнитного поля в присутствии тонкого пласта повышенного удельного сопротивления практически не зависит от  $\rho_2$ . С другой стороны, если объектом электрозвездки является тонкий пласт повышенного удельного сопротивления, то эквивалентность по  $h_2$  не позволяет определить его удельное сопротивление. В этом случае более предпочтительны методы, использующие постоянный ток.

Особенно наглядно значение эквивалентности по  $h_2$  подтверждается при анализе четырехслойных кривых становления магнитного поля типа  $KH$ . Поскольку при малых действующих расстояниях четырехслойная кривая типа  $KH$  примерно совпадает с соответствующей трехслойной кривой типа  $K$ , то можно воспользоваться сделанными выше выводами. При достаточно тонком втором пласте повышенного удельного сопротивления увеличение  $\rho_2$  в левой части четырехслойной кривой становления магнитного поля практически не зависит от величины  $\rho_2$ . В частности, неограниченное увеличение  $\rho_2$  не приводит к резкому повышению кажущегося удельного сопротивления, как это бывает на кривых  $\rho_k$  (в качестве примера см. на рис. 18 четырехслойные кривые становления магнитного поля, незначительно изменяющиеся с увеличением  $\rho_2$ ). В то же время кривые  $\rho_k$ , рассчитанные для этих же разрезов (см. рис. 18), существенно изменяются с увеличением  $\rho_2$ , поскольку возрастает поперечное сопротивление второго пласта.

Пределы эквивалентности по  $S$  для четырехслойных кривых становления поля, соответствующих разрезу типа  $KH$ , значительно уже, чем в методе ВЭЗ. Для разреза с  $\rho_2 = \rho_4 = \infty$ , в котором  $h_3$  и  $\rho_3$  переменны, так что  $S = \text{const}$ , практически совпадающим теоретическим кривым ВЭЗ соответствуют значительно разрешенные кривые становления магнитного поля (рис. 26).

Кроме эквивалентности по  $S_2$  и  $h_2$ , существует третий тип эквивалентности (назовем его смешанным), который относится к становлению электрического поля над разрезом типа  $K$ . При  $h_2 \rightarrow 0$ ,  $\rho_2 \rightarrow \infty$ , как показано в § 4 гл. II,

$$\bar{R}^* \approx \operatorname{cth} \left( n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3} \cdot \frac{1}{1 + n_2^2 T_2 / n_3 \rho_3} \right).$$

Рассмотрим два предельных случая смешанной эквивалентности. При очень низких частотах, формирующих конечную стадию становления поля,

$$\bar{R}^* \approx \text{cth} \left( n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3} \cdot \frac{1}{1 + n T_2 / \rho_3} \right),$$

т. е. смешанная эквивалентность переходит в эквивалентность по  $T_2$ . При достаточно высоких частотах, влияющих на раннюю стадию процесса,

$$\bar{R}^* \approx \text{cth} \left( k_1 h_1 + \text{arcth} \frac{k_3}{k_1} \frac{1}{1 + k_3 h_2} \right).$$

В последнюю формулу не входит удельное сопротивление второго слоя, т. е. имеет место эквивалентность по  $h_2$ . Этот же результат получим при  $m \rightarrow 0$  ( $r \rightarrow \infty$ ). Иначе говоря, на разных стадиях становления электрического поля, а также на разных удаленных точках наблюдения от источника преобладает либо эквивалентность по  $T_2$ , либо эквивалентность по  $h_2$ . С увеличением роли индуцированных токов происходит переход от первого типа эквивалентности ко второму.

При количественном анализе эквивалентности кривых становления электромагнитного поля мы будем использовать понятие максимальной разрешающей способности, сформулированное в § 2 гл. II. Как показано в этом параграфе, максимальной разрешающей способностью обладают волновые кривые становления поля, а практически она реализуется в области оптимальных разносов.

Поэтому дальнейший анализ проведем с волновыми кривыми становления поля. Для анализа пределов эквивалентности трехслойных волновых

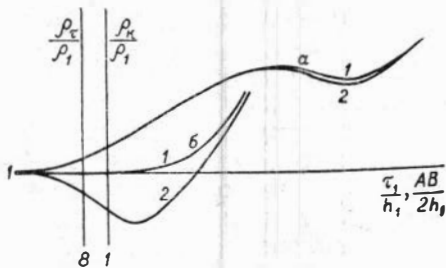


Рис. 26. Сравнение разрешающей способности теоретических кривых ВЭЗ (а) и волновых кривых становления поля (б):

1 — удельные сопротивления третьего и первого пластов совпадают; 2 — удельное сопротивление третьего пласта в 4 раза меньше, чем первого.

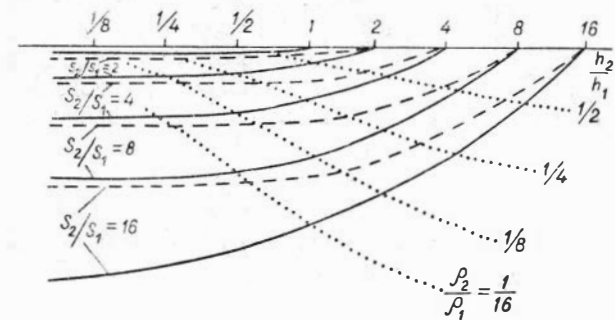


Рис. 27. Номограмма эквивалентности по  $S_2$  трехслойных кривых ВЭЗ и становления поля.

— изолинии  $Q_T \text{ мин.}$ , --- изолинии  $Q_k \text{ мин.}$

кривых по продольной проводимости может быть использована номограмма (рис. 27), по горизонтальной оси которой отложено безразмерное отношение мощностей второго и первого пластов  $h_2/h_1$ , по вертикальной оси — отношение кажущегося удельного сопротивления в минимуме трехслойной кривой становления поля типа  $H$  к удельному сопротивле-

нию первого пласта. Через нанесенные на график точки проведено два семейства линий. Первое семейство объединяет точки с фиксированным отношением  $\rho_2/\rho_1$ . При  $h_2 \rightarrow 0$  асимптотой всех кривых этого семейства является горизонтальная прямая  $\rho_{\text{мин}}/\rho_1 = 1$ , а при  $h_2 \rightarrow \infty$  каждая кривая приближается к  $\rho_2/\rho_1$ . Второе семейство объединяет точки с фиксирован-

ными значениями  $S_2/S_1$  (от 1 до 16). При  $h_2 \rightarrow 0$  каждая из кривых второго семейства приближается к горизонтальной асимптоте. В области этой асимптоты изменение удельного сопротивления и мощности второго пласта не влияет на величину кажущегося удельного сопротивления в минимуме. Следовательно, границы практического приближения точек номограммы к горизонтальной асимптоте характеризуют пределы эквивалентности кривых становления электромагнитного поля. Например, при  $\rho_2/\rho_1=1/16$  и  $h_2/h_1=1/4$   $\rho_{\tau_{\text{мин}}}$  практически совпадает с асимптотическим значением, а при  $\rho_2/\rho_1=1/8$ ,  $h_2/h_1=1/2$  отличается от него на 25%.

Для сравнения пределов эквивалентности зондирований по методу становления электромагнитного поля и вертикальных зондирований аналогичная диаграмма построена по результатам расчета теоретических кривых ВЭЗ. Как видно из сравнения двух номограмм, мощность проводящего пласта, соответствующая практической эквивалентности кривых становления поля, в среднем вдвое меньше мощности проводящего пласта, обуславливающей эквивалентности кривых ВЭЗ, т. е. пределы эквивалентности по  $S_2$  для  $\rho_c$  значительно уже, чем для  $\rho_k$ .

Попытаемся выяснить, в чем физическая причина различной степени эквивалентности теоретических кривых ВЭЗ и становления поля. Сущность рассматриваемого типа эквивалентности заключается в том, что пласт конечной мощности влияет на электромагнитное поле практически так же, как бесконечно тонкая проводящая плоскость. При использовании постоянного тока необходимым и достаточным условием эквивалентности по  $S_2$  являлось требование  $h_2 \ll h_1$ . В методах, использующих неустановившиеся электромагнитные поля, этого условия недостаточно. Для однородности электрического поля по вертикали в пределах пласта необходимо практическое отсутствие скин-эффекта, что выполняется, когда  $h_2 \ll \tau_c$  или (при фиксированном  $t$ )  $h_2 \ll \sqrt{\rho_2}$ . В случае малых значений  $\rho_2$  последнее условие приводит к уменьшению мощности второго пласта, при которой наступает эквивалентность.

Физическая причина эквивалентности по  $h_2$  — зависимость электромагнитного поля на дневной поверхности от токов, индуцированных в хорошо проводящем третьем пласте. Часть электромагнитного поля, связанная с токами в относительно плохо проводящем втором пласте, имеет подчиненное значение. Еще в меньшей степени влияют на процесс становления изменения проводимости второго пласта; его мощность, наоборот, существенно сказывается на результатах наблюдений, поскольку она приближает или удаляет от дневной поверхности токи, текущие в хорошо проводящем третьем пласте.

## § 7. ВЛИЯНИЕ СЛАБОЙ ПРОВОДИМОСТИ ОСНОВАНИЯ НА СТАНОВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Непроводящее основание платформенных областей — важнейший объект электроразведки. Поэтому наибольшее количество теоретических кривых рассчитано для  $\rho_N = \infty$ .

Представляет интерес оценить удельную проводимость основания (по отношению к проводимости пластов), которой можно пренебречь при анализе процесса становления поля.

Неустановившееся электромагнитное поле поступает в точку наблюдения тремя путями. Во-первых, в виде переменного магнитного поля через верхнее непроводящее полупространство, а затем в землю. На эту часть энергии электромагнитного поля слабая проводимость основания не ока-

жет заметного влияния и проявится в некотором уменьшении коэффициентов многократных отражений волны на геологических контактах. Вторая часть неустановившегося поля распространяется в проводящей части геоэлектрического разреза примерно с экспоненциальным затуханием. Роль этой части увеличивается в поздней стадии становления поля, когда скорость изменения магнитного поля и затухание малы. Третья часть электромагнитной энергии связана с волной, возникающей на поверхности плохо проводящего основания и направленной вверх в сторону проводящих пластов. Эта часть неустановившегося поля может резко измениться при появлении даже весьма слабой проводимости основания. В самом деле, если основание — абсолютный изолятор, точка наблюдения выбрана достаточно далеко от источника, а длина волны значительно превышает глубину опорного горизонта, то основной вклад в неустановившееся электромагнитное поле будут вносить волны, проникающие сверху и снизу в проводящие пласты. В силу симметрии интенсивности этих волн будут примерно одинаковы. Если же основание имеет отличную от нуля проводимость, то, какой бы слабой она ни была, можно найти такое расстояние от источника, что нижняя волна практически полностью затухнет, т. е. ее интенсивность станет исчезающе мала по сравнению с интенсивностью верхней волны.

Итак, появление слабой проводимости основания изменяет интенсивность волны, возникающей на его поверхности, от 1 до 0 (по отношению к интенсивности волны, возникающей на дневной поверхности). Поскольку аналитический учет влияния проводимости основания в случае многослойных разрезов представляется весьма громоздкой задачей, обратимся к численным методам.

Для выяснения влияния слабой проводимости основания были рассчитаны трехслойные теоретические кривые становления магнитного поля при  $\rho_3/\rho_1=1, 4, 16$ . Типичная кривая, соответствующая геоэлектрическому разрезу с  $\rho_2/\rho_1=1/16, h_2/h_1=2, \rho_3/\rho_1=1$  и разносу  $r/h_1=26,9$ , сопоставлена на рис. 28 с кривой для  $\rho_3/\rho_1=\infty$ . Проводимость основания проявляется в уменьшении значений кажущегося удельного сопротивления в области правой восходящей ветви и максимума, связанных с опорным горизонтом. При увеличении действующего расстояния поглощение электромагнитной энергии в основании уменьшается и обе кривые практически совпадают. С уменьшением разноса расхождение между кривыми уменьшается, что можно видеть из рис. 28, на котором сопоставлены теоретические кривые для  $r/h_1=16$  и  $r/h_1=26,9$ . Результаты анализа расчетного материала сведены в табл. 6, в которой даны относительные расхождения между теоретическими кривыми с конечным значением  $\rho_3$  и  $\rho_3=\infty$ . Если при разносах, превышающих в 4—6 раз глубину основания, его удельное сопротивление в 40—50 раз выше среднего продольного удельного сопротивления перекрывающей слоистой толщи, то практически процесс становления происходит так же, как при непроводящем основании. С увеличением разноса расхождение между кривыми для  $\rho_3=\infty$

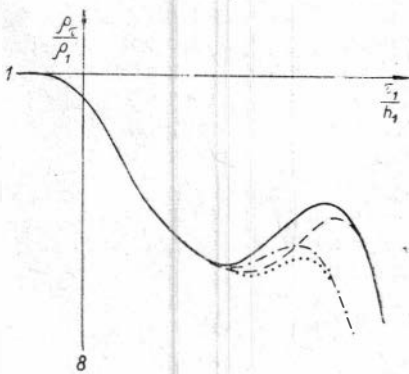


Рис. 28. Сопоставление теоретических кривых становления магнитного поля для непроводящего и плохо проводящего основания.

$$\left. \begin{array}{l} \text{—} r/h_1=26,9 \\ \text{---} r/h_1=16 \\ \text{-·-·-} r/h_1=26,9 \\ \text{·····} r/h_1=16 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \rho_3/\rho_1=\infty \\ \\ \\ \rho_3/\rho_1=1 \end{array}$$

и  $\rho_3 \neq \infty$  увеличивается. Это связано с увеличением поглощения электромагнитного поля в основании и соответствующим ослаблением «нижней волны».

Таблица 6

Максимальная относительная погрешность кажущегося удельного сопротивления, обусловленная проводимостью основания

$Q_3/Q_2$	$h_2=8$				$h_2=2$				$h_2=1/2$						
	$r/H$	$Q_3/Q_t$	$r/H$	$Q_3/Q_t$	$r/H$	$Q_3/Q_t$	$r/H$	$Q_3/Q_t$	$r/H$	$Q_3/Q_t$	$r/H$	$Q_3/Q_t$			
1	14,3	0,03	0,05	0,07	0,10	11	0,10	0,12	0,15	0,10	6	0,10	0,14	0,15	0,18
4	57,2	0,04	0,05	0,06	0,08	44	0,02	0,03	0,04	0,05	24	0,02	0,05	0,07	0,08

### § 8. НЕКОТОРЫЕ ИНТЕРПРЕТАЦИОННЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ

Напомним рассмотренные в предыдущих разделах настоящей работы важные особенности процесса становления электромагнитного поля:

1) анизотропия осадочных напластований практически не влияет на процесс становления поля;

2) экранирующее влияние непроводящих пластов на становление магнитной компоненты значительно слабее, нежели в методах, использующих постоянный ток;

3) разрешающая способность кривых становления поля для многих типов геоэлектрических разрезов выше, чем разрешающая способность вертикальных электрических зондирований;

4) процесс становления поля при фиксированном расположении питающей и измерительной установок содержит достаточную информацию о геоэлектрическом разрезе.

Чтобы реализовать эти ценные качества, прежде всего необходимо выбрать оптимальный разнос для изучаемого геоэлектрического разреза. Грубая оценка оптимальных разносов может быть сделана на основе общих геологических сведений о районе. Обычно эта оценка уточняется в начале полевых работ. По определению, оптимальным является такой наименьший разнос, при увеличении которого участок кривой кажущегося удельного сопротивления, несущий наиболее ценную информацию, не изменяется. Изучив процесс становления поля на нескольких разносах, мы уточним оптимальное значение последнего. Допустим, что имеется полевая кривая кажущегося удельного сопротивления как функция  $\tau^* = \sqrt{2\pi t}$ , соответствующая оптимальному разносу.

Если подобрана теоретическая кривая, практически совпадающая с полевой, то тем самым определяются отношения  $\rho_{tp}/\rho_{t1}$  и  $h_p/h_1$ . Продольное удельное сопротивление первого пласта находится как асимптотическое значение  $\rho_\tau$  при  $\tau^* \rightarrow 0$ . Для определения мощности первого пласта рассмотрим абсциссу указателя глубины теоретической кривой в системе координат полевой кривой

$$\tau^* = \frac{\tau_1}{\sqrt{10^7 \rho_{t1}}} = \frac{8h_1}{\sqrt{10^7 \rho_{t1}}}$$

Отсюда  $h_1 = \frac{\sqrt{10^7 \rho_{t1} \cdot \tau^*}}{8}$ , что дает возможность вычислить мощность каждого пласта. Важным обобщенным параметром геоэлектрического разреза является суммарная продольная проводимость. Для ее определения воспользуемся уравнением линии  $S$ , проведенной на палетке  $\rho_{\tau}/\rho_{t1} = \left(\frac{\tau_1}{h_1}\right)^2 \times (S_1/2\pi S)^2$  или в практической системе координат  $\rho_{\tau} = (10^7 \tau^*/2\pi S)^2$ . Если линия  $S$  пересекает ось  $\rho_{\tau} = 1$  *омм* в точке с абсциссой  $\tau_s^*$ , то  $S = \sqrt{10^7 \cdot \tau_s^*/2\pi}$ .

Для проведения линии  $S$ , помимо многослойной теоретической кривой, совпадающей с наблюдаемой, можно воспользоваться теоретической кривой конечной стадии становления, а также двухслойной теоретической кривой. Первый способ дает удовлетворительный результат при достаточно большом разnose, т. е. практически в дальней зоне. Второй способ пригоден в случае слабой дифференциации по удельному сопротивлению пластов, залегающих на опорном горизонте, когда всю надпорную толщу можно практически считать однородной. При нарушении двух сформулированных условий погрешность определения суммарной продольной проводимости упрощенными способами возрастает.

Другой не менее важный элемент кривой кажущегося удельного сопротивления — минимальное значение  $\rho_{\tau}$ . Как обычно, под  $\rho_{\tau\text{мин}}$  понимается не абсолютный минимум (поскольку, например, для кривой становления магнитного поля  $\rho_{\tau} \rightarrow 0$  при  $\tau^* \rightarrow \infty$ ), а относительный экстремум, непосредственно предшествующий правой восходящей ветви кривой, отмечающей опорный непроводящий горизонт. Таким минимумом характеризуются трехслойные кривые типа  $H$ , четырехслойные кривые типа  $QH$ , а также четырехслойные кривые типа  $KH$  при достаточно большой мощности надпорного проводящего горизонта. Учитывая большую важность исследования разрезов с непроводящим экраном, рассмотрим условия, при которых на соответствующих кривых становления магнитного поля наблюдается минимум. Анализ четырехслойных теоретических кривых показывает, что появление минимума зависит от соотношения проводимости заэкранированного пласта и мощности экрана. Минимум на кривой появляется, если относительная проводимость заэкранированного пласта  $S_3/S_1$  превышает относительную мощность экрана  $h_2/h_1$  примерно в 2—3 раза. На рис. 29 приведены волновые четырехслойные кривые для  $\rho_2/\rho_1 = \rho_4/\rho_1 = \infty$ ,  $h_2/h_1 = 2$ ,  $\rho_3/\rho_1 = 1/4$ . При  $h_3/h_1 = 2 \times (S_3/S_1 : h_2/h_1 = 4)$  кривая характеризуется четким минимумом. Напротив, при уменьшении мощности заэкранированного пласта до  $1/2$  ( $S_3/S_1 : h_2/h_1 = 1$ ) минимум исчезает и соответствующая кривая по внешнему виду соответствует трехслойному геоэлектрическому разрезу с монотонно увеличивающимся с глубиной удельным сопротивлением.

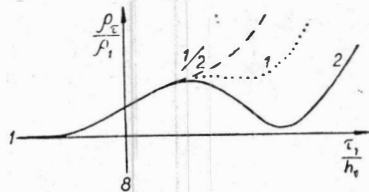


Рис. 29. Четырехслойные волновые кривые становления поля. Цифры у кривых указывают относительную мощность заэкранированного пласта.

Какими же свойствами характеризуется минимум функции  $\rho_{\tau}$ ? Выясним это на примере трехслойного разреза типа  $H$  с  $\rho_3 = \infty$ . Установленные закономерности в ряде случаев можно перенести на многослойные разрезы, опираясь на эквивалентность надпорной проводящей толщи многослойного разреза и второго пласта трехслойного разреза.

Анализ рассчитанных теоретических кривых позволил выявить эмпирическую закономерность: если минимум трехслойной кривой распола-



гается в пределах волновой стадии, то при  $h_2 \gg h_1$ :

$$\rho_{\tau \text{ мин}} \approx \bar{\rho}_t^2 / \rho_2,$$

$$\tau_{\text{мин}} \approx 3,75 H / \sqrt{\rho_2 / \rho_1}.$$

Для установления границ этих закономерностей были построены номограммы отношения  $\frac{\rho_{\tau \text{ мин}}}{\bar{\rho}_t^2 / \rho_2}$  и абсциссы минимума  $\frac{\tau_{\text{мин}}}{3,75 H / \sqrt{\rho_2 / \rho_1}}$  в зависимости от  $h_2 / h_1$ . Оба отношения с точностью до 10% равны единице при  $h_2 \gg h_1$  для всех значений  $\rho_2 / \rho_1$ , кроме 1/19, для которого отношения приближаются к единице при  $h_2 \geq 2h_1$  (рис. 30).

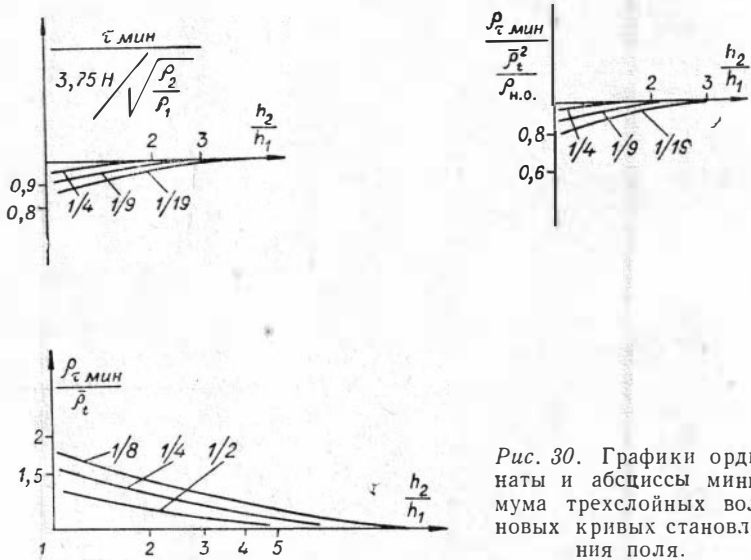


Рис. 30. Графики ординаты и абсциссы минимума трехслойных волновых кривых становления поля.

Перейдя к практическим единицам, получим для абсциссы минимума полевой кривой

$$\tau^* \approx 1,19 \frac{h_1 + h_2}{\sqrt{\rho_{t2}}}, \quad t_{\text{мин}} \approx 0,22 \frac{(h_1 + h_2)^2}{\rho_{t2}},$$

где мощности слоев выражены в километрах. Поскольку при  $\rho_2 < \rho_1$   $\bar{\rho}_t > \rho_2$ , то  $\rho_{\tau \text{ мин}} \approx \bar{\rho}_t \cdot \frac{\bar{\rho}_t}{\rho_1} > \bar{\rho}_t$ . С увеличением мощности второго слоя среднее продольное сопротивление приближается к  $\rho_2$  и, следовательно, кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой стремится к  $\bar{\rho}_t$ .

Если в многослойном разрезе заменить все пласты, кроме проводящей надпорной толщи с мощностью  $h_{н.о}$  и удельным сопротивлением  $\rho_{н.о}$ , одним эквивалентным пластом с мощностью  $h$ , то при  $h_{н.о} \geq h$

$$\rho_{\tau \text{ мин}} \approx \bar{\rho}_t^2 / \rho_{н.о}, \quad t_{\text{мин}} \approx 0,22 (h + h_{н.о})^2 / \rho_{н.о}.$$

При благоприятном соотношении параметров геоэлектрического разреза минимальное значение кажущегося удельного сопротивления позволяет определять важный обобщенный параметр — среднее продольное удельное сопротивление. Если относительная мощность проводящего

надпорного горизонта достаточно велика, то  $\rho_{\tau \text{ мин}} \approx \bar{\rho}_t$ . Границы изменения  $h_2$ , при которых можно использовать это соотношение, показаны для различных  $\rho_2$  на рис. 30. При меньших значениях  $h_2$  следует пользоваться формулой

$$\bar{\rho}_t \approx \sqrt{\rho_{\tau \text{ мин}} \cdot \rho_{н.о.}}$$

что возможно при наличии сведений об удельном сопротивлении надпорного горизонта. Однако особенность этой формулы заключается в том, что относительная погрешность определения оказывается в два раза меньше, чем неточность  $\rho_{н.о.}$ .

Вообще говоря, минимальное значение кажущегося удельного сопротивления является, по выражению В. Н. Каленова [44], «наиболее отчетливым показателем изменения  $\rho_t$ »\*. При увеличении  $\bar{\rho}_t$  минимальное значение  $\rho_t$  возрастает, а при понижении — убывает. В случае весьма больших значений  $h_{н.о.}$  минимум кривой кажущегося удельного сопротивления расширится, и на кривой появляется горизонтальный участок.

Интересно отметить, что горизонтальный участок на кривой  $\rho_t$  может характеризовать не только большую мощность надпорного горизонта, но и совершенно иной тип геоэлектрического разреза. Речь идет о тонкослойной среде, залегающей на непроводящем основании. Как было показано выше, при достаточно больших действующих расстояниях тонкослойная среда эквивалентна однородной с удельным сопротивлением, равным продольному сопротивлению исходной тонкослойной среды.

Не следует думать, что определение среднего продольного удельного сопротивления с помощью кривых становления поля возможно лишь для благоприятных геоэлектрических разрезов. Класс таких разрезов может быть значительно расширен при комплексировании электроразведки с другими видами геологоразведочных работ. В первую очередь имеются в виду бурение и сейсморазведка КМПВ, дающие сведения о глубине опорного горизонта в отдельных точках. Если там же зарегистрирован процесс становления поля, с помощью которого определено значение суммарной продольной проводимости, то легко найти среднее продольное удельное сопротивление.

Используя в качестве опорных пункты, где известны  $H$ ,  $S$ ,  $\bar{\rho}_t$  и  $\rho_{\tau \text{ мин}}$ , можно построить для исследуемой территории «статистические» графики зависимости отношения  $\rho_{\tau \text{ мин}}/\bar{\rho}_t$  от  $S$  или от  $H$ . По этим графикам в любой точке, где определено  $S$  и  $\rho_{\tau \text{ мин}}$ , можно с большей или меньшей вероятностью вычислить  $\bar{\rho}_t$  и  $H = S \cdot \bar{\rho}_t$ .

Интересные возможности намечаются при совместной интерпретации вертикальных электрических зондирований и зондирований становлением электромагнитного поля. Как известно, поведение кривой ВЭЗ зависит от квадратичных удельных сопротивлений анизотропных пластов, а процесс становления поля определяется продольными удельными сопротивлениями. Следовательно, при сопоставлении результатов интерпретации можно

определить значения коэффициентов анизотропии пластов  $\Lambda_p = \frac{\rho_{mp}}{\rho_{tp}}$ . В благоприятных условиях средний коэффициент анизотропии для всего геоэлектрического разреза может быть оценен по отношению минимальных значений кажущихся удельных сопротивлений

$$\Lambda \approx \frac{\rho_{k \text{ мин}}}{\rho_{\tau \text{ мин}}}$$

\* Большинство исследователей обозначает символом  $\rho_t$  среднее продольное удельное сопротивление.

Отсюда, кстати, следует, что  $\rho_{\text{смин}} \leq \rho_{\text{кмин}}$ . Анализируя интерпретационные возможности метода становления поля, нельзя обойти вопрос о точности получаемых результатов. Суммарная продольная проводимость, как показывает опыт, определяется по кривым становления поля с относительной погрешностью до 10%. Погрешность определения среднего продольного удельного сопротивления зависит от характера геоэлектрического разреза. В благоприятных условиях, как показано выше, можно определить  $\rho_t$  с точностью 10—15%.

Следовательно, максимальная ошибка в определении абсолютной глубины составит 15—20%. При этом необходимо иметь в виду, что относительные изменения глубины опорного горизонта могут быть определены более точно для сравнительно небольших участков исследуемой территории, в пределах которых выдерживаются закономерные связи  $\bar{\rho}_t$  с  $\rho_{\text{смин}}$ .

## § 9. О ПОЗДНЕЙ СТАДИИ СТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Вообще говоря, определение удельных сопротивлений и мощностей пластов возможно только в том случае, если регистрируется весь процесс: от малых значений  $t$ , при которых  $\rho_t \approx \rho_{t1}$ , до практического установления. Однако некоторые важные геологические задачи могут быть решены и при регистрации процесса становления поля в ограниченном диапазоне времен. К числу таких задач относится определение глубины опорного горизонта высокого удельного сопротивления. Выше уже отмечалось, что для многих типов геоэлектрических разрезов ордината минимума кажущегося удельного сопротивления тесно связана со средним продольным удельным сопротивлением. Определив по конечной стадии процесса суммарную продольную проводимость, можно найти глубину до основания.

Иначе говоря, для получения информации о рельефе плохо проводящего основания во многих случаях достаточно иметь сведения не обо всем процессе становления, а только о его поздней стадии, включающей область минимума, отражающего наличие проводящего пласта, и правую ветвь кривой кажущегося удельного сопротивления.

При выполнении электроразведочных работ в платформенных областях опорным горизонтом служит обычно кристаллический или метаморфизованный фундамент, залегающий на глубинах свыше 1 км. Полагая в формуле для  $\rho_{\text{смин}}$  среднее удельное сопротивление проводящей пачки  $\rho_{\text{н.о}} \approx 2 \div 3$  ом·м, можно оценить время появления минимума на кривой становления поля  $t_{\text{мин}} > 0,1$  сек.

Таким образом, если ставится задача исследования одной геологической границы — поверхности плохо проводящего основания, перекрытого проводящими осадочными породами мощностью не менее 1 км, то она может решаться с помощью упрощенной модификации метода становления поля, использующей только позднюю стадию процесса при временах свыше 0,1 сек, что соответствует верхней граничной частоте спектра около 1 гц.

Каковы же методические особенности регистрации поздней стадии становления поля? Во-первых, геоэлектрические неоднородности поверхностных отложений значительно слабее проявляются в поздней стадии, чем в ранней, особенно для становления вертикальной составляющей магнитного поля.

Рассмотрим четырехслойный геоэлектрический разрез, в котором  $\rho_1 = \rho_3$ , а  $\rho_2 = \rho_4 = \infty$ . Пусть мощность экрана настолько мала, что на становление магнитного поля он не оказывает влияния. Как было показано выше, если выполняется условие  $h_2 < h_1/8$ , то кривая становления магнитного поля практически не будет отличаться от двухслойной с эквивалентной

мощностью первого слоя  $h_1 + h_3$ . Что же касается неустановившегося электрического поля, то его величина в первом пласте будет значительно завышена из-за наличия экрана. Отличительная особенность временного хода становления горизонтальной компоненты электрического поля (см. рис. 15) — значительно более раннее установление, чем у магнитного поля. Если в пласте, залегающем над экраном, имеются неоднородности удельного сопротивления, то под действием электрического поля на них возникают индуцированные электрические диполи, моменты которых в первом приближении пропорциональны поляризирующему электрическому полю.

Итак, влияние неоднородности удельного сопротивления пласта, залегающего над экраном, приводит к наложению на процесс становления, соответствующий горизонтально-однородной среде, добавочного процесса, источником которого являются индуцированные электрические диполи. Рассмотрим индуцированный диполь, расположенный в непосредственной близости от точки наблюдения и, следовательно, создающий наибольшие искажения. Если  $r$  — разнос, а  $r'$  — расстояние от индуцированного электрического диполя до точки наблюдения, то  $r \gg r'$ . Вследствие этого продолжительность процесса становления магнитного поля индуцированного диполя значительно короче, чем время становления поля основного источника. Иными словами, искажающее влияние поверхностной неоднородности, расположенной вблизи точки наблюдения, проявится главным образом на ранней стадии становления электромагнитного поля.

Вторая причина, вызывающая искажение ранней стадии становления магнитной компоненты поля, — это наклон плоскости измерительного контура, в результате чего электродвижущая сила индуцируется не только вертикальной, но и горизонтальной составляющей магнитного поля. Эта причина искажений подробно рассмотрена в работах [2, 37].

Исходя из общего выражения векторного потенциала найдем, что на экваторе питающего диполя скорость изменения горизонтальной составляющей в пределах волновой стадии равна

$$\frac{\partial b_y}{\partial t} \approx -\frac{I\mu_0}{\pi r^3} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R/k_1 \cdot e^{-i\omega t} d\omega.$$

Для однородного полупространства последний интеграл приводится к табличному

$$\frac{\partial b_y}{\partial t} \approx -\frac{I}{\pi r^3 \tau_1}.$$

Если обозначить через  $\gamma$  угол наклона плоскости измерительного контура, то отношение электродвижущей силы, индуцируемой горизонтальной и вертикальной компонентами магнитного поля, равно при малых углах наклона  $\varepsilon_y/\varepsilon_z \approx 0,06 \cdot \gamma^\circ \cdot r/\tau_1$ . Из последнего выражения следует, что погрешность за счет наклона плоскости измерительного контура увеличивается при уменьшении действующего расстояния, т. е. в ранней стадии процесса становления. Кроме того, погрешность возрастает при увеличении разноса. При разnose  $r = 15$  км, удельном сопротивлении  $\rho = 3$  ом м и  $t = 2,0$  сек угол наклона в  $1^\circ$  вызывает погрешность около 5%, а при  $t = 0,2$  сек — около 15%. С уменьшением  $t$  погрешность возрастает, т. е. искажения наблюдаются в основном в пределах ранней стадии процесса.

Весьма важное значение при выборе методики наблюдений имеет соотношение полезного сигнала и помех. Рассмотрим уровень сигнала при регистрации становления электрической и магнитной компонент поля

в типичных условиях. Имея глубину опорного горизонта  $H$ , выберем оптимальный разнос  $r=4H$  и длину питающего диполя  $AB=H$ . Тогда электродвижущая сила  $\epsilon$ , индуцируемая в одном квадратном метре приемного контура на один ампер силы тока в питающей цепи, будет равна

$$\epsilon = \frac{3AB \cdot \rho_{\tau}}{2\pi r^4} \approx 2 \cdot 10^{-6} \rho_{\tau} / H^2,$$

где  $\epsilon$  выражается в микровольтах,  $H$  — в километрах. Если  $\rho_{\tau, \text{мин}} = 3$  ом·м,  $H = 3$  км, то  $\epsilon = 0,3 \cdot 10^{-6}$  мкв. Поскольку уровень шумов низкочастотной электроразведочной аппаратуры обычно бывает не менее 1 мкв, то для надежного измерения процесса становления магнитного поля величина неустановившегося напряжения должна превышать 15—20 мкв. Достичь такого уровня сигнала можно двумя путями: увеличением силы тока в питающей линии или увеличением площади приемного контура.

Современные электроразведочные генераторные установки мощностью около 20 квт позволяют практически при любых условиях заземления питающих электродов посылать в линию токи до 30—35 а или по обычно применяемой схеме удвоения до 60—70 а. Следовательно, используя мощные генераторные установки, можно получить в каждом квадратном метре приемного контура электродвижущую силу  $\epsilon = 20 \cdot 10^{-6}$  мкв. При эффективной площади контура около 1 км<sup>2</sup> э. д. с. составит примерно 20 мкв. Практически такой контур может быть выполнен в виде квадрата из двадцатипятижильного кабеля (все жилы соединены последовательно) с размером стороны 220—230 м.

Уровень напряженности электрического поля на 1 а силы тока при  $\theta = 90^\circ$  определяется формулой

$$e = \frac{AB \cdot \rho_{\tau}}{\pi r^3},$$

откуда  $e \approx 5 \cdot 10^{-3} \rho_{\tau} / H^2$ , где  $e$  выражается в  $\frac{\text{мкв}}{\text{м}}$   $\left( \frac{\text{мв}}{\text{км}} \right)$ ,  $H$  — в километрах. При  $\rho_{\tau} = 3$  ом·м,  $H = 3$  км,  $J = 60$  а  $e \approx 0,1$  мкв/м. Если длина измерительной линии  $MN = 500$  м, то  $\Delta V \approx 50$  мкв, что в несколько раз превышает электродвижущую силу, индуцируемую в незаземленном приемном контуре неустановившимся вертикальным магнитным полем.

Сравним типичные величины полезного сигнала со средним уровнем помех. Как показывает опыт, помехи при регистрации неустановившихся электромагнитных процессов могут быть разделены на три группы.

1. Ветровые помехи являются следствием колебания измерительных линий в постоянном геомагнитном поле. Простой и вместе с тем достаточно эффективный способ борьбы с этим видом помех — присыпка измерительных линий землей.

2. Индустриальные помехи наблюдаются вблизи электросиловых установок (электрифицированные железные дороги, заводы, электрические молотилки и т. п.). Высокочастотные промышленные помехи регистрируются также на расстоянии до нескольких километров от линий связи. Для уменьшения влияния индустриальных помех рекомендуется проводить наблюдения в периоды, когда силовые установки не работают, а также удалять измерительную линию от промышленных объектов. Расстояние до таких мощных источников помех, как электрифицированные железные дороги, должно быть не менее 10—20 км.

3. К третьей группе помех, влияние которых не удастся устранить такими простыми способами, как влияние помех первых двух типов, относятся короткопериодные вариации естественного электромагнитного поля. К настоящему времени геофизикой накоплено много сведений о морфологии короткопериодных электромагнитных вариаций. Диапазон частот

от 0,01 до 0,1 *гц* был детально исследован в процессе магнитно-теллурических исследований в различных районах СССР [30]. Многочисленные исследования посвящены свойствам вариаций с периодом от 0,1 до 10 *гц*. Суммируя накопленные данные, можно составить следующее представление о спектре короткопериодных колебаний. Наибольшие амплитуды вариаций относятся к периодам от 10—15 до 60—100 *сек*. Напряженность электрического поля в этом диапазоне измеряется единицами и десятками долями милливольт на километр, а вертикального магнитного поля — сотыми долями гаммы. Определяя электродвижущую силу, индуцируемую в приемном контуре с площадью  $q=1 \text{ км}^2$  вариациями магнитного поля с амплитудой в  $10^{-2}$  гаммы и периодом 30 *сек*, найдем, что  $\varepsilon \approx 2 \text{ мкв}$ , т. е. вариации с периодами в десятки секунд практически не влияют на регистрацию становления магнитного поля. Сложнее обстоит дело с регистрацией становления электрического поля, поскольку амплитуды вариаций имеют тот же порядок, что и величина полезного сигнала. Для выделения импульсов становления поля в этом случае приходится пользоваться приемами, разработанными для обработки осциллограмм дипольного зондирования.

Более высокочастотные колебания с периодом 0,1—10 *сек* обычно регистрируются редко, и интенсивность их невелика: сотые доли милливольт на километр по напряженности электрического поля и десятитысячные доли гаммы по вертикальному магнитному полю. Резкое увеличение частоты появления вариаций и их интенсивности отмечается при частотах 8—12 *гц*. В диапазоне частот от 0,5 до 10 *гц* на эти вариации падает около 70% колебаний [30]. Вариации с периодом 8—12 *гц* создают интенсивные помехи при регистрации начальной стадии становления поля на достаточно больших разностях. Напротив, при регистрации поздней стадии становления поля мы имеем дело с наименьшим уровнем помех. Для защиты поздней стадии от сравнительно высокочастотных помех обычно используются пассивные фильтры нижних частот, имеющие вид интегрирующих ячеек. Если постоянная времени ячейки выбрана так, чтобы амплитуда помех с частотой 12 *гц* ослаблялась в пять раз, то практически без искажения фильтр будет пропускать гармоники с частотами ниже 1 *гц*, что соответствует моментам времени  $t > 0,1 - 0,2 \text{ сек}$ .

Защита процесса становления поля от сравнительно высокочастотных помех приводит к тому, что без искажений может регистрироваться только поздняя стадия процесса. Следовательно, эта часть процесса является наиболее помехоустойчивой при использовании фильтров нижних частот.

Общий вывод, который можно сделать на основе проведенного анализа, заключается в том, что поздняя стадия становления поля наиболее устойчива по отношению к внешним помехам, поверхностным неоднородностям и наклонам измерительного контура. Вместе с тем поздняя стадия содержит информацию о глубине опорного горизонта, являющейся обычно наиболее важной. Эти особенности поздней стадии становления электромагнитного поля обусловили ее практическую ценность и позволили реализовать преимущества метода становления поля. Регистрация поздней стадии становления поля позволяет получить два обобщенных параметра геоэлектрического разреза: кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой зондирования (если таковой имеется) и суммарную продольную проводимость. Поэтому позднюю стадию становления невозможно интерпретировать послойно с помощью теоретических кривых. Единственный приемлемый способ интерпретации — изучение связи  $\rho_{\text{мин}}$  с  $\bar{\rho}_t$  и определение глубины опорного горизонта по формуле  $H = S \cdot \bar{\rho}_t$ .

Благодаря тому, что при регистрации поздней стадии становления поля рассматриваются моменты времени  $t > 0,1 \text{ сек}$ , оказывается возможным

использование в качестве источника тока серийной электроразведочной генераторной группы. Требования к усилительной аппаратуре определяются величиной полезного сигнала и его спектром. Как отмечалось выше, типичный уровень неустановившегося напряжения в минимуме кривой измеряется первыми десятками микровольт. Следовательно, уровень шумов усилительной аппаратуры не должен превышать 1 мкв. Коэффициент усиления по напряжению для последующей регистрации электроразведочным осциллографом должен составлять несколько сотен. Так как внутреннее сопротивление приемного контура значительно (суммарная длина жил составляет 15—20 км, а омическое сопротивление — около  $10^3$  ом), входное сопротивление усилителя не должно быть ниже нескольких сотен килоом. Для неискаженной регистрации поздней стадии усилительная аппаратура должна иметь горизонтальную частотную характеристику и минимальные фазовые сдвиги в полосе от 0 до 1 гц.

На основании сформулированных требований Л. З. Бобровниковым, а также Н. А. Булановым были разработаны и изготовлены усилители для работ по методу становления электромагнитного поля в модификации поздней стадии.

### § 10. БЛАГОПРИЯТНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ ПО МЕТОДУ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ (В МОДИФИКАЦИИ ПОЗДНЕЙ СТАДИИ)

Требования, которым должен удовлетворять геоэлектрический разрез, можно разбить на две группы. Во-первых, это условия, благоприятные для регистрации поздней стадии становления поля. Они сводятся к требованию достаточно большого уровня сигнала и достаточно большой длительности процесса становления ( $t_{\text{мин}} > 0,1$  сек). Поскольку  $t_{\text{мин}} \approx \approx 0,22 \sqrt{H^2 / \bar{\rho}_t}$ , соотношение между глубиной опорного горизонта и средним продольным сопротивлением проводящей толщи выражается формулой

$$\bar{\rho}_t \leq 2,2 \cdot H^2.$$

Максимальные значения  $\bar{\rho}_t$ , вычисленные с помощью последней формулы, приведены в табл. 7 и показаны на рис. 32 сплошной линией.

Таблица 7

Н, км	$\rho_t$ -макс, ом	$\rho_t$ -мин, ом	$S_{\text{мин}}$	$S_{\text{макс}}$
1	2,5	0,1	460	10000
2	10	0,8	200	2500
3	22,5	2,7	133	1100
4	40	6,4	100	630
5	62,5	12,5	80	400
6	90	20	67	300

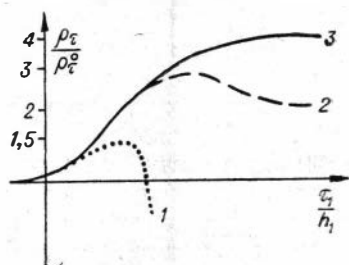


Рис. 31. Сравнение глубинности различных компонент неустановившегося электромагнитного поля.

1 — магнитное поле, 2 — осевая, 3 — экваториальная компоненты электрического поля.

Минимальный уровень сигнала оценим на оптимальном разносте  $r=4H$  при  $J=60$  а,  $q=1$  км<sup>2</sup> для становления магнитного поля, поскольку он значительно ниже уровня сигнала, наблюдаемого при становлении электрического поля. Примем 10 мкв за наименьший допустимый уровень

э. д. с. в минимуме кривой становления магнитного поля. Тогда соотношения между кажущимся удельным сопротивлением в минимуме кривой, которое можно принять равным  $\bar{\rho}_t$ , и разносом выразится формулой

$$\bar{\rho}_t \geq 0,1 \cdot H^3.$$

Минимальные значения  $\bar{\rho}_t$  приведены в табл. 7 и показаны на рис. 32 пунктирной линией. Как видим, регистрация поздней стадии становления магнитного поля возможна в довольно широких пределах изменения  $H$ ,  $\bar{\rho}_t$  и  $S$ . Так, при глубине опорного горизонта 3 км  $\bar{\rho}_t$  может изменяться от 2,7 до 22,5 ом·м, а  $S$  — соответственно от 1100 до 133 мс. Чем меньше мощность проводящих пластов, тем ниже должно быть их удельное сопротивление, при котором  $t_{\text{мин}} > 0,1$  сек. Поскольку в реальных условиях  $\bar{\rho}_t$  редко бывает меньше 2 ом·м, исследование глубин, меньших 1 км, с помощью поздней стадии становления электромагнитного поля следует признать невозможным. С другой стороны, изучение опорного горизонта, залегающего на глубине около 6 км, возможно только при достаточно высоком удельном сопротивлении проводящей толщи ( $\bar{\rho}_t \approx 20$  ом·м).

Границы изменения глубины, в пределах которых возможно использование поздней стадии становления электромагнитного поля, позволяют наметить область применения метода становления поля (в модификации поздней стадии). Это глубинные исследования рельефа плохо проводящего опорного горизонта в основном для решения задач нефтяной геологии. Точность метода обеспечивает выполнение региональных исследований, выявление структурных форм второго порядка, а в благоприятных условиях — поиски локальных структур. Очевидно, что данная модификация метода становления поля неприменима для решения гидрогеологических и инженерно-геологических задач.

Рассмотрим теперь группу требований к геоэлектрическому разрезу, выполнение которых должно обеспечить благоприятные условия для интерпретации кривых становления поля.

1. Из материала предыдущих разделов следует, что удельное сопротивление основания должно в 30—40 раз превышать среднее продольное удельное сопротивление проводящей толщи. В этом случае удельное сопротивление основания не влияет на процесс становления поля; он протекает так же, как если бы основание было непроводящим, что облегчает интерпретацию.

2. Если опорным горизонтом служит непроводящий пласт конечной мощности, подстилаемый породой с относительно низким удельным сопротивлением, то мощность такого опорного горизонта должна превышать глубину его кровли в 2—4 раза (в зависимости от применяемого разноса). Тогда мощность опорного горизонта не будет оказывать влияния на процесс становления поля, и последний будет протекать так же, как при опорном горизонте неограниченной мощности, что делает интерпретацию более надежной.

3. Выше уже отмечалось, что геоэлектрические разрезы благоприятны для метода становления поля (в модификации поздней стадии), если соответствующие им теоретические кривые имеют минимум, характеризующий проводящую надопорную толщу. Это трехслойные разрезы типа  $H$ , четырехслойные разрезы типа  $QH$  и  $KN$ , а также разрезы с частым переслаиванием пластов различного удельного сопротивления.

4. Геоэлектрические разрезы, в которых удельное сопротивление постепенно увеличивается с глубиной (типы  $A$ ,  $AA$  и т. п.), неблагоприятны для электроразведки по методу становления электромагнитного поля (в



модификации поздней стадии). Поскольку соответствующие теоретические кривые не имеют минимума, они дают возможность определить лишь один обобщенный параметр разреза — суммарную продольную проводимость.

5. Анизотропия горизонтальных напластований не оказывает влияния на процесс становления магнитного поля при любых разностях, а на становление электрического поля — при оптимальных разностях, превышающих в 3—5 раз глубину опорного горизонта.

6. Благоприятны для применения метода становления электрического поля геоэлектрические разрезы, не содержащие плохо проводящих экранов. Если в разрезе имеется экран, то основное влияние на становление электрического поля оказывают параметры пластов, перекрывающих экран.

Пласты повышенного удельного сопротивления не оказывают экранирующего влияния на становление магнитного поля, если разнос превышает в 3—5 раз глубину опорного горизонта.

7. Как и для всех методов глубинной электроразведки, значительные трудности для зондирований по методу становления поля создаются поверхностными геоэлектрическими неоднородностями. Последние могут быть следствием расчлененного рельефа поверхности плохо проводящего экрана, близкого к дневной поверхности, либо следствием расчлененного рельефа дневной поверхности при горизонтальном залегании пластов. Следует отметить, что влияние поверхностных неоднородностей на позднюю стадию становления электромагнитного поля значительно слабее, чем на раннюю.

Оценим, исходя из сформулированных условий, геоэлектрические разрезы некоторых районов Советского Союза.

В основании геоэлектрических разрезов Русской и Сибирской платформ залегают кристаллические породы, удельное сопротивление которых измеряется многими сотнями или тысячами омметров. Они и будут служить опорным горизонтом для электроразведочных работ по методу становления поля. Кристаллический фундамент на платформах перекрывается толщей карбонатно-терригенных пород с прослойками галогенных отложений. Мощность этой толщи в среднем около 3 км, на щитах она резко уменьшается, во впадинах увеличивается до 5—7 км. Следовательно, в большинстве районов Русской и Сибирской платформ мощность проводящей толщи благоприятна для применения метода становления электромагнитного поля (в модификации поздней стадии). Из-за наличия изолирующих пропластков изучение рельефа фундамента возможно только с помощью становления магнитного поля. На становление электрической составляющей основное влияние окажет рельеф верхнего галогенного непроводящего пласта — опорного горизонта для метода ВЭЗ.

Выясним теперь, является ли среднее продольное удельное сопротивление карбонатно-терригенной толщи достаточно низким для того, чтобы минимум кривой кажущегося удельного сопротивления располагался в пределах поздней стадии. В восточных районах Русской платформы, где имеется наибольшее количество скважин, боковое каротажное зондирование дает для  $\bar{\rho}_t$  значения, измеряемые десятками и сотнями омметров. В качестве примера возьмем Краснополянскую опорную скважину (Куйбышевская область). В результате обработки бокового каротажного зондирования по всему стволу скважин была получена суммарная продольная проводимость  $S=50$  мО, что при глубине до фундамента  $H=2650$  м соответствует значению  $\bar{\rho}_t=50$  ом. При  $S=50$  мО и глубинах  $H=2-3$  км абсцисса минимума кривой  $\bar{\rho}_t$  меньше, чем 0,1 сек (рис. 32), т. е., если исходить из данных бокового каротажного зондирования, условия регистрации  $\rho_{t-\text{мин}}$  оказываются неблагоприятными.

Однако, как показали результаты первого же полевого опробования в восточных районах Куйбышевской области, обычные значения  $\rho_{\text{мин}}$  не превышают 4—10 *омм*,  $t_{\text{мин}} \approx 0,5—1$  *сек*, а суммарная продольная проводимость измеряется, как правило, сотнями *мо*, нередко достигая 1000 *мо*.

В чем причина столь резкого расхождения результатов БКЗ и метода становления поля? По данным анализа полевого материала, для различных районов СССР расхождение увеличивается с повышением карбонатности разреза. Так, на юге Тюменской области в условиях песчано-глинистого разреза суммарная проводимость осадочной толщи составляет 350—400 *мо* как по данным БКЗ, так и по данным метода становления поля. В районе Старо-Минской скважины Краснодарского края, где проводящая толща не содержит карбонатных пород, суммарная продольная проводимость составляет, по данным метода становления поля, 1160 *мо*, а по БКЗ — 1006 *мо*.

Поскольку наиболее резкие расхождения между удельным сопротивлением, по БКЗ и по данным метода становления поля, обнаружены на востоке Русской платформы, рассмотрим некоторые особенности пород в этом районе. Первое, что следует отметить, — это крайне высокая степень минерализации пластовых вод. Все исследователи отмечают, что «это высоко концентрированные рассолы с минерализацией 270—275 *г/л*». Удельное сопротивление пластовых вод при такой степени минерализации составляет примерно 0,03—0,05 *омм*.

Удельное сопротивление водоносных карбонатных пластов связано с удельным сопротивлением  $\rho_{\text{в}}$  раствора, заполняющего поры, и коэффициентом пористости  $K$  известным соотношением

$$\rho \approx \rho_{\text{в}}/K^2.$$

Учитывая, что пористость карбонатных пород на востоке Русской платформы чаще всего составляет 8—10%, легко найти, что их удельное сопротивление не должно превышать 5—10 *омм*.

Вторая особенность карбонатных пород, которая, по выражению Б. А. Андреева [3], «широко и повсеместно проявляется», — это трещиноватость. В известняках и доломитах выделяют первичную трещиноватость, характеризующуюся очень тонкими (до 0,1 *мм*) нитевидными трещинами, а также тектоническую трещиноватость. По Д. В. Наливкину, тектонические «пустоты имеют вид сети трещин, сообщающихся между собой. Наиболее часто они образуются на месте перегиба плотных известняков. Такие пустоты содержат большие количества газа, нефти и воды» [3]. В результате изучения микротрещиноватости карбонатных пород востока Русской платформы [51] получено среднее значение коэффициента трещиноватости 0,005. Иначе говоря, суммарная мощность трещин на 1 *м* разреза — примерно 5 *мм*. Поскольку трещины заполнены пластовыми водами с удельным сопротивлением около 0,05 *омм*, а окружающие карбонатные породы характеризуются весьма высоким удельным сопротивлением, мы имеем тонкослоистую среду с большой дифференциацией пластов.

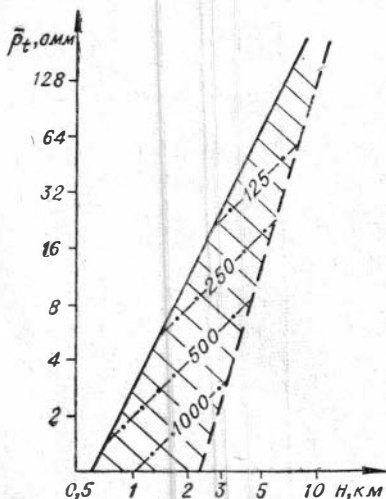


Рис. 32. Благоприятные условия для метода становления поля в модификации поздней стадии — — — — — изолинии  $S$ . Заштрихована благоприятная область изменения параметров.

Как было показано при изучении распространения неустановившегося электромагнитного поля в тонкослойной среде, оно зависит от среднего продольного удельного сопротивления. При удельном сопротивлении пластовых вод  $0,05 \text{ омм}$  и коэффициенте трещиноватости  $0,005$  продольная проводимость на  $1 \text{ м}$  разреза составит  $0,10 \text{ мо}$ . Трещиноватую карбонатную породу, насыщенную концентрированными рассолами, можно представить в виде изолятора с тонкими прослоями хороших проводников.

Такая неоднородная среда характеризуется относительно низким средним продольным удельным сопротивлением и значительными величинами  $S$  при глубинах в несколько километров. Так, суммарная проводимость в вышеприведенном примере —  $100 \text{ мо}$  на километр.

При бурении скважины буровой раствор, более пресный, чем пластовая вода, проникает в поры и трещины и тем самым повышает среднее удельное сопротивление карбонатов. Если удельное сопротивление раствора  $1 \text{ омм}$ , то полное вытеснение пластовых вод из зоны проникновения приведет к повышению среднего удельного сопротивления примерно в  $20\text{—}40$  раз. В этом случае только использование при БКЗ очень длинных зондов дает возможность определить продольное удельное сопротивление неискаженной части пласта. Показания же обычно применяемых зондов будут значительно завышены.

С. Г. Комаров, Ф. Ц. Крон и Т. В. Щербакова [45], сравнивая каротажные диаграммы для карбонатного разреза, полученные градиент-зондами различной длины, отмечают, что с увеличением размера зонда кажущееся сопротивление понижается. Если для зонда длиной  $8 \text{ м}$   $\rho_k$  достигает десятков и сотен омметров, то при длине зонда  $42 \text{ м}$   $\rho_k$  понижается до  $1\text{—}10 \text{ омм}$ .

Н. К. Кухаренко [48] отмечает, что благодаря проникновению относительно пресного бурового раствора удельное сопротивление зоны проникновения превышает удельное сопротивление карбонатного пласта примерно в  $100$  раз. В этом случае «трехслойные кривые БКЗ часто имеют очень высокий модуль, и для выхода на асимптоту правой ветви необходимо применение очень больших разносов».

Для методов электроразведки, использующих постоянный ток, описанная модель неоднородной среды будет характеризоваться средним квадратичным удельным сопротивлением  $\bar{\rho}_m = \sqrt{T/S}$ . При удельном сопротивлении монолитного известняка, равном  $400 \text{ омм}$ , поперечное сопротивление  $1 \text{ м}$  разреза составит  $400 \text{ омм}^2$ , а  $\bar{\rho}_m = 40 \text{ омм}$ , т. е. в десять раз превысит продольное удельное сопротивление.

Низкие продольные удельные сопротивления осадочной толщи значительно расширяют возможности применения метода становления магнитного поля (в модификации поздней стадии) на востоке Русской платформы.

Помимо Русской и Сибирской платформ, метод становления поля может применяться в Западной Сибири, где на метаморфизованном фундаменте залегает толща песчано-глинистых пород со средним продольным удельным сопротивлением около  $3 \text{ омм}$ . Поскольку геоэлектрический разрез Западной Сибири не содержит плохо проводящих экранов, то здесь может быть использовано становление как магнитного, так и электрического поля. Вопрос о выборе той или иной компоненты решается сравнением их глубинности. За меру глубинности примем отношение кажущегося удельного сопротивления к соответствующему значению для однородного полупространства  $\rho_1^*$  (графики этого отношения для экваториальной и осевой компонент электрического поля, а также для вертикального магнитного поля см. на рис. 31). Расчеты выполнены для двухслойной среды с  $\rho_2 = \infty$  и наиболее употребительного разноса  $r/h_1 = 4$ . Как видно из гра

фиков, максимальная величина «аномалии», связанной с наличием опорного непроводящего горизонта, составляет 4,0 для экваториальной компоненты электрического поля, 2,8 для осевой компоненты и 1,5 для вертикального магнитного поля. Следовательно, при одном и том же разном присутствии опорного горизонта изменяет величину неустановившегося электрического поля примерно в 2 раза сильнее, чем магнитного. Поэтому во всех случаях, когда геоэлектрический разрез не содержит плохо проводящих экранов, целесообразно использовать становление электрического поля. Помимо Западной Сибири, к таким районам относятся межгорные впадины Средней Азии и Дальнего Востока, плато Усть-Урт, Бухаро-Хивинская депрессия и южная часть Русской платформы.

---

## ВНЕДРЕНИЕ МЕТОДА СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ В ПРАКТИКУ ГЕОЛОГОПОИСКОВЫХ РАБОТ

Анализ закономерностей становления поля позволил наметить основы методики полевых работ [18, 88, 89].

В качестве источника возбуждения обычно используется заземленный диполь  $AB$ , в который включается постоянный ток. После того как электрическое и магнитное поле практически установилось, ток может быть выключен. При этом также происходит процесс становления поля, но обратной полярности. Следовательно, практически можно пользоваться периодическим током прямоугольной формы, длительность импульса которого в несколько раз превышает полную длительность становления поля.

На расстоянии  $r$  от питающего диполя, выбираемом в соответствии с требованиями к оптимальному разному, регистрируется становление электрического и магнитного поля.

Приемником электрического поля служит заземленный диполь  $MN$ , а скорость изменения вертикальной компоненты магнитной индукции измеряется с помощью горизонтального незаземленного контура, выполненного из многожильного кабеля. После усиления и осциллографирования напряжения  $\Delta V(t)$  на концах  $MN$  и э. д. с.  $\epsilon(t)$  на клеммах незаземленного контура (рис. 33) эти величины измеряются по осциллограмме для ряда моментов времени, составляющих геометрическую прогрессию. Минимальное время обычно принимают равным 0,15 сек.

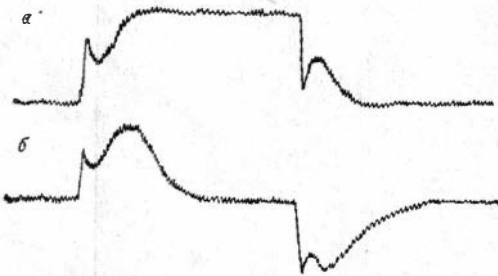


Рис. 33. Типичные импульсы становления электрического (а) и магнитного (б) поля.

а знаменатель прогрессии примерно равен  $\sqrt{2}$ . После определения  $\Delta V$  и  $\epsilon$  вычисляется кажущееся удельное сопротивление  $\rho_\tau$ , график которого строится на двойном логарифмическом бланке в зависимости от  $\tau^* = \sqrt{2\pi t}$ .

Электромагнитные зондирования по методу становления поля (сокращенно «зондирование становлением» или «ЗС») были опробованы опытно-методической партией ВНИИгеофизики в 1957—1958 гг. С 1959 г. началось широкое внедрение метода становления поля в практику геологопоисковых работ (в основном на нефть и газ).

Поскольку важнейшее преимущество электромагнитных зондирований заключается в возможности исследования заэранированных проводящих отложений, метод становления поля шире всего применяется на Русской и Сибирской платформах, в геологическом разрезе которых представлены непроявляющие галогенные породы. Основное значение здесь имеет становление магнитного поля (ЗСМ).

Становление электрического поля (ЗСЭ) используется на юге Русской платформы, а также в межгорных впадинах Казахстана и Киргизии.

Применение зондирований по методу становления магнитного и электрического поля в комплексе с электроразведкой постоянным током позволяет изучить не только рельеф основного опорного горизонта — поверхности кристаллического или метаморфического фундамента, но и рельеф плохо проводящего экрана. Кроме того, становится возможным решение вопроса о природе опорного горизонта для методов, использующих постоянный ток. Если суммарная продольная проводимость по результатам становления магнитного поля практически совпадает с данными электроразведки постоянным током, это свидетельствует о том, что опорным горизонтом служит непроявляющее основание, а не тонкий экран.

Пятилетний опыт применения метода становления поля подтверждает основные закономерности, предсказанные теоретически. Для иллюстрации этого рассмотрим несколько примеров.

## § 1. КУЙБЫШЕВСКОЕ ЗАВОЛЖЬЕ

Здесь исследования проводились в 1958 г. полевым отрядом ВНИИгеофизики под научным руководством автора. Наиболее интересные результаты получены по меридиональному профилю, совмещенному с профилем КМПВ.

В пределах рассматриваемой территории сложнослоистый кристаллический фундамент залегает на глубинах 2—4 км. В разрезе осадочных отложений преобладают карбонатные породы палеозойского возраста. Терригенные породы переменной мощности (до 400 м) развиты в нижнекарбонатных отложениях, однако на большей части территории их мощность невелика. Породы пермского возраста представлены терригенно-карбонатной толщей, в которой распространены галогенные отложения гидрохимической и сокской свит верхнеказанского подъяруса. Эти отложения явились опорным горизонтом для методов электрических зондирований, использующих постоянный ток, причем глубина исследования составляла от 30 до 500—600 м (рис. 34), а величина суммарной

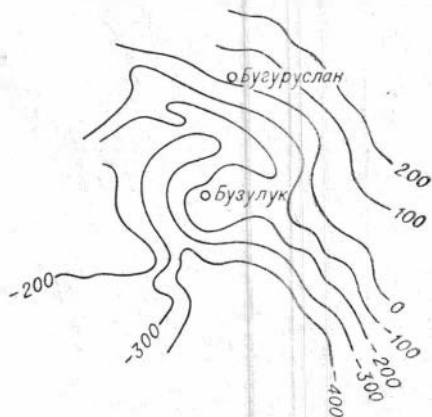


Рис. 34. Структурная схема опорного горизонта ВЭЗ (по Л. Н. Еланскому).

продольной проводимости не превышала обычно 50—70 м. Исследования методом ВЭЗ имели большое значение для ориентировки бурения на полные пермские структуры. С помощью электроразведки постоянным током было открыто свыше ста поднятий, однако при этом не удавалось получить информацию о строении более глубоких горизонтов, которые являются в настоящее время основным объектом поисков нефти. Применение

дипольных электрических зондирований с разносами до 30 км также не позволило осветить геоэлектрическое строение заэкранированных отложений.

Первые же зондирования по методу становления магнитного поля в этом районе показали, что величина суммарной продольной проводимости всей толщи осадочных пород несколько сотен  $мо$ , нередко 1000  $мо$ , т. е. превышает результаты метода ВЭЗ более чем на порядок. На рис. 35 приведены графики суммарной продольной проводимости  $S$  и кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой  $\rho_{\tau \text{ мин}}$  по меридиональному профилю в восточной части Куйбышевской области. Регистрация неустановившегося магнитного поля осуществлялась при разносах  $r=12-18$  км. Величина суммарной продольной проводимости осадочной толщи изменяется по профилю от 500 до 1050  $мо$ .

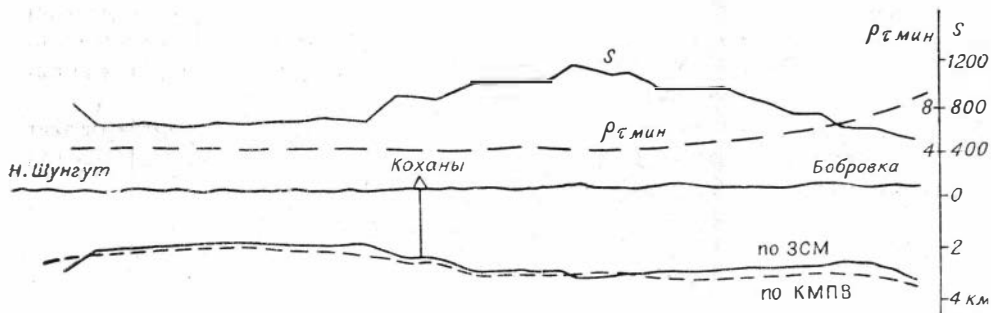


Рис. 35. Сопоставление результатов ЗСМ и КМПВ.

Кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой становления поля в южной части профиля составляет 8—9  $омм$ . К северу величина  $\rho_{\tau \text{ мин}}$  уменьшается до 3—4  $омм$ , а время появления минимума увеличивается до  $t=0,5-1,0$  сек. Природа опорного горизонта высокого удельного сопротивления легко определяется по сопоставлению результатов полевых наблюдений с данными бурения, свидетельствующими о близости  $\rho_{\tau \text{ мин}}$  к величине среднего продольного удельного сопротивления осадочной толщи. Например, для зондирования № 100 (близ буровой скважины № 402 с. Коханы)  $S=880$   $мо$ ,  $\rho_{\tau \text{ мин}}=3,7$   $омм$  (см. рис. 35). Используя для подсчета глубины значение  $\rho_{\tau \text{ мин}}$  вместо  $\rho_t$ , найдем  $H=3250$  м. Глубина кристаллического фундамента по скважине равна 3200 м. Таким образом опорным горизонтом электроразведки по методу становления магнитного поля является кристаллический фундамент, причем кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой зондирования близко к среднему продольному удельному сопротивлению осадочной толщи. Исходя из этого, по данным становления магнитного поля был построен рельеф кристаллического фундамента по профилю Бобровка — Новый Шунгут. Основной элемент глубинной тектоники здесь — Мухановский свод с глубиной фундамента около 3 км. С севера Мухановский свод ограничивается бортом Серноводской впадины, а с юга — резкой ступенью типа сброса южнее которой намечается погружение к Прикаспийской впадине до глубин свыше 4 км. На фоне этого погружения в районе с. Бобровка отмечается пологое поднятие с глубиной свода около 3,5 км.

Работы 1958 г. особенно интересны тем, что их можно сопоставить с результатами сейсморазведки корреляционным методом преломленных волн, которая проводилась Волго-Уральской экспедицией ВНИИгеофизики одновременно с электроразведочными работами.

Сравнение показывает (см. рис. 35), что в региональном плане совпадение результатов удовлетворительное. Все основные элементы рельефа фундамента, выделенные КМПВ, отмечены электроразведкой. Расхождение в глубинах до кристаллического фундамента не превышает 15%. Вместе с тем следует указать, что стоимость электроразведочных работ по этому профилю (10 тыс. руб.) примерно в 10 раз меньше стоимости КМПВ.

Успешные результаты опытно-методических исследований 1958 г. создали предпосылки для широкого развития электроразведочных работ по методу становления поля, которые выполнялись в последующие годы Куйбышевским научно-исследовательским институтом нефтяной промышленности и Оренбургским геологическим управлением.

Вторая задача, которая решалась методом становления магнитного поля в юго-восточной части Куйбышевской области и сопредельных районах Оренбургской области, — это выделение зон развития терригенных комплексов, перспективных на нефть и газ [42]. В пределах указанной территории происходит резкое изменение мощности песчано-глинистых пород в отложениях нижнего карбона — от нескольких десятков метров до 300—400 м. Отметим, что с областями повышенной мощности терригенных пород в значительной мере связаны перспективы нефтегазоносности Куйбышевской области. Опытные работы, проведенные на участках с известным геологическим строением, показали, что зоны повышенной мощности терригенных пород нижнего карбона характеризуются локальным увеличением суммарной продольной проводимости на 200—300 мО. Такое изменение проводимости может быть вызвано увеличением мощности терригенных пород нижнего карбона с удельным сопротивлением около 1 Ом. По данным бурения, мощности терригенных толщ других возрастов изменяются значительно более плавно. Другими словами, локальное увеличение  $S$ , сопровождаемое некоторым уменьшением  $\rho_{\text{мин}}$ , свидетельствует об увеличении мощности терригенных отложений. Хотя по данным метода становления поля нельзя однозначно связать аномалии  $\Delta S$  с терригенными отложениями определенного возраста, тем не менее особенности геологического строения данной территории дают основание предполагать, что на участках, характеризующихся большими значениями суммарной проводимости, развиты мощные хорошо проводящие отложения в низах карбона.

Зависимость избыточных значений  $\Delta S$  от мощности терригенных отложений нижнего карбона изучена

Г. П. Алексеевым и В. М. Давыдовым на основе сопоставления данных бурения с результатами становления магнитного поля (табл. 8).

Результаты работ ВНИИгеофизики, Куйбышевского НИИНП и Оренбургского геологического управления отражены на схеме зон развития терригенных отложений нижнего карбона (рис. 36). На схеме выделяются две зоны повышенной мощности. Северная протягивается в юго-восточном направлении между с. Коханы и с. Борское, замыкаясь восточнее с. Могутово в Оренбургской области. Южная зона, расположенная восточнее с. Кулешовка, также замыкается на территории Оренбург-

Таблица 8

Скважина	Мощность терригенных отложений нижнего карбона, м	$\Delta S$ , мО
Михайловская 27 . . .	416	300
Михайловская 25 . . .	408	300
Каханская 402 . . . .	436	330
Кулешовская 103 . . .	50	0
Ореховская 1 . . . . .	33	0
Дергуновская 4 . . . .	132	130
Константиновская 1 . .	85	140
Майская 1 . . . . .	92	140



ской области. Следует отметить, что увеличение мощности терригенных отложений северо-западнее с. Борское подтверждено данными сейсморазведки по методу отраженных волн. Приведенный пример говорит о том, что в благоприятных условиях метод становления поля эффективен при решении как тектонических, так и фациально-литологических задач.

## § 2. ПЕРМСКОЕ ПРИКАМЬЕ

В 1960—1961 гг. конторой «Пермнефтегеофизика» совместно с Волго-Уральским филиалом ВНИИгеофизики были выполнены электроразведочные исследования в Пермском Прикамье.

Рассмотрим результаты работ по профилю Бородулино — Северокамск, концы которого



Рис. 36. Схема изменения мощности терригенных отложений нижнего карбона (по Г. П. Алексею, В. М. Давыдову, Ю. С. Королькову, 1963).

Л. А. Брусьянину, Ю. С. Королькову, 1963).  
1—100 м < h < 200 м, 2—h > 200 м.

опираются на глубокие буровые скважины. В данном районе кристаллические породы докембрийского фундамента перекрываются осадочным чехлом, подразделяющимся на три крупных геоэлектрических комплекса. Верхний комплекс мощностью 1—1,5 км соответствует сравнительно хорошо проводящим терригенно-карбонатным породам перми и верхнего карбона. Верхняя заглибованная часть отложений уфимского яруса служит опорным горизонтом для вертикальных электрических зондирований на постоянном токе. Глубина залегания этого опорного горизонта не превышает первых сотен метров. На графике дипольного зондирования (рис. 37) плохо проводящий пласт отмечается увеличением кажущегося удельного сопротивления на разносах 1—4 км. Значения суммарной продольной проводимости до первого опорного горизонта не превышают обычно 100 м.

При дальнейшем увеличении разноса на кривой ДЭЗ проявляются проводящие слои, залегающие под первым экраном. Новое увеличение кажущегося удельного сопротивления имеет место при разносах 15—20 км. Оно соответствует, судя по данным бурения, комплексу карбонатных отложений башкирского яруса среднего карбона, а также фаменского и части франского ярусов верхнего девона общей мощ-

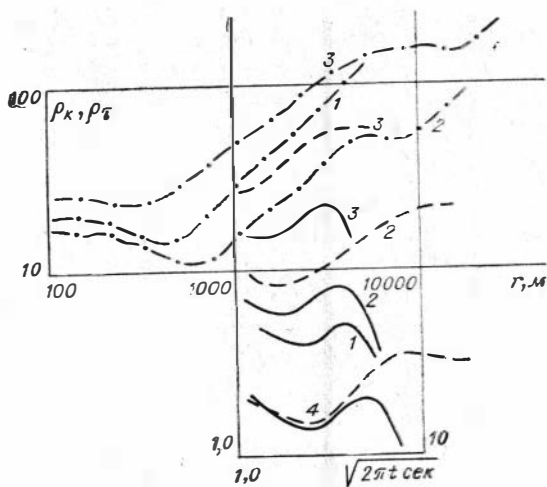


Рис. 37. Типичные кривые электрического зондирования: ВЭЗ (— · — · —), ЗСЭ (—) и ЗСМ (—).

1 — Куйбышевское Заволжье ( $S_{ВЭЗ}=45$ ,  $S_{ЗСМ}=800$ ); 2 — Пермское Прикамье ( $S_{ВЭЗ}=210$ ,  $S_{ЗСЭ}=200$ ,  $S_{ЗСМ}=700$ ); 3 — Канско-Тасевская впадина ( $S_{ДЭЗ}=130$ ,  $S_{ЗСЭ}=130$ ,  $S_{ЗСМ}=350$ ); 4 — Западная часть Азовского моря ( $S_{ДЭЗ}=1450$ ,  $S_{ЗСЭ}=1500$ ,  $S_{ЗСМ}=1500$ ).

ностью 600—800 м, обладающих повышенным удельным сопротивлением. Верхняя часть комплекса содержит прослой ангидритов и является, таким образом, вторым экраном. Нижний терригенный комплекс включает надпорную проводящую толщу пониженного удельного сопротивления (4—6 ом·м) мощностью 1000—1200 м. Итак, геоэлектрический разрез — шестислойный, с двумя экранами, из которых основное значение имеет второй, залегающий на глубине 1—1,5 км.

Полевые работы по методу становления электромагнитного поля выполнялись установками с разносом не менее 17 км. На рис. 37 приведены типичные кривые становления электрического и магнитного поля. Хорошая проводимость надпорной толщи обусловила появление минимума на кривых становления магнитного поля при временах 0,5—1,0 сек. Регистрируется также часть ниспадающей левой ветви кривой кажущегося удельного сопротивления. Минимальные значения  $\rho_t$  составляют 5—6 ом·м. Суммарная продольная проводимость, определенная по результатам становления магнитного поля, изменяется от 700 до 1000 мо (рис. 38). Полевые графики становления электрического поля хорошо согласуются с теоретическими, соответствующими наличию плохо проводящего экрана. Как следует из § 4 главы II, кривые становления электрического поля для этого случая характеризуются уменьшенными значениями угла наклона восходящей ветви, что мы и видим на рис. 37. Оценка суммарной продольной проводимости по становлению электрического поля приводит к значениям 150—350 мо, что на 500—700 мо меньше результатов становления магнитного поля. По данным пермских электроразведчиков Ф. К. Грушина и Л. В. Грушиной, опорным горизонтом для метода становления магнитного поля, так же как и в Куйбышевской области, служит кристаллический фундамент, а на становление электрического поля основное влияние оказывают практически непроводящие отложения верхней части среднего геоэлектрического комплекса [36].

Основная задача интерпретации поздней стадии становления магнитного поля состоит в определении среднего продольного удельного сопротивления осадочной толщи  $\rho_t$  по удельному сопротивлению в минимуме кривой  $\rho_{t\text{мин}}$ .

Согласно данным бурения,  $\rho_t$  изменяется в районе работ от 3,8 до 5,5 ом·м, а различие между  $\rho_{t\text{мин}}$  и  $\rho_t$  не превышает 20%, уменьшаясь на запад, в сторону погружения, и увеличиваясь на восток. Связь  $\rho_{t\text{мин}}$  с  $\rho_t$  для условий Пермского Прикамья изучалась М. Н. Юдиным [94]. На основании анализа теоретических кривых, рассчитанных автором настоящей работы, выведена эмпирическая закономерность, согласно которой отношение  $\rho_{t\text{мин}}/\rho_t$  зависит от угла наклона левой ниспадающей ветви кривой  $\rho_t$ :

$$\rho_{t\text{мин}}/\rho_t \approx 1 - 0,01 \beta,$$

где  $\beta$  — угол наклона левой ветви на двойном логарифмическом бланке.

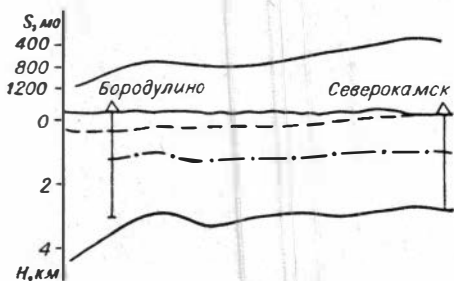


Рис. 38. Геоэлектрический разрез по профилю Бородулино — Северокамск (по Ф. К. Грушину и Л. В. Грушиной, 1963)

— — — опорный горизонт ВЭЗ; - · - · - · опорный горизонт ДЭЗ и ЗСЭ; — — — опорный горизонт ЗСМ.

Результаты определения глубины кристаллического фундамента с помощью указанной эмпирической закономерности изображены на рис. 38.

Совместное использование становления магнитного поля, становления электрического поля и электроразведки постоянным током позволяет в Пермском Прикамье изучить поведение трех геоэлектрических горизонтов. Самый верхний опорный горизонт, построенный по данным ВЭЗ, отражает характер залегания плохо проводящих пород верхней части уфимского яруса. Поверхность второго опорного горизонта является результатом интерпретации поздней стадии становления электрического поля. Этот горизонт, судя по сопоставлению с данными бурения, соответствует кровле башкирского яруса. Рельеф самого глубокого опорного горизонта — докембрийского фундамента — построен по данным поздней стадии становления магнитного поля (см. рис. 38). Глубина кристаллического фундамента изменяется от 3500 м на востоке профиля до 4500 м на западе. На фоне общего погружения западнее ст. Верещагино наблюдается поднятие опорного

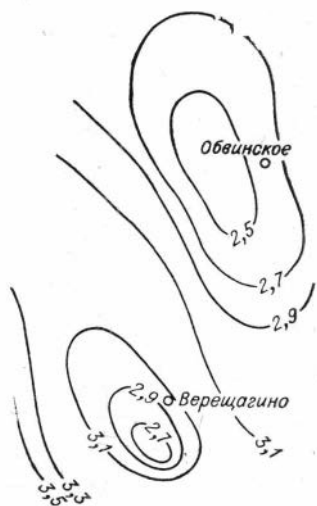


Рис. 39. Схематическая структурная карта поверхности кристаллического фундамента (по Ф. К. Грушину и Л. В. Грушиной, 1963).

горизонта, амплитуда которого по восточному крылу составляет примерно 400 м. Интересно отметить, что по более верхним опорным горизонтам амплитуда поднятия уменьшается. В результате последующих полевых работ по методу становления поля в Пермском Прикамье оконтурены два обособленных выступа кристаллического фундамента: Верещагинский и Обвинский (рис. 39). Обвинский выступ с амплитудой около 400 м вытянут в меридиональном направлении, причем юго-западное крыло погружается более круто. Длина большой оси выступа в пределах изогипсы — 2,7 км составляет примерно 50 км, ширина — около 20 км. Верещагинский выступ, намеченный работами 1960 г., расположенный юго-западнее Обвинского, по размерам несколько меньше. Его амплитуда достигает 500 м, причем с запада к Верещагинскому выступу примыкает зона интенсивного погружения опорного горизонта.

Интересные результаты получены при интерпретации электроразведочных работ по методу становления магнитного поля в Коми-Пермяцком национальном округе. Здесь в рельефе кристаллического фундамента выделен вал с глубиной свода около 3000 м. Во время электроразведочных исследований в этом районе началось бурение Старцевской опорной скважины, расположенной северо-восточнее города Кудымкара. Глубина кристаллического фундамента вблизи этой скважины составляла, по данным метода становления магнитного поля, 3250 м. После того как были проведены электроразведочные работы, скважина вскрыла кристаллический фундамент на глубине 3008 м, т. е. погрешность интерпретации результатов наблюдений становления магнитного поля не превышает в данном случае 7—8 %.

### § 3. КАНСКО-ТАСЕЕВСКАЯ ВПАДИНА ВОСТОЧНО-СИБИРСКОЙ ПЛАТФОРМЫ

Поверхность докембрийского кристаллического фундамента образует на юге Восточно-Сибирской платформы крупную Канско-Тасеевскую впадину с наибольшей глубиной 7—8 км, заполненную осадочными породами от нижнего кембрия до девона, выше которых залегают юрские отложения.

Анализ электроразведочных наблюдений по методу дипольных электрических зондирований, а также по методу становления электромагнитного поля и сопоставление результатов этого анализа с данными электрического каротажа глубоких скважин позволили электроразведчикам конторы «Востсибнефтегеофизика» выделить в осадочной толще шесть геоэлектрических горизонтов [53]. Верхняя часть разреза до глубины 500—700 м сложена осадочными породами с удельным сопротивлением порядка десятков омметров. Стратиграфически эти пласты относятся к юре, девону и верхнему ордовика. Толща осадочных пород нижнего ордовика содержит пластовые интрузии траппов, вследствие чего ее удельное сопротивление повышается и достигает, по данным БКЗ, нескольких тысяч омметров. На кривых дипольного зондирования трапповая формация проявляется увеличением кажущегося удельного сопротивления до нескольких сотен омметров (см. рис. 37). Глубже по разрезу залегают проводящие отложения верхнекембрийского возраста с удельным сопротивлением около 10 омм.

Присутствие этих пород вызывает выполаживание кривой кажущегося удельного сопротивления, а в ряде случаев на ней образуется минимум. Дальнейшее увеличение разноса приводит к появлению на кривой ДЭЗ при  $r=20—30$  км восходящей ветви. Судя по данным бурения, эта ветвь соответствует кровле галогенно-карбонатной нижнекембрийской толщи, залегающей на глубине 2—3 км. Удельное сопротивление верхней части нижнекембрийских отложений достигает сотен тысяч омметров. Изучение более глубоких горизонтов разреза с помощью постоянного тока технически неосуществимо. Однако анализ становления электрического поля, зарегистрированного на разносах 15—20 км, свидетельствует о наличии заметной проводимости под галогенно-карбонатной толщей нижнего кембрия — опорным горизонтом дипольных электрических зондирований. Это проявляется в выположенной форме кривых становления электрического поля (см. рис. 37).

В 1960—1961 гг. конторой «Востсибнефтегеофизика» проводились электроразведочные исследования по методу становления магнитного поля в Канско-Тасеевской впадине [53]. Результаты анализа становления магнитного поля, зарегистрированного на разносах до 20—22 км, полностью подтверждают предположение о наличии существенной проводимости нижнекембрийских отложений. Если суммарная продольная проводимость, оцененная по кривым становления электрического поля, составляет 200—300 мс, то по становлению магнитного поля  $S=350—550$  мс. Кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой становления электрического поля обычно 20—30 омм, а в минимуме кривой становления магнитного поля — 10—20 омм. Понижение  $\rho_{\text{мин}}$  на кривых становления магнитного поля есть следствие проявления проводимости нижнекембрийских пород. Типичные кривые становления электрического и магнитного поля показаны на рис. 37.

С учетом проводящих нижнекембрийских пород, выявленных методом становления магнитного поля, геоэлектрический разрез выступает как обобщенный шестислойный: верхняя проводящая толща перекрывает первый экран (траппы); средняя проводящая толща заключена между трап-

пами и галогенно-карбонатными отложениями нижнего карбона; нижняя проводящая толща залегает на опорном горизонте зондирований по методу становления магнитного поля — кристаллическом фундаменте. Следует отметить, что кристаллический фундамент в самых глубоких зонах депрессии залегает на 7—8 км ниже уровня моря, в то время как глубины по результатам электроразведки не превышают 5—6 км. Видимо, в этих областях опорный горизонт перекрывается толщей промежуточного удельного сопротивления мощностью около 2 км. В периферийных зонах депрессии проводящие отложения нижнего кембрия залегают непосредственно на кристаллическом фундаменте, обеспечивая более надежное определение

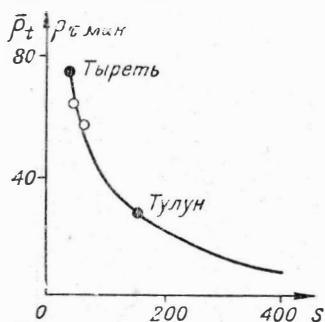


Рис. 40. Зависимости  $\bar{\rho}_t(S)$  и  $\rho_{t\text{ мин}}(S)$  для Иркутского амфитеатра (по В. И. Поспееву и И. Н. Томашунасу [53]).  
● — значения  $\bar{\rho}_t$  по ЗС по бурению, ○ — значения  $\rho_t$  по ЗС и КМПВ. — график  $\rho_{t\text{ мин}}$ .

глубины его залегания с помощью метода становления поля.

Чередование толщ высокого и низкого удельного сопротивления сближает геоэлектрический разрез Канско-Тасеевской впадины с тонкослоистой средой. Как показано в главе II, для тонкослоистой среды  $\rho_{t\text{ мин}} \approx \bar{\rho}_t$ . Это соотношение было проверено экспериментально с помощью данных бурения и КМПВ. Значения  $\bar{\rho}_t$  практически совпали с  $\rho_{t\text{ мин}}$  (рис. 40). Теоретические расчеты кривых становления поля, выполненные автором в Институте геологии и геофизики СО АН СССР для типичных геоэлектрических разрезов Канско-Тасеевской впадины, также подтвердили близость  $\rho_{t\text{ мин}}$  и  $\bar{\rho}_t$ . Используя эту закономерность, К. С. Савинский, В. И. Поспеев и другие построили ряд геоэлектрических разрезов. Параметры пластов, залегающих над галогенно-карбонатной толщей нижнего кембрия, определялись интерпретацией дипольных электрических зондирований с учетом становления электрического поля, а при оценке мощности заэкранированных проводящих нижнекембрийских пород основную роль играло становление магнитного поля.

На рис. 41 приведен разрез по профилю с. Долгий Мост — Кондратьево. Наибольшие мощности осадочной толщи наблюдаются в районе с. Долгий Мост. Кровля нижнекембрийского экрана залегает здесь несколько глубже 3 км. К северо-востоку отмечено монотонное воздымание

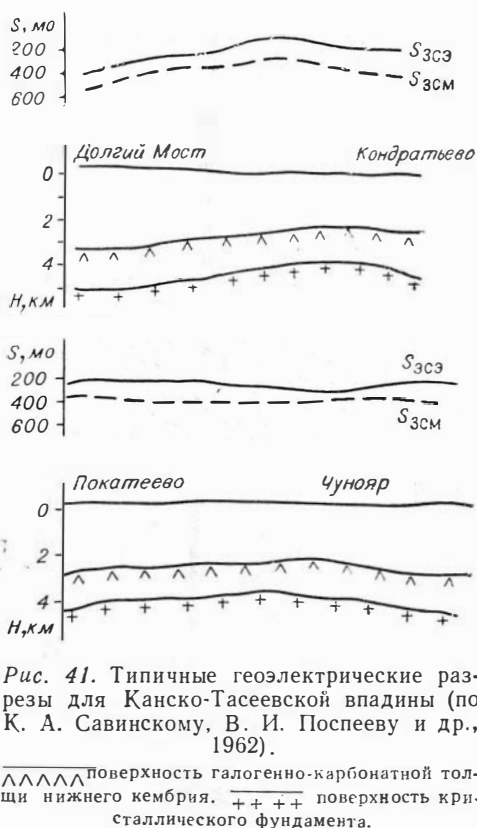


Рис. 41. Типичные геоэлектрические разрезы для Канско-Тасеевской впадины (по К. А. Савинскому, В. И. Поспееву и др., 1962).

▲▲▲▲▲ поверхность галогенно-карбонатной толщи нижнего кембрия. ++++ поверхность кристаллического фундамента.

пластов приблизительно на 1500 м, вблизи с. Кондратьево — слабое погружение кристаллического фундамента при практически горизонтальном залегании кровли нижнего кембрия.

Аналогичный характер имеет геоэлектрический разрез по профилю Покатеево — Чунояр, пересекающий междуречье Чуны и Бирюсы примерно в меридиональном направлении. Здесь выделяется пологое поднятие кристаллического фундамента с амплитудой свыше 500 м, причем его свод залегает на глубине около 4 км.

На основе комплексной интерпретации результатов электроразведочных, гравиметрических и сейсмических работ, а также глубокого бурения К. А. Савинским построена схема структуры современной поверхности кристаллического фундамента южной части Сибирской платформы (рис. 42). Канско-Тасеевская впадина выделяется на этой схеме как вытянутый в направлении с северо-запада на юго-восток глубокий прогиб поверхности фундамента.

В центре впадины (район с. Долгий Мост) мощность осадочной толщи превышает 7 км. Юго-западный борт впадины круто воздымается в сторону Саяно-Енисейской складчатой области. Северо-восточный борт более пологий, осложненный Чуно-Бирюсинским поднятием, оконтуренным изогипсой 4,5 км.

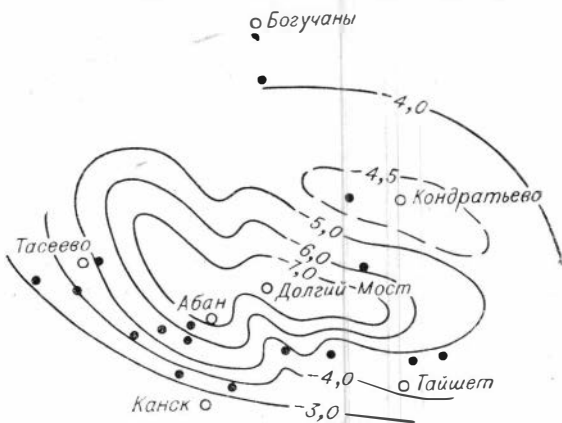


Рис. 42. Структурная схема Канско-Тасеевской впадины (по К. А. Савинскому, 1962).

● пункты ЗС; — изогипсы поверхности кристаллического фундамента (Н, км).

#### § 4. ЗАПАДНАЯ ЧАСТЬ АЗОВСКОГО МОРЯ

Электроразведочные работы в Куйбышевской области, Пермском Прикамье и Канско-Тасеевской впадине проводились в условиях развития непроводящих экранов, препятствующих изучению рельефа фундамента с помощью постоянного тока. При этом основное значение приобретает метод становления магнитного поля.

На юге Русской платформы имеет место другая геоэлектрическая обстановка: экраны в проводящей толще отсутствуют, вследствие чего геологическая эффективность становления электрического и магнитного поля примерно одинакова. В таких условиях целесообразнее использовать становление электрического поля, поскольку, как показано в главе II настоящей работы, оно отличается большей глубиной.

В основании геоэлектрического разреза западной части Азовского моря залегают сильно дислоцированные и метаморфизованные породы докембрия и палеозоя. В геоэлектрическом отношении дислоцированные и метаморфизованные породы фундамента характеризуются удельным сопротивлением, измеряемым сотнями омметров.

На дислоцированных породах фундамента залегают осадочные отложения мезозоя и кайнозоя. Юрские породы мощностью в несколько сот метров представлены эффузивно-осадочной толщей. Повсеместно распространены нижнемеловые песчано-глинистые отложения, перекрываемые

карбонатной толщей верхнего мела, мощность которой составляет несколько сот метров. На карбонатных породах верхнего мела залегают терригенно-карбонатные отложения палеогена. Породы неогенового возраста представлены в основном глинами с небольшими прослоями песчаников и ракушечников.

По данным электрического каротажа глубоких буровых скважин, расположенных вблизи побережья Азовского моря, мезо-кайнозойская толща характеризуется продольными удельными электрическими сопротивлениями 2—5 *ом.м.* Повышение удельного сопротивления до десятков омметров связывается с пластами известняка и ракушечника. В целом геоэлектрический разрез хорошо проводящий, не содержит гидрохимических образований и благоприятен для электроразведочных работ по методу становления электрического поля.

Тектоника акватории Азовского моря определяется его положением в молодой переходной зоне от южной окраины докембрийской Русской платформы к областям складчатости Кавказа и Крыма. Здесь выделяются следующие крупные структурные элементы.

1. Южный склон Украинского кристаллического массива захватывает крайнюю северную часть Азовского моря. Глубина докембрийского фундамента здесь 1200 *м.*

2. Южнее располагается Северо-Азовская депрессионная зона, выполненная осадочной толщей мощностью свыше 2000 *м.*

3. Азовский вал представляет собой крупный выступ фундамента, протягивающийся примерно в широтном направлении через среднюю часть моря.

4. Значительная часть Азовского моря относится к южному склону эпигерцинской платформы, моноклинально погружающейся к югу.

Как видим, значительная глубина фундамента в сочетании с низким удельным сопротивлением толщи осадочных пород обеспечивает благоприятные условия для изучения поздней стадии становления электрического поля.

В 1959—1960 гг. на Азовском море научно-исследовательской морской геофизической экспедицией ВНИИ геофизики выполнялись в основном осевые дипольные зондирования. Однако, как известно [43], глубинность осевой установки при изучении непроводящего опорного горизонта в 1,5—2 раза меньше, чем глубинность экваториальной установки. Исходя из этого в 1961—1962 гг. разрабатывалась техника выполнения дипольных экваториальных зондирований с разносами около 10 *км* в морских условиях.

Одновременно проводилось опробование метода становления электрического поля. Одна из полученных кривых становления электрического поля показана на рис. 37. Суммарная продольная проводимость, по данным метода становления поля, изменяется от 1500 до 3500 *мо*, а кажущееся удельное сопротивление в минимуме кривой — от 0,7 до 1,5 *мо*.

Сравнение суммарной продольной проводимости, полученной при обработке полевых графиков становления поля, с результатами дипольных электрических зондирований свидетельствует об их удовлетворительном совпадении.

Интересно также сравнить кривые становления электрического и магнитного поля, полученные в одном и том же пункте — на Арабатской стрелке (см. рис. 37). Волновые стадии становления электрического и магнитного поля при  $t^* \leq 4$  практически совпадают. Форма поздней стадии для обеих кривых различна, но определение  $S$  с помощью палеток приводит практически к одним и тем же величинам. Следовательно, опорным горизонтом для становления электрического поля, так же как и для становления





нем коэффициенте анизотропии песчано-глинистых отложений. По-видимому, на этих участках мощность надопорного хорошо проводящего горизонта существенно превышает мощность вышележащих пластов. Как показано в § 8 гл. II, в подобных условиях для геоэлектрических разрезов типа  $H$  и  $QH$  имеет место соотношение

$$\bar{\Lambda} \approx \rho_{k \text{ мин}} / \rho_{\tau \text{ мин}}$$

Иная картина наблюдается юго-восточнее г. Геническа. По данным дипольных электрических зондирований, здесь в геоэлектрическом разрезе появляется пласт с удельным сопротивлением 40—50 *омм* и мощностью около 1000 *м*. Наличие подобного плохо проводящего экрана не препятствует получению на кривых дипольного зондирования правых восходящих ветвей, отражающих влияние непроводящего фундамента. Тем не менее величины  $\rho_{k \text{ мин}}$  значительно возрастают, достигая 3 *омм*. В то же время плохо проводящий пласт гораздо меньше

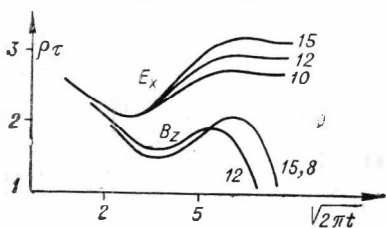


Рис. 45. Сопоставление полевых кривых становления электрического и магнитного поля. Цифры у кривых указывают разность в километрах.

влияет как на становление магнитного поля, так и на становление электрического поля, зарегистрированное в области правой восходящей ветви кривой дипольного зондирования (§ 4 гл. II). В результате отношение  $\rho_{k \text{ мин}} / \rho_{\tau \text{ мин}}$  возрастает и достигает юго-восточнее г. Геническа значений 2—2,5. Ясно, что при этом кажущееся удельное сопротивление  $\rho_{\tau \text{ мин}}$  значительно ближе к среднему продольному удельному сопротивлению осадочной толщи, нежели  $\rho_{k \text{ мин}}$ .

Следовательно, при комплексной интерпретации результатов дипольного зондирования и ЗС эти методы дополняют и уточняют друг друга. Карта глубин опорного горизонта, построенная Ю. Н. Поповым по результатам комплексной интерпретации, показана на рис. 43. Центральная часть Азовского моря — это в целом приподнятая зона. С запада она граничит с областью глубокого залегания фундамента ( $H > 3$  км), соответствующей восточной части Сивашской депрессии. Южная часть Азовского моря относится к Индоло-Кубанскому прогибу. Глубина залегания фундамента увеличивается к югу, достигая 3,5—4 км.

На фоне общей схемы рельефа фундамента выделяется ряд более мелких структурных элементов, амплитуда которых составляет 10—15% от глубины залегания и которые четко прослеживаются рядом электроразведочных профилей. В качестве примера назовем Западно-Азовскую зону поднятий, очерченную в юго-западной части моря изолиниями 2000 и 2400 *м*.

Результаты электроразведочных работ на Азовском море подтверждают теоретические выводы о целесообразности применения метода становления электрического поля для изучения рельефа непроводящего основания, если в осадочной толще отсутствуют прослои изоляторов. Наряду с этим проведенные исследования показали эффективность комплексного применения метода становления электрического поля и дипольных зондирований.

\* \* \*

Пятилетний опыт применения электромагнитных зондирований по методу становления поля в различных районах Советского Союза позволяет сделать следующие выводы.

1. Практика электроразведочных работ по методу становления поля в 1958—1963 гг. свидетельствует о высокой помехоустойчивости поздней стадии становления электромагнитного поля, явившейся ключом к реализации преимуществ, заложенных в этом методе. В то время как сильные помехи в относительно высокочастотном диапазоне не позволяют при существующих источниках питания регистрировать раннюю стадию становления поля на разносах, превышающих 3—5 км, поздняя стадия, как правило, уверенно осциллографируется на разносах, составляющих 12—15 км, а нередко превышающих 20 км.

2. Подтвердилась правильность выбора кажущегося удельного сопротивления  $\rho_{\tau}$  как основной величины, характеризующей процесс становления поля. Использование функции  $\rho_{\tau}$  позволило сопоставить результаты электромагнитных зондирований по методу становления поля с другими видами зондирований.

3. Оправдало себя использование оптимальных разносов, при которых минимум кривой  $\rho_{\tau}$  располагается в пределах волновой стадии. При этом  $\rho_{\tau \text{ мин}}$  является устойчивой характеристикой геоэлектрического разреза, не изменяющейся с изменением разноса, что обеспечивает возможность сравнения кривых  $\rho_{\tau}$ , полученных в различных условиях.

В качестве примера рассмотрим два зондирования по методу становления магнитного поля, выполненные в 1963 г. опытно-методической электроразведочной партией ВНИИгеофизики на юго-западном борту Днепровско-Донецкой впадины. Питающий диполь был общим, а разносы, при которых регистрировалось неустановившееся магнитное поле, составляли 12 и 15,8 км (см. рис. 45). Кривые практически совпадают при  $\tau^* < 4$  ( $t < 2,5$  сек), т. е. в области минимума и левой нисходящей ветви. Помимо указанных кривых, на рис. 45 совмещены три кривые становления электрического поля, полученные на разносах 10, 12 и 15 км электроразведочной партией Краснодарского филиала ВНИИгеофизики. Здесь также практически совпадали волновые стадии, захватывающие область минимума и левую нисходящую ветвь.

4. Сопоставление результатов электроразведочных работ по методу становления магнитного поля, выполненных на Русской и Сибирской платформах, с данными бурения и КМПВ указывает на справедливость теоретического положения о возможности использования становления магнитного поля для изучения заэкранированных проводящих толщ.

5. Сравнение полевых кривых становления электрического и магнитного поля подтверждает вывод о сильном влиянии плохо проводящих экранов на неустановившееся электрическое поле.

Вместе с тем это влияние может быть ослаблено, если становление электрического поля изучается на разносах, относящихся к восходящей ветви графика дипольного электрического зондирования, соответствующей непроводящему основанию.

6. Установленная в Куйбышевском Заволжье, Пермском Прикамье, Канско-Тасеевской впадине и многих других районах СССР тесная связь кажущегося удельного сопротивления в минимуме кривой становления магнитного поля со средним продольным удельным сопротивлением осадочной толщи подтверждает правильность теоретического вывода о том, что анизотропия не влияет на неустановившееся магнитное поле.

7. Зондированиями по методу становления поля на Азовском море, а также в других районах, где геоэлектрический разрез не содержит непроводящих экранов, отмечено практическое совпадение волновых стадий становления магнитного и электрического поля (значит, вывод § 3 гл. II данной работы о практическом отсутствии влияния анизотропии на волновую стадию становления электрического поля справедлив).

8. Подтвержден теоретический вывод об эффективности применения метода становления поля для определения мощности геологических толщ, представленных частым переслаиванием пластов низкого и высокого удельного сопротивления.

9. Подтверждена оценка условий, благоприятных для применения электромагнитных зондирований по методу становления поля. Наиболее благоприятны в этом отношении геоэлектрические разрезы с мощной проводящей надпорной толщей, а также разрезы, представленные частым чередованием пластов низкого и высокого удельного сопротивления. Монотонное увеличение удельного сопротивления с глубиной резко усложняет интерпретацию результатов полевых наблюдений.

10. Подтверждено одно из основных теоретических положений, согласно которому кривые, полученные при неизменном взаимном расположении питающего и измерительного диполей, содержат информацию, достаточную для построения геоэлектрических границ.

11. Экспериментальные исследования показали целесообразность комплексного применения электромагнитных зондирований по методу становления электрического и магнитного поля и дипольных зондирований, использующих постоянный ток. Это позволяет проследить поведение нескольких геоэлектрических границ, оценить анизотропию осадочных напластований и сделать некоторые выводы о характере опорного горизонта. Необходимо подчеркнуть также, что электроразведка по методу становления поля (в модификации поздней стадии) опирается на данные глубокого бурения и сейсморазведки, которые позволяют выявить закономерные связи  $\rho_{\tau \text{ мин}} \propto \rho_t$ .

12. Практика подтверждает справедливость допущений, положенных в основу идеализированной модели геоэлектрического разреза, использованной в настоящей работе. Видимо, представление об однородных горизонтальных пластах, характеризующихся продольным и поперечным удельным сопротивлением, более или менее точно отражает основные черты действительности. Вместе с тем в ряде случаев на кривых становления поля наблюдаются искажения, которые невозможно объяснить в рамках горизонтальнослоистой модели: полевые кривые не совмещаются с теоретическими, кажущееся удельное сопротивление становится отрицательным и т. п. Судя по геологическим данным, в этих случаях мы имеем дело с нарушениями горизонтальности геоэлектрических границ. Искажения полевых кривых наблюдаются вблизи выходов на поверхность траппов (Восточная Сибирь) в районах с резко расчлененным рельефом дневной поверхности при неглубоком залегании непроводящего экрана (Башкирия) [50]. Сделать более подробный анализ искажений становления поля трудно ввиду почти полного отсутствия теоретических исследований в этом направлении.

Отмечая, что выбранная теоретическая модель более или менее правильно передает основные черты действительности, мы тем самым утверждаем возможность пренебречь токами смещения в условиях, при которых изучается процесс становления поля. Следовательно, практика не подтверждает выдвинутых в последнее время некоторыми авторами предположений о том, что относительная диэлектрическая постоянная проводящих горных пород в инфразвуковом диапазоне частот имеет порядок  $10^6$  (А. Беллуиджи и др. [14]). Получение геологически достоверных результатов свидетельствует о допустимости использования квазистационарного приближения, в рамках которого горные породы различаются лишь по значениям удельного сопротивления.

Решение прямой задачи метода становления поля спектральным способом позволило автору получить удобные для теоретического анализа и расчета на электронно-вычислительных машинах выражения неустановившегося электрического и магнитного поля для среды, состоящей из любого числа горизонтальных однородных анизотропных пластов.

С помощью усовершенствованной методики расчета составлен альбом трехслойных и четырехслойных теоретических кривых становления электрического и магнитного поля.

Исследовано асимптотическое поведение становления поля в дальней зоне, т. е. на разносах, значительно превышающих глубину непроводящего основания, и рассчитаны таблицы для расчета соответствующих теоретических кривых.

С помощью понятий о кажущемся удельном сопротивлении и действующем расстоянии результаты метода становления поля рассмотрены с точки зрения, общей для всех электромагнитных зондирований.

Разделение процесса становления поля на волновую и конечную стадии позволило установить основные качественные закономерности. В течение волновой стадии изменение кажущегося удельного сопротивления во времени повторяет в сильно сглаженном виде изменение продольного удельного сопротивления с глубиной. Конечная стадия характеризуется постепенным приближением кажущегося удельного сопротивления к установившемуся значению. Что касается становления магнитного поля, соответствующее кажущееся удельное сопротивление образует в конечной стадии максимум, а с дальнейшим ростом времени стремится к нулю.

Спектральный метод решения дал возможность ввести функции  $R^*$  и  $\bar{R}^*$  и на основе их анализа установить ряд закономерностей становления поля.

1. Анизотропия горизонтальных напластований, как это отмечалось и другими исследователями, не влияет на становление магнитного поля при любых разносах, а на становление электрического поля — при оптимальных разносах, превышающих в 3—5 раз глубину непроводящего основания.

2. Влияние непроводящих экранов на становление магнитного поля значительно слабее, чем на электрическое поле постоянного тока. Экран, мощность которого примерно в 8 раз меньше глубины залегания, практически не влияет на становление магнитного поля. В то же время плохо проводящие экраны оказывают на становление электрического поля сильное влияние, которое может быть уменьшено, если выбрать разнос на восходящем участке кривой дипольного электрического зондирования, связанном с непроводящим основанием.

3. Если геоэлектрический разрез содержит тонкий пласт низкого удельного сопротивления, то становление поля зависит от продольной проводимости этого пласта. Если же в разрезе имеется тонкий пласт повышенного удельного сопротивления, то на становление магнитного поля оказывает влияние только его мощность. Становление электрического поля в этом случае подвержено действию смешанного типа эквивалентности: в ранней стадии процесс зависит от мощности плохо проводящего пропластка, а в конечной — от его поперечного сопротивления, как в методах, использующих постоянный ток.

4. Для геоэлектрических разрезов с достаточно мощной проводящей надпорной толщей кривые становления поля имеют минимум, ордината которого тесно связана с величиной среднего продольного удельного сопротивления пачки проводящих пластов.

Исследование закономерностей становления поля дало возможность предложить упрощенную методику полевых работ, при которой изучается только поздняя стадия становления поля ( $t > 0,1$  сек). Для геоэлектрических разрезов с мощностью осадочных пород свыше 1,5—2 км поздняя стадия обычно включает минимум и правую часть кривых становления поля. Практическая ценность поздней стадии становления поля заключается в том, что для ее регистрации можно использовать усилители с фильтрами, резко ослабляющими влияние помех естественного и промышленного происхождения на частотах выше 1—2 гц. Соответствующая аппаратура позволила в 1959 г. приступить к внедрению метода становления поля. В 1959—1963 гг. электроразведочные работы по этому методу выполняли около 30 отрядов, которые использовали методические приемы и палетки, рекомендованные в настоящей работе.

Полевыми исследованиями была установлена геологическая эффективность метода становления поля в различных условиях. На Русской и Сибирской платформах с помощью нового метода в комплексе с бурением, сейсморазведкой и различными видами электроразведки возможно в короткие сроки получить представление об основных чертах глубинного геологического строения.

Как отмечалось в сводном докладе экспертной комиссии экспертно-геологического совета Государственного Геологического Комитета СССР по вопросу «Опыт и перспективы применения новых модификаций электроразведки, основанных на использовании переменных электромагнитных полей», «теория и практика зондирования становлением поля показывают, что этот метод мобилен и экономичен в производстве и эффективен при региональных маршрутных и площадных исследованиях рельефа кристаллического ложа, а при благоприятных условиях также для выявления и прослеживания в осадочном комплексе терригенных толщ, перспективных на нефть и газ». Экспертная комиссия подчеркнула, что «широкое использование новых методов электроразведки... в комплексе с сейсморазведкой значительно ускоряет изучение новых площадей и существенно сокращает материальные затраты на производство региональных исследований и поиски структур».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев А. М., Бердичевский М. Н., Загармистр А. М. Применение новых методов электроразведки в Сибири.— Прикл. геофиз., 1958, № 18.
2. Алексеев Г. П., Давыдов В. М. Результаты применения метода ЗСМ в Куйбышевском Заволжье.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.
3. Андреев Б. А. Геофизические методы в региональной геологии. Госгеолтехиздат, 1960.
4. Беллунджи А. К общей теории эльтранслог. IV Междунар. геофиз. конгресс, 1956.
5. Белякова Г. М. Вопросы нефтепоисковой гидрогеологии.— Матер. ВСЕГЕИ, 1956, вып. 18.
6. Бердичевский М. Н., Ваньян Л. Л. Электромагнитное поле в тонкослойной среде.— Вопр. развед. геофиз., 1961, № 2.
7. Бердичевский М. Н. Электроразведка методом теллурических токов. Гостоптехиздат, 1960.
8. Бердичевский М. Н. и Завадская Т. Н. К вопросу о становлении электрического поля в земле.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1955, № 2.
9. Бобровников Л. З., Ваньян Л. Л. и др. Наставление по электроразведочным работам методом становления электромагнитного поля для решения задач структурной геологии. ВНИИгеофизика, 1960.
10. Борисов А. А. и Косыгин Ю. А. Методы изучения тектонических структур.
11. Брусьянин Л. А. Результаты работ методом ЗСМ на юго-востоке Русской платформы (западная часть Оренбургской области) и методом ТТ в Предуральском краевом прогибе.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.
12. Ваньян Л. Л. К теории дипольных электромагнитных зондирований.— Прикл. геофиз., 1957, № 16.
13. Ваньян Л. Л. Некоторые вопросы теории частотных зондирований горизонтальных напластований.— Прикл. геофиз., 1959, № 23.
14. Ваньян Л. Л. Элементы теории становления электромагнитного поля.— Прикл. геофиз., 1960, № 25.
15. Ваньян Л. Л. Перспективы электромагнитных зондирований методом становления поля.— Бюлл., ОНТИ МГ и ОН СССР, № 7, (24).
16. Ваньян Л. Л. и Морозова Г. М. Палетки для интерпретации становления поля.— ДАН, 147, № 6.
17. Ваньян Л. Л., Гасаненко Л. Б. и Шолпо Г. П. Асимптотическое представление электромагнитного поля низкочастотного диполя.— Вопр. геофиз. Уч. зап. ЛГУ, № 286, вып. 12.
18. Ваньян Л. Л., Бобровников Л. З. Электроразведка по методу становления магнитного поля. ОНТИ ВИМС, 1963.
19. Ваньян Л. Л. Становление электромагнитного поля в анизотропном пласте.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 10.
20. Ваньян Л. Л. Новый способ определения электромагнитного поля диполя, заземленного на поверхности многослойной изотропной среды.— Геол. и геофиз., 1962, № 12.
21. Ваньян Л. Л. О величинах, характеризующих становление поля.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 11.
22. Ваньян Л. Л. Метод становления поля и его применение для решения задач структурной геологии. Современное состояние и перспективы развития разведочной геофизики.— Тр. IV Всес. науч.-техн. конф. М., 1959.

23. Ваньян Л. Л., Морозова Г. М. Использование электронно-вычислительных машин для расчета теоретических кривых электромагнитного зондирования.— Докл. на V Всес. науч.-техн. геофиз. конф. Новосибирск, 1963.
24. Ваньян Л. Л., Омельченко О. К., Жигульская Т. А. Электрическое поле в дальней зоне квазистационарного диполя. Электромагнитное зондирование земной коры и магнитно-теллурические методы разведки.— Конф. по электромагнитным зондированиям. ЛГУ, 1961.
25. Ваньян Л. Л. Электромагнитное поле диполя, заземленного на поверхности многослойной анизотропной среды.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 6.
26. Ваньян Л. Л. Метод становления поля.— В кн. «Справочник геофизика», Гостоптехиздат, 1963.
27. Ваньян Л. Л., Т. А. Жигульская, О. К. Омельченко. Таблицы для расчета теоретических кривых частотного зондирования в дальней зоне.— Тр. Ин-та геол. и геофиз., 1964, вып. 39.
28. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. Ч. I. Гостехиздат, 1949.
29. Владимиров Н. П., Науменков Н. Л., Рассомахин Г. Н., Скугаревская О. А. Об экспериментальных исследованиях явления становления электромагнитного поля в многослойной среде.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1956, № 6.
30. Владимиров Н. П. и Клейменова М. Г. О структуре естественного электромагнитного поля Земли в диапазоне 0,5—100  $\mu\text{ц}$ .— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1962, № 6.
31. Гавелка Р. Четырехзначные таблицы круговых и гиперболических функций комплексного аргумента. 1931.
32. Габлин Н. С. Опыт применения методов МТП и ЗСМ для картирования фундамента в Тимано-Печорской газонефтеносной провинции.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.
33. Гасаненко Л. Б., Шолпо Г. П. К теории электромагнитных зондирований.— Вопр. геофиз. Уч. зап. ЛГУ, № 286, 12.
34. Гельфанд И. С. Электромагнитное поле горизонтальной рамки в слоистой среде.— Сб. статей по геофиз. методам разведки. Свердловск. горный ин-т им. В. В. Вахрушева, 1955.
35. Гельфанд И. С. Электромагнитное поле кабеля в слоистой среде.— Сб. статей по геофиз. методам разведки. Свердловск. горный ин-т им. В. В. Вахрушева, 1955.
36. Грушин Ф. К., Грушина Л. В. Опыт применения метода ЗСМ в Пермской области.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.
37. Давыдов В. М. Влияние наклона петли на кривые становления магнитного поля.— Тр. Куйбышевск. НИИ НП, 1962, вып. 12.
38. Дахнов В. Н. Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений. Гостоптехиздат, 1953.
39. Жоголев Е. А., Трифонов Н. П., Шахсуваров Д. Н. Расчет электромагнитных полей в слоистых средах.— В сб. «Вычислительные методы и программирование». Изд. МГУ, 1962.
40. Заборовский А. И. Электроразведка. М., Гостоптехиздат, 1963.
41. Заборовский А. И. Переменные электромагнитные поля в электроразведке. Изд. МГУ, 1960.
42. Загармистр А. М., Ваньян Л. Л., Корольков Ю. С., Терехин Е. И. Электроразведочные работы методом становления поля.— Изв. высш. учебн. завед. Геол. и развед., 1963, № 9.
43. Загармистр А. М. Использование повышенной разрешающей способности кривых осевого зондирования.— Прикл. геофиз., 1957, № 16.
44. Каленов Е. Н. Интерпретация кривых ВЭЗ. Гостоптехиздат, 1957.
45. Комаров С. Г., Крон Ф. Ц., Шербакова Т. В. Замеры различными зонами.— Прикл. геофиз., 1952, № 8.
46. Краев А. П. Аперриодические электромагнитные процессы в поглощающей среде. Дисс. ЛГУ, 1936.
47. Краев А. П. Нестационарные процессы в однородной поглощающей среде.— Уч. зап. ЛГУ, серия физ. наук, вып. 3, т. III, 1937.
48. Кухаренко Н. К. Интерпретация данных каротажа в карбонатных разрезах.— Прикл. геофиз., 1952, № 8.
49. Ландау Л. Д. и Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Гостехтеориздат, 1957.
50. Меламед Б. М. Опыт работ методом ЗСМ в северо-западных районах Башкирии.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.

51. Милешина А. Г. Об изучении трещиноватости в породах карбонатного типа.— В сб. «Геохимические методы поисков нефти и газа», вып. 1. Гостоптехиздат, 1953.
52. Николова М. В. О приближенном вычислении осциллирующих интегралов.— Тр. Матем. ин-та им. В. А. Стеклова, т. 28, 1949.
53. Поспеев В. И., Томашунас И. Н. Основные результаты работ методами ТТ, ДЗ, ЗС и МТП в Иркутском амфитеатре.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.
54. Решение конференции по электромагнитным зондированиям. Институт физики Земли, 1959.
55. Решение Четвертой Всесоюзной научно-технической геофизической конференции. М., 1959.
56. Решение конференции по электромагнитным зондированиям. ЛГУ, 1961.
57. Решение координационного совещания по разработке и внедрению новых методов электроразведки. Саратов, 1962.
58. Решение Пятой Всесоюзной научно-технической геофизической конференции. Новосибирск, 1963.
59. Сводный доклад экспертной комиссии экспертно-геологического совета по вопросу «Опыт и перспективы применения новых модификаций электроразведки, основанных на использовании переменных электромагнитных полей».
60. Скугаревская О. А. О конечной стадии процесса становления электрического тока в слое, лежащем на идеально проводящем основании.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1951, № 6.
61. Скугаревская О. А. О начальной стадии процесса становления электрического тока в слое, лежащем на идеально проводящем основании.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1951, № 6.
62. Скугаревская О. А. Расчет конечной стадии процесса становления электрического поля в трехслойной среде.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1959, № 1.
63. Скугаревская О. А. Теоретическое изучение становления электромагнитного поля в слоистых средах. Автореф. канд. дисс., 1959.
64. Снеддон И. Преобразования Фурье. М., ИЛ, 1955.
65. Солодовников В. Н. Статистическая динамика линейных систем автоматического управления. Гостехтеориздат, 1952.
66. Тен К. М., Цапко А. А. Некоторые результаты работ методом ЗСМ в Татарии.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ». Гостоптехиздат, 1963.
67. Тихонов А. Н. О становлении электрического тока в однородном проводящем полупространстве.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1946, № 3.
68. Тихонов А. Н. О становлении электрического тока в неоднородной слоистой среде.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1950, № 3.
69. Тихонов А. Н., Скугаревская О. А. О становлении электрического тока в неоднородной слоистой среде.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1950, № 4.
70. Тихонов А. Н., Скугаревская О. А. Об интерпретации процесса становления электрического поля в слоистых средах.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1958, № 3.
71. Тихонов А. Н., Скугаревская О. А. Асимптотическое поведение процесса становления электромагнитного поля.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1959, № 6.
72. Тихонов А. Н., Скугаревская О. А. Об асимптотическом поведении процесса становления электромагнитного поля в слоистых средах.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1959, № 7.
73. Тихонов А. Н., Скугаревская О. А., Фролов П. П. Таблицы становления электромагнитного поля в слоистом пространстве. МГУ, 1963.
74. Тихонов А. Н. О распространении переменного электромагнитного поля в слоистой анизотропной среде.— ДАН СССР, 126, 1959, № 5.
75. Тихонов А. Н. Об асимптотическом поведении интегралов, содержащих бесселевы функции.— ДАН СССР, 125, 1959, № 5.
76. Тихонов А. Н., Шахсуваров Д. Н. О неравномерности асимптотики электромагнитных полей, возбуждаемых диполем переменного тока в слоистой среде.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1961, № 1.
77. Тихонов А. Н., Шахсуваров Д. Н. Метод расчета электромагнитных полей, возбуждаемых переменным током в слоистых средах.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1956, № 3.
78. Фомина В. И. Современное состояние и масштабы применения новых методов электроразведки в различных районах СССР.— В сб. «Новые методы электрической разведки на нефть и газ», Гостоптехиздат, 1963.
79. Фролов П. П. О становлении электромагнитного поля.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 7.
80. Харкевич А. А. Спектры и анализ. Гостехтеориздат, 1952.



81. Четаев Д. Н. Теория зондирования импульсами включения постоянного тока в незаземленную петлю.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1956, № 5.
82. Четаев Д. Н. К расчету неустановившихся электромагнитных полей в неоднородных средах.— Тр. Геофиз. ин-та АН СССР, вып. 32 (159), 1956.
83. Четаев Д. Н. Новый метод решения основной задачи теории дипольных электромагнитных зондирований.— Геол. и геофиз., 1962, № 2.
84. Четаев Д. Н. О поле низкочастотного электрического диполя, лежащего на поверхности однородного анизотропного проводящего полупространства.— ЖТФ XXXII, 1962, № 11.
85. Четаев Д. Н. Изучение неустановившихся режимов электромагнитных полей в неоднородных средах.— Автореф. канд. дисс., 1953.
86. Шахсуваров Д. Н., Рыбакова Е. В. О применимости представленной дальней зоны при частотных электромагнитных зондированиях.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1960, № 11.
87. Шейнман С. М. Об установлении электромагнитных полей в земле.— Прикл. геофиз., 1947, № 3.
88. Эненштейн Б. С. Метод изучения становления электрического поля в земле.— ДАН СССР, 59, 1948, № 2.
89. Эненштейн Б. С., Аронов Л. Е. Аппаратура и методика изучения становления электрического поля в земле.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1949, № 4.
90. Эненштейн Б. С. и Аронов Л. Е. Экспериментальное исследование электромагнитного поля Земли в спектре частот от 2 до 300 *гц*.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1957, № 1.
91. Эненштейн Б. С. Электромагнитные процессы, происходящие в электро-разведочных целях.— Изв. АН СССР.
92. Эненштейн Б. С., Рыбакова Е. В., Скугаревская О. А. Некоторые результаты экспериментальных исследований режима становления электрического тока в земле.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1949.
93. Эненштейн Б. С., Скугаревская О. А., Рыбакова Е. В. Некоторые данные о зондированиях методом становления электрического тока в земле.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1959, № 10.
94. Юдин М. Н. Аналитические способы определения параметров геоэлектрического разреза в методе становления магнитного поля.— Вопр. обработки и интерпретации геофиз. наблюдений, 1963, № 4.
95. V h a t t a c h a r u y a В. К. Field on earths surface due to a transient electromagnetic disturbance.— J. technology, 1956, 1, 151.
96. V h a t t a c h a r u y a В. К. Propagation of an electric pulse through a homogenous and isotropic medium.— Geophys., 22, № 4, 1957.
97. V h a t t a c h a r u y a В. К. Elektromagnetic field of a transient magnetic dipole on the earths surface.— Geophys., 24, № 1, 1959.
98. P e t r V. Переходное поле вертикального магнитного диполя в неоднородном полупространстве.— Prace geofys. ustavu ceskosl. akad. ved., с. 72—98, 1958.
99. S t e f a n e s c u S. S. Theorie du plan conducteur pour l'emetteur alternatif de longueur finie.— Beitr. z. angew. Geophys., Bd. 4, 1934.
100. S t e f a n e s c u S. S. Sur les fondements theoriques de la prospection electromagnetique par courant alternatif a tres basse frequence.— Beitr. z. angew. Geophys., Bd. 6, 1936.
101. S t e f a n e s c u S. S. Etudes theoriques sur la prospection electrique du sous-sol. Institute geological al Romaniei, studii tehnice si economice.— Geofisica, seria D, 1947, № 1.
102. W a i t J. R. Transiet electromagnetic field in a conducting medium.— Geophys., 1951, 16, № 2.
103. W a i t J. R. A transient magnetic dipole source in a dissipative medium.— J. appl. phys., 1953, 24, № 3.
104. W a i t J. R. Shielding of a transient electromagnetic dipole field by a conductive sheet.— Canad. J. phys., 1956, 34, № 8.
105. W a i t J. R. Propagation of electromagnetic pulses in a homogeneous conducting earth.— Appl. sci. res., sect. B., 1960, 8, № 3.

## СОДЕРЖАНИЕ

В в е д е н и е . . . . .	3
Г л а в а I. Физико-математические основы метода становления поля . . . . .	7
§ 1. Постановка задачи и способ решения . . . . .	7
§ 2. Вывод интегральных выражений для спектров становления электромагнитного поля в горизонтальнослоистой анизотропной среде . . . . .	9
§ 3. Спектры становления поля в дальней зоне . . . . .	16
§ 4. Численный расчет спектров становления поля по интегральным формулам . . . . .	24
§ 5. О величинах, характеризующих становление электромагнитного поля . . . . .	30
§ 6. Методика численного расчета теоретических кривых становления поля . . . . .	33
§ 7. Становление электромагнитного поля в дальней зоне . . . . .	39
§ 8. Принцип подобия теоретических кривых и палетки становления электромагнитного поля . . . . .	43
Г л а в а II. Закономерности становления электромагнитного поля . . . . .	45
§ 1. Основные качественные закономерности теоретических кривых становления поля . . . . .	45
§ 2. Изменение разрешающей способности становления электромагнитного поля в зависимости от разноса . . . . .	49
§ 3. Влияние анизотропии на становление электромагнитного поля . . . . .	51
§ 4. Влияние плохо проводящих экранов на становление электромагнитного поля . . . . .	53
§ 5. Становление электромагнитного поля в простейшей периодической среде. . . . .	59
§ 6. Три типа эквивалентности в методе становления поля . . . . .	63
§ 7. Влияние слабой проводимости основания на становление магнитного поля . . . . .	66
§ 8. Некоторые интерпретационные возможности метода становления поля . . . . .	68
§ 9. О поздней стадии становления электромагнитного поля . . . . .	72
§ 10. Благоприятные условия для электроразведки по методу становления поля (в модификации поздней стадии) . . . . .	76
Г л а в а III. Внедрение метода становления поля в практику геологопоисковых работ . . . . .	82
§ 1. Куйбышевское Заволжье . . . . .	83
§ 2. Пермское Прикамье . . . . .	86
§ 3. Канско-Тасеевская впадина Восточно-Сибирской платформы . . . . .	89
§ 4. Западная часть Азовского моря . . . . .	91
З а к л ю ч е н и е . . . . .	97
Л и т е р а т у р а . . . . .	99

*Леонид Львович Ваньян*

СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ  
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ СТРУКТУРНОЙ ГЕОЛОГИИ

Редактор **И. П. Зайцева**  
Художественный редактор **В. Г. Бурыкин**  
Обложка художника **Ю. В. Гаврилова**  
Технический редактор **Т. К. Овчинникова**  
Корректор **М. П. Оськина**

---

Сдано в набор 9 августа 1965 г. Подписано в печать 23 июля 1966 г. МН 03572. Бумага 70×108<sup>1/16</sup>.  
6,5 печ. л., 9,1 усл. печ. л., + 1 вкл., 9,06 уч.-изд л. Тираж 1 300 экз. Цена 63 коп.

---

Издательство «Наука». Сибирское отделение.

Новосибирск-99, Советская, 20. Заказ № 223.

Набор подготовлен в Первой Образцовой типографии имени А. А. Жданова Главполиграфпрома  
Комитета по печати при Совете Министров СССР Москва, Ж-54, Валовая, 28.

Отпечатано во 2-ой типографии из-ва «Наука», Зак. 1480, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10.