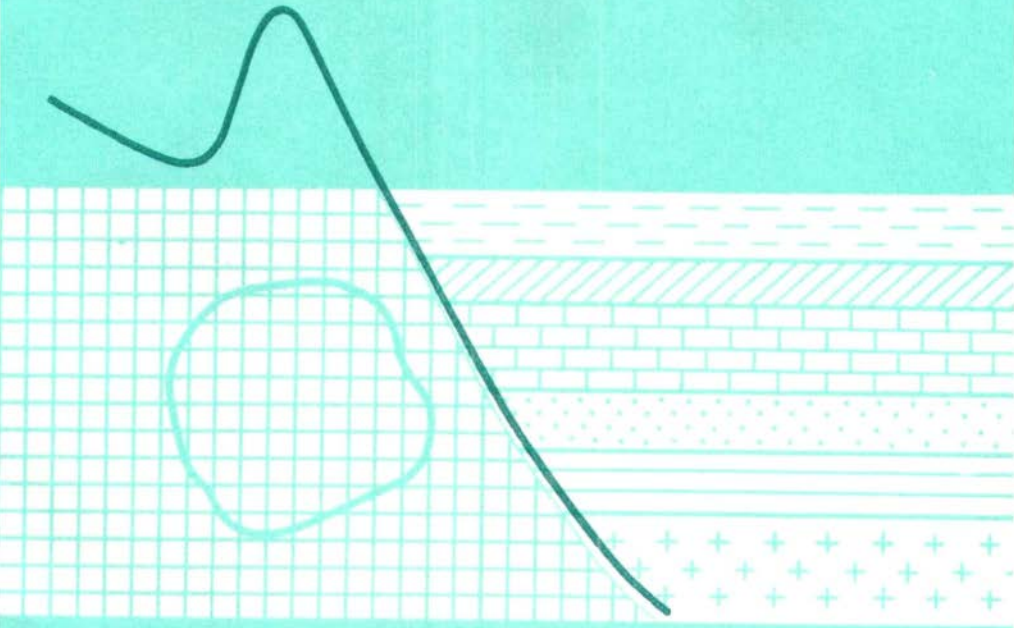
ТЕОРИЯ И ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В РАЗВЕДОЧНОЙ ГЕОФИЗИКЕ



НОВОСИБИРСК–1978

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ТЕОРИЯ И ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В РАЗВЕДОЧНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НОВОСИБИРСК–1978

УДК 550.837

А Н Н О Т А Ц И Я

В сборнике освещено современное состояние теории, аппаратуры и методики полевых исследований методом зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ). В статьях по теории метода исследуются вопросы математического моделирования нестационарных полей в горизонтально-слоистых и неоднородных средах, в частности, рассмотрены некоторые проблемы адаптации конечно-разностных алгоритмов к моделям электроразведки. В работах аппаратурного направления обсуждается ряд вариантов генераторно-измерительных комплексов, предназначенных для решения методом ЗСБ новых задач, таких как глубинные зондирования, морская электроразведка. Широко представлены работы по применению метода ЗСБ, в которых подробно изложены результаты полевых исследований, выполненных в различных геологических районах страны (Сибирская платформа, Нижнее и Среднее Поволжье, Оренбуржье и др.).

Ответственный редактор
кандидат физико-математических наук
В.П.СОКОЛОВ

Печатается по решению секции геофизики
Ученого совета Института геологии
и геофизики СО АН СССР

© Институт геологии
и геофизики
СО АН СССР, 1978

Б.И.Рабинович, В.С.Сурков

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ЗСБ НА СИБИРСКОЙ ПЛАТФОРМЕ

Сибирская платформа – крупнейший осадочный бассейн в континентальной части СССР, с которым связываются перспективы добычи нефти и газа. Исследование этой провинции в широких масштабах только начинается и должно осуществляться ускоренными темпами. В связи с этим одной из актуальных задач является разработка таких методов, которые позволяют сравнительно быстро и наиболее полно проводить изучение осадочного разреза платформы, более целенаправленно ориентировать поисковое и разведочное бурение.

Прежде чем перейти к изложению основных результатов применения метода зондирования становлением поля в ближней зоне (ЗСБ), необходимо отметить, что геоэлектрический разрез Сибирской платформы характеризуется высокими удельными сопротивлениями слагающих его образований, сложностью тектонического строения, наличием экранов, массовым распространением пластовых и секущих интрузий траппов, островной вечной мерзлотой. Присутствие в осадочном чехле высокоомных горизонтов, таких как траповые интрузии, пласты каменной соли и т.п., затрудняет, а подчас делает невозможным изучение нижележащих отложений методами постоянного тока, для которого эти пласты являются экранами. Как известно, горизонтально залегающие высокоомные экраны не препятствуют исследованию подстилающих пород магнитотеллурическими методами. Наряду с портативностью измерительных установок, позволяющей проводить наблюдения в труднодоступных районах, это определило их широкое применение на Сибирской платформе. За период 1965–73 гг. съемкой масштаба 1:200000 – 1:1500000 исследована площадь в 530 тыс. км^2 и выполнены маршрутные работы протяженностью 20 тыс. пог. км. Полученные результаты внесли значительный вклад в региональное изучение рельефа фундамента. Однако недостатки измерительной аппаратуры (отсутствие регистрации высокочастотной части спектра) не позволяют по кривым МТЗ исследовать строение осадочного чехла в условиях высокоомного

разреза платформы и тем самым учесть изменение удельных электрических сопротивлений отдельных пластов, зачастую определяющее величину суммарной продольной проводимости. Наряду с относительно повышенной чувствительностью кривых МТЗ к влиянию неоднородностей горизонтально-слоистого разреза (особенно при наличии в нем высокоомных экранов) это снижает эффективность применения магнитотеллурических методов разведки.

Как показали исследования, проведенные в ИГиГ СО АН СССР и СНИИГТиМСе, более полное и достоверное изучение строения осадочного чехла Сибирской платформы может быть осуществлено методом ЗСБ, обладающим повышенной детальностью и разрешающей способностью по сравнению с применяющимися методами разведки.

Однако реализация зондирований становлением поля в ближней зоне в высокоомном разрезе платформы предъявляет определенные требования к измерительной технике, которым не удовлетворяет серийно выпускаемая электроразведочная аппаратура. Например, при залегании кристаллического фундамента на глубине 3 км и среднем продольном сопротивлении осадочной толщи в 75 омм процесс становления, как показывают расчеты и полевые измерения, практически заканчивается на временах менее 0,4 сек, а для регистрации всей кривой зондирования начальное время измерений не должно превышать 10^{-3} сек. Как известно, и в настоящее время отсутствует серийная аппаратура с таким временным диапазоном. Поэтому в СНИИГТиМСе была разработана и создана цифровая станция ("Цикл"), позволяющая проводить исследования в условиях широкого изменения удельных электрических сопротивлений слоев, начиная с глубин порядка сотни метров. Станция характеризуется расширенным частотным и динамическим диапазоном регистрации, применением для подавления помех синхронного накопления и фильтрации. Повышенная помехозащищенность измерительной аппаратуры позволила уменьшить вес всей станции, что в свою очередь дало возможность проводить работы в труднодоступных районах Сибири. В 1977 г. аппаратура "Цикл-П" прошла государственные испытания.

Отмеченные выше особенности геоэлектрического строения платформы – присутствие в осадочном чехле трапповых интрузий, пластов соли и т.п. предопределили выбор регистрируемых компонент электромагнитного поля. Как показали теоретические и экс-

периментальные исследования, экранирующее влияние высокоомных прослоев при их горизонтальном или пологом залегании менее всего проявляется в результатах измерения вертикальной компоненты магнитного поля и ее производной по времени. Полевые работы, проведенные в различных районах Сибирской платформы, подтвердили обоснованность выбранной методики.

Более сложная картина имеет место в случае секущих интрузий. Поскольку эти образования широко развиты в пределах платформы, то изучению их влияния было уделено особое внимание. Исследования проводились методами физического моделирования в электролитической ванне с различными установками, регистрирующими процесс становления электромагнитного поля. В качестве примера в таблице I приведены результаты количественной интерпретации кривых зондирования, полученных экваториальной установкой "АВ–петля" при различном удалении центра установки (d) от двумерного тонкого высокоомного пропластка, секущего двухслойный разрез. В таблице приняты следующие обозначения ρ_1 , H , S – соответственно истинное удельное сопротивление, мощность и продольная проводимость слоя, а ρ^*, H^*, S^* их значения, полученные при интерпретации. Анализировались кривые кажущихся удельных сопротивлений, зарегистрированные установками, ориентированными вкрест ($\rho^{\perp}$) и по простиранию ($\rho^{\parallel}$) секущего тела, а также взаимовстречными ($\rho^{вз}$) и симметричными схемами наблюдений (с двумя электрическими – $\rho^{эз}$ и двумя магнитными – $\rho^{см}$ диполями).

Как видно из приведенных данных наибольшие искажения кривых зондирования ординарными установками (их разнос равен глубине залегания изолирующего основания) отмечается в том случае, когда неоднородность расположена между источником и приемником или вблизи установки. При $\frac{d}{H} \geq 1{,}5$ погрешности определения параметров разреза не превышают 10%. Они могут быть значительно снижены применением комбинированных схем наблюдений. Следует отметить, что если вертикальная часть интрузии меньше глубины залегания исследуемого горизонта, то влияние неоднородности разреза проявляется слабее.

Результаты моделирования хорошо подтверждаются данными полевых наблюдений. Так, например, при выполнении работ методом

Таблица I

$\frac{d}{H}$	I,5					I,0				0,5			0			
Кривые зондирован.	$\rho^{\perp}$	ρ^{II}	$\rho^{в_3}$	$\rho^{см}$	$\rho^{с_3}$	$\rho^{\perp}$	ρ^{II}	$\rho^{в_3}$	$\rho^{с_3}$	ρ^{II}	$\rho^{см}$	$\rho^{с_3}$	$\rho^{\perp}$	$\rho^{в_3}$	$\rho^{см}$	$\rho^{с_3}$
ρ_1^*/ρ_1	I,0	I,I	I,0	I,0	I,I5	0,85	I,3	I,0	I,3	2,9	I,6	I,25	I,9	I,9	I,7	I,05
H^*/H	I,0	0,9	I,0	I,0	I,0	I,05	0,85	I,0	I,I	0,9	0,95	I,05	I,I	I,I	0,9	I
S^*/S	I,I	0,85	0,95	I,0	0,9	I,2	0,65	0,95	0,9	0,35	0,7	0,95	0,6	0,6	0,6	0,95

ЗСБ с установкой "АВ–петля" по рекам Бахта и Нижняя Тунгуска (протяженность маршрутов порядка 1000 км) в условиях широкого развития секущих и пластовых интрузий искаженными оказались менее 4% от общего числа зарегистрированных кривых зондирований.

Первые полевые работы методом ЗСБ со станцией "Цикл" на Сибирской платформе были проведены в 1970 г. на реке Нижняя Тунгуска. В 1977 г. на этой территории исследования выполнялись 13 полевыми отрядами – по числу имеющихся комплектов аппаратуры. За период 1971–77 гг. трестами "Красноярскнефтегазразведка", "Якутнефтегазразведка" и Восточным геофизическим трестом выполнено порядка 3500 зондирований, исследовано свыше десяти тысяч погонных километров профилей по рекам Нижняя и Подкаменная Тунгуска, по их притокам, а также проведены работы на ряде площадей Непско–Ботуобинской антеклизы.

Результаты проведенных работ свидетельствуют о том, что в сложных геоэлектрических условиях Сибирской платформы при широком развитии траповых интрузий метод ЗСБ позволяет расчленять осадочную толщу, выделяя в ней несколько геоэлектрических горизонтов, а в благоприятных условиях картировать локальные структуры. Как свидетельствуют материалы сопоставления с данными последующего бурения, ошибки определения глубины залегания опорного электрического горизонта по кривым зондирования без использования сторонних данных о параметрах разреза не превышают 10%. Заметим, что глубины залегания фундамента, найденные по кривым зондирования, обычно несколько превышают истинные значения. Это обусловлено упрощением модели разреза, принимаемой при анализе: четырехслойный разрез типа КН с малой мощностью надопорного проводящего слоя заменяется, как правило, трехслойным типа А. Естественно, что при получении достоверных данных каротажа о сопротивлении третьего слоя точность интерпретации кривых ЗСБ может быть повышена.

Ошибки интерпретации, обусловленные упрощением модели разреза, в меньшей степени влияют на точность картирования рельефа опорного горизонта при профильных и площадных работах. Об этом свидетельствуют, в частности, результаты сопоставления с данными сейсморазведки МОВ (рис. 1), выполненные на Среднеботуобинском поднятии [3]. При анализе этих материалов нужно учесть, что опорной границей для ЗСБ в этом районе является кровля фунда-

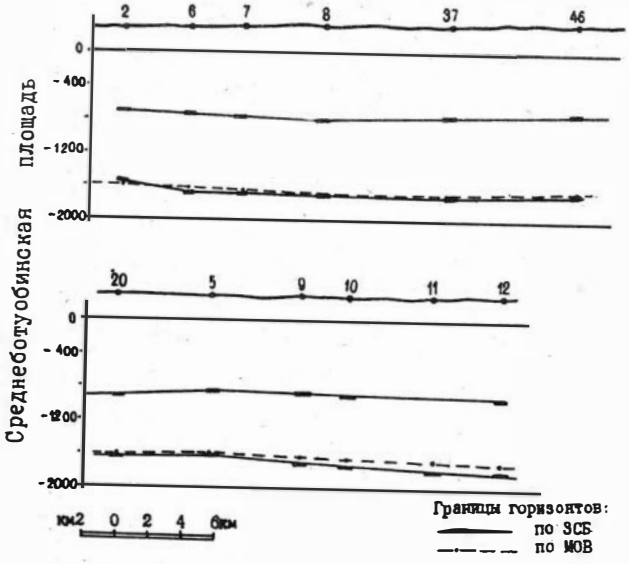
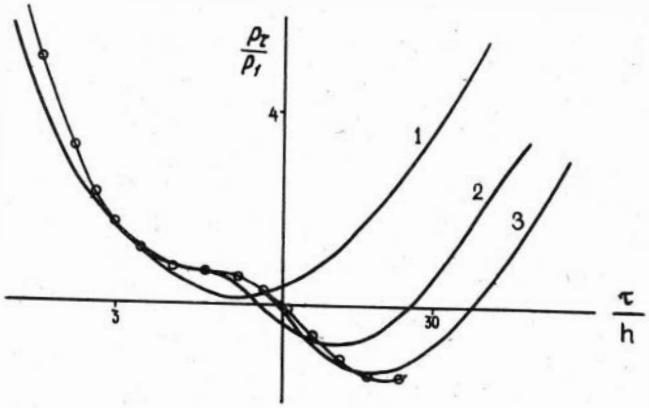


Рис. I



1. $\rho_1 = 75$ омм $h_1 = 2600$ м $\rho_2 = \infty$
2. $\rho_1 = 75$ омм $h_1 = 2600$ м $\rho_2 = 0{,}5$ омм $h_2 = 20$ м $\rho_3 = \infty$
3. $\rho_1 = 75$ омм $h_1 = 2000$ м $\rho_2 = 0{,}5$ омм $h_2 = 20$ м $\rho_3 = 75$ омм $h_3 = 600$ м $\rho_4 = \infty$

Рис. 2

мента, а для сейсморазведки методом отраженных волн – горизонт КВ (кембрий-венд). Совместный анализ данных этих двух методов позволяет в ряде случаев определить мощность продуктивной мотской свиты, что имеет большое значение при оценке перспективности района работ.

Относительно высокая точность результатов интерпретации свидетельствует о надежности применяемой методики, одним из обязательных элементов которой является проверка полученных данных путем сопоставления графически построенной (или рассчитанной) кривой зондирования с исходной.

Таким образом, учитывая крайне слабую изученность разреза Сибирской платформы (например, в Тунгусской синеклизе на I кв. км площади приходится 3 см глубокого бурения, в то время как в целом для нефтеперспективных районов страны – около II м), большие трудности при получении качественных материалов МОВ на значительной территории, следует сделать вывод о необходимости широкого применения метода ЗСБ для регионально-рекогносцировочного изучения региона.

Говоря об эффективности применения метода ЗСБ для изучения осадочных отложений под траппами, необходимо отметить, что из-за несовершенства используемых генераторных групп и трудностей создания питающих диполей с большими моментами, глубинность метода на Сибирской платформе в настоящее время ограничена примерно 3–3,5 км. Поэтому при исследовании разреза на больших глубинах применяется комплекс методов ЗСБ и МТЗ, совместное использование которых позволяет в значительной степени преодолеть отмеченные выше недостатки каждого из методов в отдельности.

В процессе полевых работ была обоснована и доказана возможность решения еще одной задачи – выявление и прослеживание зон развития водонасыщенных коллекторов. Подробное изложение этой части исследований приведено в [5]. Поэтому здесь кратко дадим лишь основные физические предпосылки. Как уже упоминалось, для разреза Сибирской платформы, сложенного в основном карбонатными образованиями, характерно высокое в целом удельное электрическое сопротивление осадочной толщи. Наряду с этим в кембрийских отложениях широко распространены рассолоносные го-

ризонты, минерализация вод в которых превышает 300–400 г/л [I]. Породы, насыщенные этими водами, характеризуются значительно более низкими сопротивлениями, чем вмещающие их образования. В таблице 2 приведены полученные путем расчета величины удельных электрических сопротивлений (в омм) среднесцементированных песчаников при минерализации вод 300 г/л в зависимости от коэффициента пористости (к) и температуры (t°) пласта.

Таблица 2

Состав	$CaCl_2$				$NaCl_2$			
t° \ K	0,05	0,I0	0,I5	0,20	0,05	0,I0	0,I5	0,20
I0	I4	3,I	I,3	0,68	2I	4,6	I,9	I,0
20	II	2,4	I,0	0,5I	I6	3,5	I,5	0,75
30	8,8	I,9	0,8I	0,42	I3	2,8	I,2	0,6I
40	7,3	I,6	0,68	0,35	II	2,4	I,0	0,5I
50	6,3	I,4	0,58	0,30	9,3	2,0	0,86	0,44
70	4,9	I,I	0,46	0,24	7,3	I,6	0,67	0,34

Степень влияния пласта-коллектора, насыщенного минерализованными водами, на процесс становления поля зависит от геоэлектрической характеристики исследуемой территории. В качестве примера рассмотрим конкретные условия Ярактинского месторождения, геоэлектрический разрез которого приведен в таблице 3. Следует отметить, что обычно нижний проводящий комплекс из-за малой мощности и, следовательно, низкой проводимости (I0–I5 См) не находит четкого отражения на кривых ЗСБ. Как показано в [4], для достаточно отчетливого проявления на кривых зондирования надопорной низкоомной толщи необходимо, чтобы ее проводимость была не менее суммарной продольной проводимости вышележащих образований.

В данном случае для уверенного картирования надопорного слоя его продольная проводимость должна превышать 22 См. Следовательно, если в нижней части разреза появится пласт с прово-

Таблица 3

Геоэлектрич. горизонты	Удельное эл. сопротивлен. (омм)	Мощность (м)	Продольн. проводим. (См)	Возраст породы
I	200	200	I	четвертичные, ордовик
2	40	520	I3	верхоленская, литвинцевская свиты
3	200	I500	7,5	галогенно-карбонатная толща нижнего кембрия
4	25	3I5	I2,5	терригенно-карбонатная толща нижнего кембрия
5	∞	∞		
Суммарные характеристики	ρ_t =74,5	H = 2535	S =34	

димостью $S_n \geqslant$ I0 См, то его присутствие может быть установлено непосредственно по кривым зондирования. Зная величину удельного электрического сопротивления пласта-коллектора, насыщенного минерализованными водами, можно оценить ту минимальную мощность h_n, при которой этот горизонт четко проявится в результатах наблюдений. В частности, используя данные таблицы 2 для вод хлоркальциевого состава с минерализацией 300 г/л при температуре 30°С получим следующие минимальные значения h_n в зависимости от коэффициента пористости К (S_n = I0 См).

h_n в м	I0	I5	20	30	50
К в %	I3,5	II	I0	8	6,5

Очевидно, что чем больше мощность, пористость, температура и меньше глубина залегания пласта, тем четче он проявляется на кривых зондирования. В качестве примера на рис. 2 приведены теоретические кривые ЗСБ для геоэлектрических условий, близких к описанным выше на Ярактинской площади (H = 2600 м, ρ_t = 74омм – см. табл. 3), с тонким проводящим пластом (h_n = 20 м), ρ_n = 0,5 омм) на глубине 2000 м (осинский горизонт) и 2600 м (Ярактинская пачка). Там же, для сравнения, приведена полевая кри-

вая. Как видим, появление в разрезе хорошо проводящего двадца - тиметрового водонасыщенного слоя приводит к значительному изменению формы кривой зондирования, что позволяет уверенно картировать этот горизонт.

Экспериментальная проверка этого вывода была выполнена Восточным геофизическим трестом и СНИИГГиМСом на Ярактинском месторождении, залежь которого относится к литологической пластовой, экранированной выклиниванием пласта песчаника.

Полевые наблюдения выполнялись по трем профилям, пересекающим площадь и выходящим в законтурную часть залежи. Расстояние между пунктами ЗСБ изменялось от I до 4 км.

Первый профиль проходил через пробуренные разведочные скважины. Как видно из рис. 3, где приведено сопоставление кривых ρ_τ и графика суммарной продольной проводимости S с данными бурения, по профилю отчетливо прослеживается смена типов кривых ЗСБ при переходе от законтурной зоны к ее центральной части. Насыщенные высокоминерализованными водами песчаники ярактинской пачки в районе скв. I значительно увеличили проводимость нижней части разреза, что нашло отражение в характере кривой ρ_τ - появление на ней перегиба и ниспадающей правой ветви (ср. с рис. 2). Суммарная продольная проводимость достигает 90 См против 30-35 См для нормального разреза.

По мере приближения к скважинам № 5,8,II, из которых получены притоки нефти, происходит замещение воды нефтью. Заполнение пор песчаников высокоомным флюидом. и, следовательно, постепенное сокращение мощности проводящих пород проявляется на кривых ЗСБ в выполаживании, а затем и исчезновении ниспадающей правой ветви. Величина суммарной продольной проводимости при этом уменьшается до 30 См.

На двух других профилях наблюдается идентичная картина, причем по кривым на соседних профилях отмечается достаточно уверенная корреляция.

Результаты интерпретации кривых ЗСБ хорошо совпадают с геолого-геофизическими данными по продуктивному горизонту в юлной части площади. Выделенная здесь зона с разностной проводимостью ΔS менее I5-20 См характеризует разрез, в котором пласт-коллектор нижнемотской подсвиты является продуктивным.

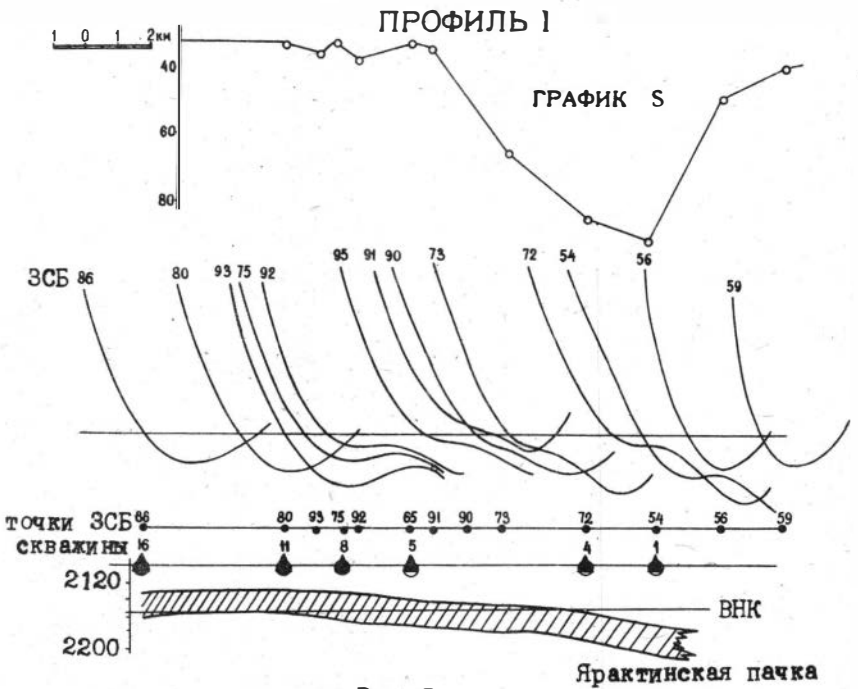


Рис. 3

Контуры зоны олизки с ВНК, установленным по скважинам. Последующее бурение подтвердило сделанную прогнозную оценку – во всех скважинах этой зоны получены притоки нефти и газа [5].

На северо-востоке площади, где по промыслово-геофизическим данным отсутствуют коллекторы в Ярактинской пачке, также получены кривые ЗСБ с высокими значениями суммарной продольной провидимости, достигающими 130–150 См. Интерпретация кривых зондирования показала наличие проводящего горизонта на глубине порядка 2000 м, что совпадает с результатами скважинных наблюдений. Присутствие в разрезе второго проводящего горизонта и четкое проявление его на кривых ЗСБ подтверждает возможности мето-

да для поисков пластов с хорошими коллекторскими свойствами. Однако наличие нескольких проводящих пластов может в ряде случаев вызвать существенные трудности в однозначной геологической интерпретации кривых зондирований при решении задач по прослеживанию контура залежи.

Результаты, полученные на Ярактинской площади, явились предпосылкой для постановки аналогичных исследований в других районах Сибирской платформы (Аянское и Средне-Ботуобинское, Верхне-Вилючанское на Непско-Ботуобинской антеклизе, Куюмбинское в Тунгусской синеклизе и др.). Приведем в качестве примера материалы по Верхне-Вилючанскому поднятию [6], поскольку ЗСБ здесь были проведены до окончания бурения глубоких скважин.

Кривые ЗСБ в этом районе оказались мало похожими на кривые, зарегистрированные над водонасыщенным коллектором в пределах Ярактинской площади. Однако проведенный анализ результатов зондирований свидетельствует о наличии зон пониженных значений суммарной продольной проводимости на участках с практически постоянной мощностью осадочного чехла. Менее четкое проявление водонасыщенного коллектора обусловлено его более низкой температурной характеристикой. Так, по данным испытаний скважины 614, температура продуктивного пласта на глубине 2700 м составляет 18°С. Обращаясь к таблице 2, находим, что снижение температуры с 35° (Ярактинское месторождение) до 18° приводит к увеличению удельного электрического сопротивления (уменьшению S_{η}) пласта-коллектора в 1,4 раза.

Поскольку продуктивные горизонты отмечаются в нижней части разреза, то выявление зон развития коллектора, насыщенного минерализованными водами проводилось по карте суммарной продольной проводимости пород, залегающих ниже верхоленской подсвиты нижнего кембрия. Анализ ее позволил еще до окончания глубокого бурения утверждать о наличии пласта-коллектора, насыщенного минерализованными водами в местах заложения скважин 602, 603 и 650 и его отсутствии или заполнении другими флюидами (более вероятна смена флюида) в скважине 614, расположенной в своде Верхне-Вилючанской структуры. Результаты бурения полностью подтвердили эту оценку. Так, скважиной 614 вскрыт 42-х метровый пласт кварцевых песчаников (так называемый Ш горизонт венд-ри-

фейского комплекса) с коэффициентом пористости 5–22%, из которого получен приток газа с дебитом до 300 тыс. $м^3$/сутки. Водонасыщенный коллектор в разрезе этой скважины не обнаружен. При испытаниях скважин 602, 603 и 650 получен приток пластовых вод с дебитом 10–20 $м^3$/сутки, удельным весом 1,25 г/$см^3$ и минерализацией свыше 300 г/л. Нужно отметить, что в скважине 603 выше по разрезу, в интервале 2256–2263 м (нижнемотская подсвита) вскрыт также продуктивный газоносный горизонт. Как следует из вышеприведенных расчетов, пласты мощностью до 10 м существующими модификациями ЗСБ в геоэлектрических условиях Непско-Ботуобинской антеклизы не могли быть выделены, тем более при столь редком шаге зондирований (3–5 км). В результате описанных исследований были рекомендованы как первоочередные объекты сводовые части Верхневилючанской и Вилюйско-Джербинского поднятия, а также южная часть Иктехской структуры. Скважина, пробуренная в 1977 г. в пределах рекомендуемой области на Вилюйско-Джербинской структуре, вскрыла газоносный коллектор.

Таким образом, результаты выполненных работ показывают на большие возможности метода ЗСБ при поисках нефтяных и газовых залежей в этом, одном из наиболее перспективных регионов Сибирской платформы. Выполненные к настоящему времени теоретические и полевые исследования позволяют утверждать, что в бассейнах, где распространены рассолы с минерализацией 300–400 г/л (к ним относятся большинство районов Сибирской платформы) методом ЗСБ могут быть выявлены зоны развития пласта-коллектора, насыщенного минерализованными водами, подпирающими газовые или нефтяные залежи. Вероятно, этот вывод справедлив не только для разреза Сибирской платформы. В самом деле, как следует из [2], почти 90% доказанных мировых запасов нефти и 80% газа сосредоточены в бассейнах, где распространены галогенные формации и где минерализация вод в межсолевых и подсолевых отложениях достигает 200–300, а в некоторых случаях 400–500 г/л.

Результаты работ в пределах Непско-Ботуобинской антеклизы - одной из крупнейших и перспективных структур Сибирской платформы, послужили основанием для составления предложения Министерству геологии СССР "Об ускорении изучения нефтегазоносности Непско-Ботуобинской антеклизы методом ЗСБ".

Как показывает опыт работ, в пределах Непско-Ботуобинской антеклизы и на Сибирской платформе в целом, наиболее сложным вопросом является определение площадей распространения пластов песчаников в нижне-мотской подсвите. Применение метода ЗСБ, как мы полагаем, позволит достаточно быстро выявить в пределах антеклизы зоны развития пород коллекторов и, тем самым, более целесообразно планировать дорогостоящее глубокое бурение. Съемку рекомендуется проводить в два этапа: регионально-рекогносцировочный и поисковый.

Регионально-рекогносцировочные работы проводятся с целью выявления крупных зон распространения пластовых рассолов в горизонтах-коллекторах. Исследования выполняются с плотностью одно зондирование на 100 кв. км при среднем расстоянии между профилями порядка 30 км. К 1977 г. Восточным геофизическим трестом выполнено (в основном по рекам) около 1500 км таких профилей. Для изучения всей территории Непско-Ботуобинской антеклизы в X пятилетке за период 1977-80 гг. должно быть выполнено еще 6000 км съемки. Эти регионально-рекогносцировочные маршруты могут быть в основном совмещены с имеющейся сетью сейсмических профилей. Для оценки достоверности получаемых результатов следует использовать ранее запланированные параметрические и поисковые скважины.

Таким образом, в результате регионально-рекогносцировочных работ ЗСБ в комплексе с глубоким бурением будут выявлены крупные зоны развития коллектора, насыщенного рассолом, и намечены участки вероятного скопления залежей нефти и газа.

Поисковые работы проводятся на перспективных площадях, выявленных в результате регионально-рекогносцировочных работ, с целью их детализации.

Предполагается работы по ЗСБ выполнять по сети с расстоянием между профилями порядка 3-4 км, а между пунктами наблюдений 1-2 км. Исходя из реальных возможностей постановок аппаратуры и технических средств, предусматривается за период 1977 - 80 гг. изучить площадь в 12 тыс. кв. км, т.е. 12 структур, каждая площадь в 1000 кв. км.

На этом этапе, как показали работы Восточного геофизического треста, достоверность прогнозной оценки возрастает при

комплексировании метода ЗСБ и МОВ, обработанного по программе КМПП. Действительно, в этом случае два различных по своим физическим основам метода применяются для поиска сопутствующих друг другу объектов: водонасыщенной и продуктивной частей коллектора. Особенно важно то, что комплекс может быть использован для изучения ловушек как структурного, так и неструктурного типов.

Однако, открывающаяся перед комплексом ЗСБ и МОВ возможность прямых поисков залежей нефти и газа требует совершенствования каждого из применяемых методов. Для электроразведки это, в основном, повышение разрешающей способности с целью выявления и прослеживания коллекторов меньшей мощности и раздельного исследования нескольких водонасыщенных горизонтов. Для решения этих задач в СНИИГГиМСе разрабатываются дифференциальные модификации зондирования становлением поля в ближней зоне, а также совместно с другими организациями (ИНХ СО АН СССР, ИФТ АН СССР, НЭТИ) приемники (индукционные датчики и криогенный магнитометр), позволяющие измерять все компоненты магнитного поля, в том числе и горизонтальные, обладающие наибольшей разрешающей способностью.

ЛИТЕРАТУРА

I. АНЦИФЕРОВ А.С., ВОЗЖОВ В.И., ДЕМИН Б.Г., КОНТОРОВИЧ А.Э., ПАВЛЕНКО В.В. Подземные рассолы и воды кембрийских отложений Сибирской платформы.- "Труды СНИИГГиМС", вып. I39, I972, с. 42-77.

2. КАПИЧЕНКО Л.Н. Связь нефти, рассолов и соли в земной коре. М., "Недра", I974, I80 с.

3. МИТЮШКИН Ю.Л., РАБИНОВИЧ Б.И., ФИНОГЕЕВ В.В. О возможности применения метода ЗСБ в восточной части Сибирской платформы. "Труды СНИИГГиМС", вып. I68, I973, с. 32-37.

4. РАБИНОВИЧ Б.И. Наставление по электроразведочным работам методом ЗСБ. Новосибирск, I972, 80 с.

5. РАБИНОВИЧ Б.И., СУРКОВ В.С., МАНДЕЛЬБАУМ М.М. Электроразведка методом ЗСБ при поисках залежей нефти и газа в палеозойских отложениях Сибирской платформы.- "Сов. геология", I977, № 2, с. 3-I4.

6. РАБИНОВИЧ Б.И., СУРКОВ В.С., ФИНОГЕЕВ В.В., ПАНАРИН В.П. СОЛОМОН А.З. Возможности выявления зон развития коллектора методом ЗСБ на Верхне-Вилючанской площади Мирнинского свода. – "Труды СНИИГГиМС", вып. 239, 1976, с. 30–33.

Ю.Н.Антонов, А.К.Манштейн

РАЗРАБОТКА АППАРАТУРНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ГЛУБИННЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ (ЗСБ)

Анализ расчетов электромагнитных полей в геоэлектрических условиях, соответствующих некоторым районам Байкальской рифтовой зоны, показывает, что при глубине залегания кровли слоя повышенной электропроводности ~ 8–10 км величины сигналов в установке типа "петля-петля" могут составлять $(0{,}5 \div 1{,}0)\cdot 10^{-6}$ В. При этом произведение магнитных моментов генераторной и приемной петель было принято равным 10^{14} А.м.^{4} Применение специальной измерительной аппаратуры: "Зонд-2", разработанной в ИАЭ СО АН СССР [1], и "Цикл-2", созданной в Сибирском НИИ геологии, геофизики и минерального сырья [2] позволяет измерять методом накопления эдс около 10^{-6}В с погрешностью не более 10%.

В условиях малого уровня внешних помех, прежде всего вариаций естественного электромагнитного поля Земли, максимальный магнитный момент приемного контура, в соответствии с [2,3], был принят равным 10^6м^2. При этом величина магнитного момента генераторной петли должна быть равной 10^8 А м^2. Следовательно, если генераторную рамку выполнить с эквивалентной площадью 10^6м^2, то величина тока должна быть порядка 100 А.

В работах [3,4] дан сравнительный анализ возможностей применения различных источников тока серийного производства и некоторые рекомендации по их выбору для задач ЗСБ. При проектировании электроразведочного генератора импульсов для глубинных

задач основное внимание было уделено обеспечению таких важных характеристик генератора, как постоянство амплитуды импульса тока за время зондирования, форма импульса (прежде всего длительность фронта выключения тока), а также масса и габаритные размеры.

Анализ технических характеристик нескольких типов импульсных генераторов, применяемых в геофизических исследованиях, в том числе и МГД-генераторов [5], показывает, что на первом этапе отработки техники и методики глубинных ЗСБ можно применять генератор импульсов с использованием аккумуляторных батарей в качестве накопителя энергии, а источником для пополнения энергии аккумуляторов в процессе зондирований - машинный генератор постоянного тока. Эксперименты, выполненные на действующем макете генератора, подтвердили целесообразность эксплуатации аккумуляторных батарей в режиме "разряд-подзаряд".

В дальнейшем на основе выполненных исследований был разработан аппаратурный комплекс для глубинных ЗСБ, состоящий из следующих основных блоков:

I. Цифровой измеритель напряжения.

В качестве измерителя использован измерительно-вычислительный блок из комплекта аппаратуры "Зонд-2". Этот блок позволяет выполнять автоматические измерения напряжений с накоплением вплоть до 2^{14} циклов. Работа измерительно-вычислительного блока происходит в режиме, при котором пауза между токовыми импульсами превышает длительность импульсов в два и более раза (скважность более трех).

II. Электроразведочный генератор импульсов, который обеспечивает следующие технические параметры:

I. Максимальная величина импульса тока I20 А при нагрузке 4 Ома.

2. Длительность импульса тока в интервале 4.10^{-2} + 2 сек с возможностью регулирования скважности импульсов от 2 до 5.

3. Спад амплитуды токовых импульсов за время зондирования не более 3%.

4. Длительность фронта выключения максимального тока (I20А) в петле площадью ~ 10^{6} м^2 не более 400.10^{-6} сек.

Ш. Устройство синхронизации по радио.

Данное устройство предназначено для передачи сигналов синхронизации между цифровым измерителем и генератором, находящихся на значительном удалении друг от друга. Устройство включает следующие функциональные узлы:

I. Шифратор для кодировки синхроимпульсов, вырабатываемых измерительно-вычислительным блоком станции "Зонд-2".

2. Радиопередатчик ультракоротковолнового диапазона с частотной модуляцией.

3. Радиоприемник.

4. Дешифратор для расшифровки и формирования команд "пуск" и "стоп", подаваемых в виде определенных последовательностей импульсов в блок управления генератора.

Радиопередатчик и шифратор комплектуются с измерительно-вычислительным блоком. Радиоприемник и дешифратор - с генератором импульсов. Устройство синхронизации обеспечивает устойчивую работу всего комплекса на расстоянии между приемной и генераторной петлями до 5 км.

При совмещенных генераторной и приемной рамках передача импульсов синхронизации производится по кабелю.

Остановимся на некоторых особенностях генератора импульсов средней мощности (60 квт), изготовленного из 40 двенадцативольтовых аккумуляторов типа 6ТСТ-I32. В соответствии с техническими характеристиками кислотных аккумуляторов [6] внутреннее активное электросопротивление такой батареи не превышает 0,5 Ома, и эта величина, главным образом, обусловлена соединительными шинами, с помощью которых обеспечивается последовательное соединение всех аккумуляторов. Индуктивность такой батареи пренебрежимо мала, и ее отключение от генераторной петли не сопровождается перенапряжением на контактах батареи.

Поэтому аккумуляторный накопитель энергии в отличие от машинных генераторов постоянного тока, не требует балластного эквивалента генераторной петли.

Как известно [6], режим разряда аккумуляторной батареи характеризуется временем полного разряда (t), определяемого из соотношения:

$$t = Q \cdot q / J = Q / J_{ср}$$

где Q – емкость батареи;

J – амплитуда тока в импульсе;

q – скважность;

$J_{ср}$ – средний ток разряда.

На рис. I приведены взятые из [6] опытные кривые изменения напряжения на клеммах кислотных аккумуляторов (ось ординат) в зависимости от времени разряда (ось абсцисс). Кривая I –3-часовой режим; 2 – 5-часовой режим; 3 – 7,5-часовой режим; 4 – IO-часовой режим разряда.

Кривые пересечены изолиниями, численные значения которых соответствуют трех- и пятипроцентному спаду начального напряжения аккумуляторов (δ = 0,03 и 0,05) при различных режимах разряда.

Как видно из графиков на рис. I, точки пересечения кривых с изолиниями соответствуют тем меньшему времени работы, чем жестче требования к постоянству напряжения на клеммах батареи аккумуляторов, т.е. величине разрядного тока. Время номинального разряда аккумуляторов соответствует пересечению кривых с осью абсцисс на уровне I, 8 В.

Для увеличения времени работы аккумуляторов с заданной стабильностью был применен способ их подзарядки в паузах, когда генераторная петля отключалась от батареи. С этой целью использовалась аккумуляторная зарядная дизельная станция типа АЗДС–20–М2 и разработана система автоматического управления переключением батареи из сорока последовательно соединенных аккумуляторов в пять групп по 8 аккумуляторов, которые подключались к соответствующим зарядным устройствам станции с номинальным напряжением II5 В. К моменту подключения батареи к генераторной петле системой управления обеспечивается автоматическое отключение групп аккумуляторов от зарядных устройств и их последовательное соединение, соответствующее рабочему положению.

Таким образом, электроразведочный генератор импульсов включает следующие основные узлы (рис. 2): I) накопитель энергии (40 аккумуляторов типа 6ТСТ–I32), 2) панель коммутации; 3)электронный коммутатор, 4) генераторную петлю, 5) аккумуляторную зарядную дизельную станцию – АЗДС, 6) балласт для АЗДС, 7) блок управления, 8) радиоприемник, 9) дешифратор.

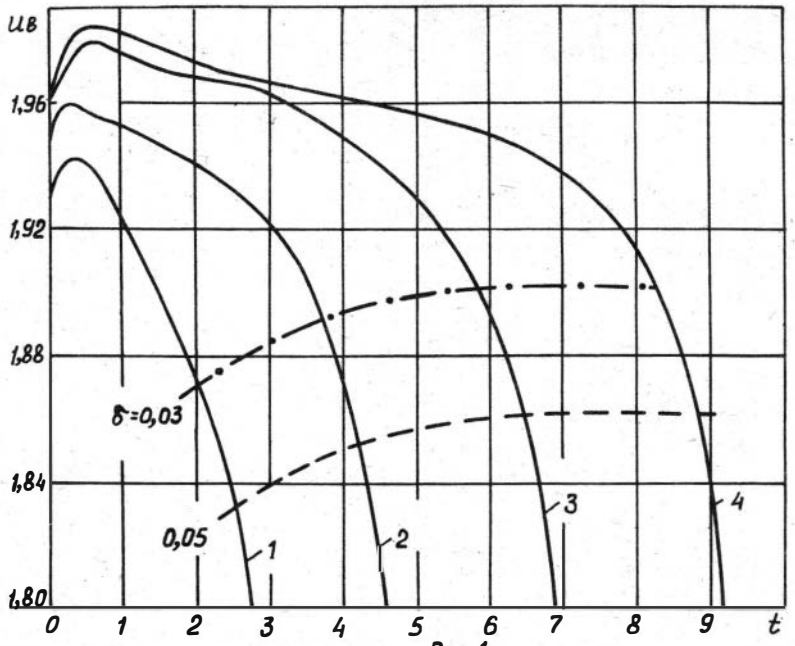

Uв
1,96
1,92
1,88
1,84
1,80
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
t
δ=0,03
0,05
1
2
3
4

Рис.1

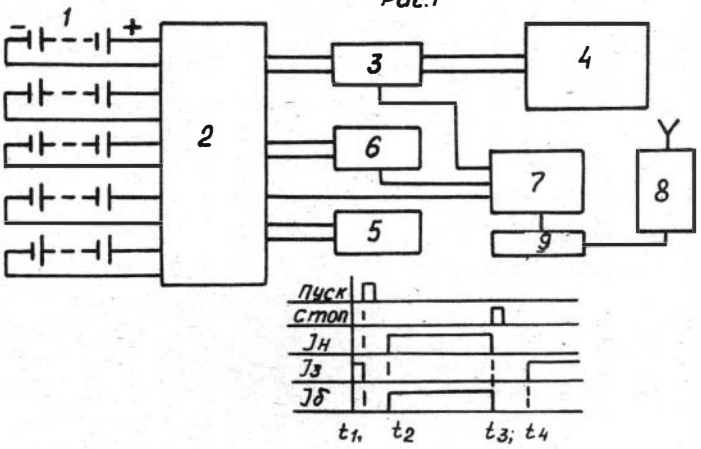

1
2
3
4
5
6
7
8
9
Пуск
Стоп
Jн
Jз
Jδ
t1
t2
t3; t4

Рис. 2

В процессе зондирования обеспечивается автоматический режим работы всего аккумуляторного комплекса. При этом работу генератора импульсов можно разделить на два этапа.

Первый этап иллюстрируется схемой на рис. 3 и соответствует промежутку времени в цикле, когда батарея аккумуляторов подключена к генераторной петле - "пуск". В это время постоянный ток, протекая по генераторной петле, создает постоянное магнитное поле. В то же время АЗДС подключена с помощью специального электронного коммутатора к балласту из карборундовых стержней (3 Ома, 10 квт).

Второй этап, соответствующий"паузе" в цикле, изображается схемой на рис. 4, когда аккумуляторы подключены к АЗДС на подзаряд. В это время генераторная петля отключена от батареи, а балластное сопротивление - от АЗДС. В этот промежуток времени в среде протекает переходный процесс.

На рис. 2 приведены графики прямоугольных импульсов, поясняющие последовательность работы отдельных блоков генератора импульсов.

Импульс "пуск" вырабатывается измерительно-вычислительным блоком "Зонд-2" и передается в закодированном виде по радиоканалу. Радиоприемник (9), усилив сигнал, выдает на дешифратор (8) закодированную последовательность импульсов. Дешифратор вырабатывает командный импульс для блока управления (7), в котором формируется пусковой импульс немедленного отключения от зарядной станции (5) через панель коммутации (2) всех пяти групп аккумуляторов (I)и одновременного переключения их в последовательное соединение. При этом в блоке управления с заданной задержкой во времени ($t_2 - t_1$) формируются командные импульсы для включения под нагрузку токами $J_н$ и $J_б$, соответственно, генераторной петли (4) к батарее аккумуляторов (I) и зарядной станции (5) - к балласту (6).

По прошествии времени ($t_3 - t_2$), соответствующего длительности рабочего тока в генераторной петле, измерительно-вычислительный блок вырабатывает и передает через радиоканал импульс "стоп", обработанный аналогично командному импульсу "пуск"; выделенный в дешифраторе импульс подается в блок управления (7) и далее в электронный коммутатор (3) и панель ком-

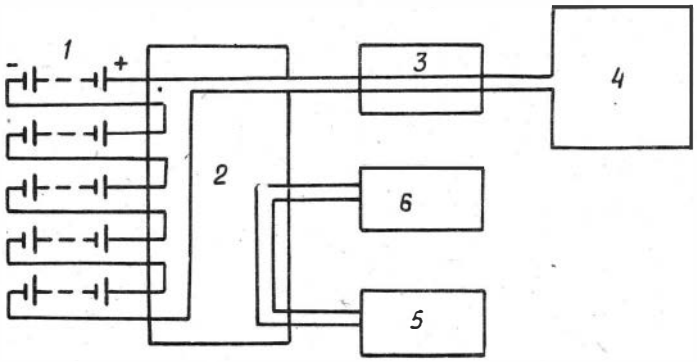


Рис. 3

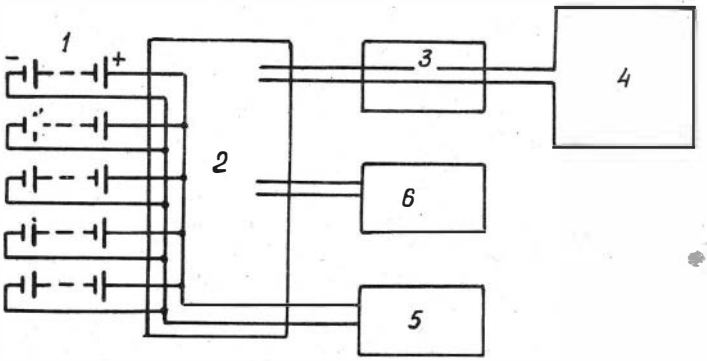


Рис. 4

мутации (2). Коммутатор (3) отключает генераторную петлю от батареи аккумуляторов, а панель коммутации - балласт от АЗДС. Через интервал времени ($t_4 - t_3$) зарядная станция (5) подключается к аккумуляторам и обеспечивает подзаряд батарей. В этот промежуток времени выполняется измерение процесса становления электромагнитного поля в земле. Далее цикл работы аппаратурного комплекса многократно повторяется в соответствии с программой накопления сигналов.

Следует отметить, что подзаряд аккумуляторов батареи в паузе, когда идет процесс регистрации полезных сигналов, позволяет увеличить время непрерывной работы примерно в полтора - два раза. Так, например, если емкость батареи аккумуляторов типа ТСТ-132 принять, в соответствии с [6], равной 120 А.ч, то на рис. 1, цифрам кривых соответствуют следующие разрядные токи: 1 - 40 А; 2 - 24 А; 3 - 16 А и 4 - 12 А.

Таким образом, если средний разрядный ток без подзаряда, равен 35 А, то время работы генератора импульсов с изменением величины тока на 3%, определяется из графиков на рис. 1 и равно 2,2 часа. В случае подзаряда такое же изменение тока позволяет увеличить время работы до 3,7 часа.

Электроразведочный генератор импульсов для глубинных зондирований становлением поля в ближней зоне смонтирован на автомобиле ЗИЛ-131.

Первые полевые опробования аппаратурного комплекса были проведены в 1977 году. В настоящее время ведется дальнейшая работа по усовершенствованию отдельных узлов и блоков, в частности, канала синхронизации и других.

В дальнейших исследованиях предусматривается применить трехкомпонентный измеритель магнитного поля становления, разработанный Институтом неорганической химии Сибирского отделения АН СССР и Сибирским НИИ геологии, геофизики и минерального сырья [3].

В разработке аппаратурного комплекса активное участие принимали С.С.Жмаев, Н.Н.Сапожников, ценные советы по схемным решениям комплекса были даны В.Р.Вознюком, Б.М.Глинским и В.М.Ивановым.

ЛИТЕРАТУРА

I. О результатах полевых испытаний электроразведочной аппаратуры "Зонд" по методу становлением поля в ближней зоне (ЗСБ).- В кн.: Измерительная аппаратура для разведочной геофизики. Новосибирск, I973, с. I02-II2.- Авт.: В.Р.ВОЗНЮК, Б.М.ГЛИНСКИЙ, Г.А.ИСАЕВ и др.

2. Зондирование становлением поля в ближней зоне. М., "Недра", I976, I02 с.

3. Сверхпроводимость в геоэлектроразведке. Под ред. В.С.СУРКОВА и Э.В.МАТИЗЕНА. Новосибирск, "Наука", I977, 222 с.

4. Структурная и рудная электроразведка.- В кн.: Методика и результаты комплексных геофизических исследований земной коры Сибири. Новосибирск, I976, с. I23-I38.- Авт.: Г.М.МОРОЗОВА, В.П.СОКОЛОВ, М.И.ЭПОВ и др.

5. Использование импульсных МГД-генераторов для геофизических исследований и прогноза землетрясений. М., I975, I6 с. - Авт.: Е.П.ВЕЛИХОВ, Ю.М.ВОЛКОВ, Б.П.ДЬЯКОНОВ и др.

6. Инженерно-технический справочник по электросвязи. М., "Связь", I976, 592 с.

Г.М.Морозова

МЕТОД ЗОНДИРОВАНИЙ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ В ГЛУБИННЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Исследование глубинной электропроводности Земли проводится в настоящее время в основном методами, использующими естественные электромагнитные поля; это магнито-теллурическое и магнито-вариационное (МТЗ, МВЗ) зондирования, магнитовариационное профилирование (МВП) и т.д. Мощность естественных источников принципиально позволяет изучать электропроводность до глубин порядка I000 км [I]. Вместе с тем, существуют определенные трудности в решении этой задачи, связанные, прежде всего, с ограниченностью сведений о местоположении и характере источника и с неоднозначностью интерпретации результатов наблюдений. Данные

МТЗ и МВЗ свидетельствуют о том, что твердая оболочка земной коры неоднородна по своим геоэлектрическим свойствам, часто внутри нее выделяется промежуточный проводящий слой, который в тектонически активных районах отмечается на сравнительно небольших глубинах – 5–15 км. Примером такой области может служить Байкальская рифтовая зона. Глубины залегания проводящего слоя являются аномальными и для геофизических параметров методов магнитометрии, сейсмологии и ГЗС [2]. Наличие проводящего слоя на указанных глубинах позволяет обратить внимание на возможность применения для его изучения активных методов с автономными источниками энергии.

Наиболее перспективным, по-видимому, является метод становления поля в ближней зоне. Это связано с рядом его положительных характеристик, а именно: компоненты нестационарного поля в ближней зоне или не зависят от расстояния до источника, или прямо пропорциональны этому расстоянию. Компоненты поля в поздней стадии имеют весьма тесную связь (за исключением электрического поля электрического диполя) с параметрами проводящего подстилающего слоя (пропорциональны $\gamma_c^{1/2}$ или γ_c^{1}). Техническая оснащенность метода ЗСБ позволяет в настоящее время проводить структурные исследования с помощью этого метода до глубин порядка 3 км. Очевидное направление, позволяющее повысить глубинность, – это увеличение мощности генераторных устройств. Этой же цели может служить разработка установок и модификаций, которые позволили бы получать информацию об интересующих нас геологических объектах на меньших временах, когда сигналы достаточно велики. Далее необходимо получать более полную информацию об электромагнитном поле источника, т.е. проводить измерения всех его компонент.

При интерпретации данных МТЗ внутрикоровый слой повышенной проводимости наблюдается как в межгорных впадинах типа Баргузинской, так и горных районах, например, в восточных областях Байкальского рифта. Вместе с тем, отмечается [3], что аномалии на кривых ρ_τ , интерпретируемые как проводящий слой в коре, могут быть результатом негоризонтальных неоднородностей в горных районах и резкого увеличения суммарной проводимости в ограниченных по ширине впадинах.

Рассмотрим вначале на модели горизонтально-слоистой среды возможность изучения глубинного строения земной коры и верхней мантии методом ЗСБ. Модель среды в межгорных впадинах принимается трехслойной с проводящими верхним слоем и основанием. Для горных районов – модель двуслойная с проводящим основанием. Вследствие трудных условий заземления рассмотрим установку с индуктивным возбуждением и приемом, хотя энергетически более выгодна установка с гальваническим возбуждением и индуктивным приемом поля.

Кривые $\frac{\rho_\tau}{\rho_1}$ для двуслойной модели среды приведены на рис. I. Определение параметров h_1, h_2, ρ_2 по двуслойной кривой известно [4]. Нас будет интересовать до каких глубин h_1 можно установить по кривым ρ_τ / ρ_1 наличие проводящего слоя, исходя из технических возможностей современной генераторной ($M_{ген.} M_{изм.} = 10^{13} АМ^4$) и регистрирующей аппаратуры, если принять, что с ее помощью может достоверно регистрироваться полезный сигнал в I *m*кв. В таблице приведены величины сигнала в зависимости от h_1 (км) при ρ_1 = 1000 Омм и ρ_1 / ρ_2 = 100.

h_1 км	5	7,5	10	15	20
$\mathcal{E}$ mкв	33	19	5,6	1,3	0,35

Приведенные значения ЭДС соответствуют тому моменту измерения, когда ρ_τ / ρ_1 справа от минимума равно 1,3$(\rho_\tau / \rho_1)_{min}$. Таким образом, в отсутствии осадков зондирования на глубины до 15 км представляются реальными. Надо заметить, что абсциссы и ординаты минимума ρ_τ / ρ_1 слабо зависят от перепада проводимостей ρ_1 / ρ_2, если $\rho_1 / \rho_2 > 10$ (рис. I). Для оценки величины сигнала была принята модель двуслойной среды; в действительности проводящий слой имеет, по-видимому, ограниченную мощность. Приведенные расчеты для трехслойной модели показали, что при $\rho_1 / \rho_2 > 10$ и $\rho_1 = \rho_3$ нестационарное поле вплоть до максимума ρ_τ / ρ_1 совпадает с полем над двуслойной средой, если $h_2 \geq 0{,}2 h_1$. Как видно из рис. I определение параметров при глубинных зондированиях проводится в области малых значений τ / h, когда вектор магнитной индукции $\dot{B}_z$ убывает с расстоянием, поэтому предпочтительнее вести измерения на малых расстояниях от источника. Но при этом может оказаться заметным влияние недипольности установки, так как размеры гене-

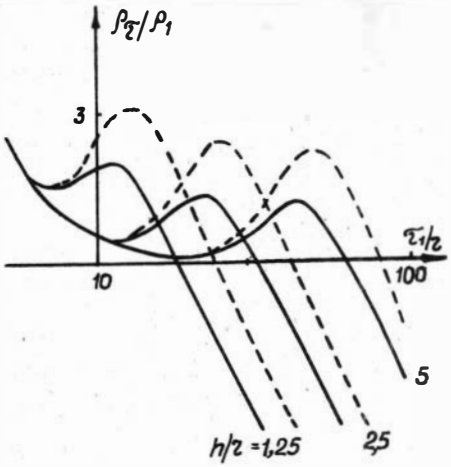


Рис. I. Графики кажущегося сопротивления ρ_t/ρ_1
—— ρ_1/ρ_2 = I00,
--- ρ_1/ρ_2 = I000.

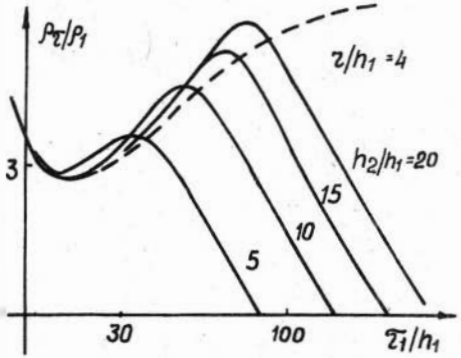
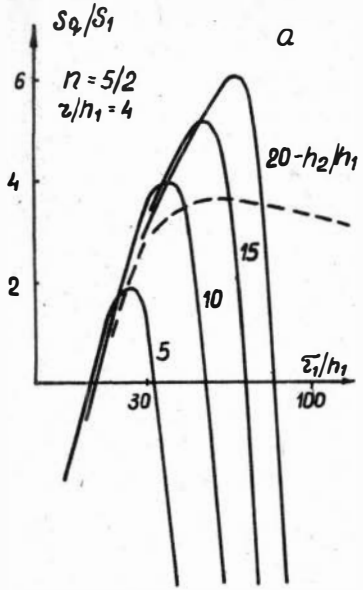


Рис. 2. Трехслойные кривые кажущегося сопротивления ρ_t/ρ_1
ρ_1/ρ_2 = 0,08, ρ_1/ρ_2 = 8;
--- двуслойная кривая ρ_1/ρ_2 =0,08



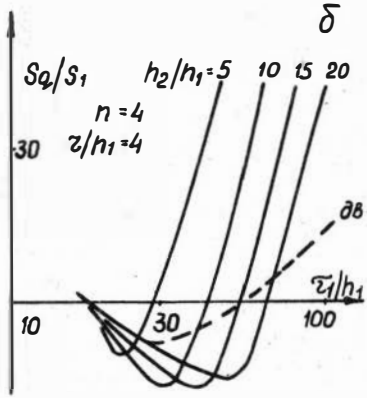


Рис.4. Кривые кажущейся проводимости S_q/S_1
—— ρ_1/ρ_2 = 0,08, ρ_1/ρ_2 = 8;
τ/h_1 = 4,
--- двуслойные ρ_1/ρ_2 = 0,08.

раторного контура в глубинной установке должны быть достаточно велики для создания необходимого момента.

В работе [5] установлено, что недипольность не проявляется при $\tau / r > 4,5$ и, поскольку наименьшее $(\tau / h)_{min}$ в нашем случае равно четырем, то при глубинах исследования больших $I,25 \cdot r$ конечные размеры генераторного и приемного контуров могут не учитываться. Действительно, нестационарное поле на малых расстояниях пространственно-однородно; расчеты поля для двуслойной среды в точках $r - l$ и $r + l$, где l - сторона рамки, показывают, что полусумма полей в точках $r - l$ и $r + l$ совпадает с полем в центре рамки с относительной погрешностью, составляющей доли процента, следовательно, поле рамки совпадает с полем диполя с относительной погрешностью меньшей долей процента.

Рассмотрим какова ожидаемая глубинность исследований методом ГЗСБ в межгорных впадинах. На рис. 2 приведены кривые ρ_τ / ρ_1 характерные для геоэлектрических условий Баргузинской впадины при различном положении предполагаемого проводящего слоя. Методика определения параметров разреза h_1, ρ_1, ρ_2, h_2 по кривым ρ_τ / ρ_1 известна и приведена, например, в [4]. Следует заметить, что положение абсциссы максимума кривой ρ_τ / ρ_1 в ближней зоне слабо зависит от разноса, отношения ρ_2 / ρ_1 и определяется, в основном, величиной глубины залегания проводящего основания $h_2 + h_1$. Зависимость абсциссы максимума ρ_τ / ρ_1 от суммарной мощности $H = h_1 + h_2$ в изучаемом диапазоне H - линейная. Таким образом, в оценке глубинности для трехслойного разреза будем исходить из необходимости зарегистрировать максимум кривых ρ_τ / ρ_1.

На величину сигнала в области максимума кривой ρ_τ / ρ_1 влияет несколько факторов. С одной стороны, увеличение сопротивления промежуточного слабопроводящего слоя вызывает увеличение ρ_τ / ρ_1 и уменьшение эдс, с другой стороны, вследствие больших значений h_2 / h_1, увеличение сопротивления основания приводит к возрастанию сигнала, поскольку в данном временном диапазоне из-за явления вторичной индукции наблюдается одновременное влияние токов в промежуточном слое и основании. Поэтому в рамках модели, которой отвечает трехслойная среда,

условия для определения h_2 более благоприятные, когда проводимость основания невелика. Но основной фактор, влияющий на глубинность в данной модели – это удельная проводимость и мощность верхней осадочной толщи, в которой происходит основное затухание индуцированных токов.

$$\mathcal{E} = \frac{M_г M_и \rho_1}{4\pi h_1^5} \dot{B}_z$$

В таблице I приведены величины эдс при следующих параметрах установки и геоэлектрических характеристиках среды: $M_{ген.} M_{изм.} = 10^{13}$ ам^4, $\rho_1 = 80$ Омм, $h_1 = 1000$ м, $\rho/\rho_2 = 0{,}08$, $\rho_1/\rho_3 = 8$.

Таблица I

h_2 = 6 км		h_2 = 8 км		h_2 = 10 км		h_2 = 15 км	
$t_{сек}$	$\mathcal{E}_{мкв}$	$t_{сек}$	$\mathcal{E}_{мкв}$	$t_{сек}$	$\mathcal{E}_{мкв}$	$t_{сек}$	$\mathcal{E}_{мкв}$
0,07	12	0,10	14	0,07	34	0,29	0,55
0,10	4,5	0,14	5,0	0,10	14	0,41	0,17
0,14	1,4	0,20	1,5	0,14	5,0	0,58	0,05
0,20	0,6*	0,29	0,5	0,20	1,6	0,82	0,02*
0,29	0,3	0,41	0,2*	0,29	0,5	1,15	0,01
0,41	0,2	0,58	0,1	0,41	0,2*	1,60	0,007
		0,82	0,07	0,58	0,1		

Таким образом, наличие в разрезе километрового проводящего слоя ограничивает глубинность исследований тремя-пятью километрами. На рис. 3 приведены графики, иллюстрирующие зависимость глубинности исследования от величины h_1 при указанных выше параметрах установки и разреза. Расстояние от источников фиксировано и равно четырем километрам, параметром кривых является мощность промежуточного слабо проводящего слоя h_2.

В результате экранирующего влияния осадочной толщи глубинность зондирований ограничивается первыми десятью километрами даже при весьма слабой мощности осадков. Естественно, что при этом глубинность зависит от мощности источника энергии, при по-

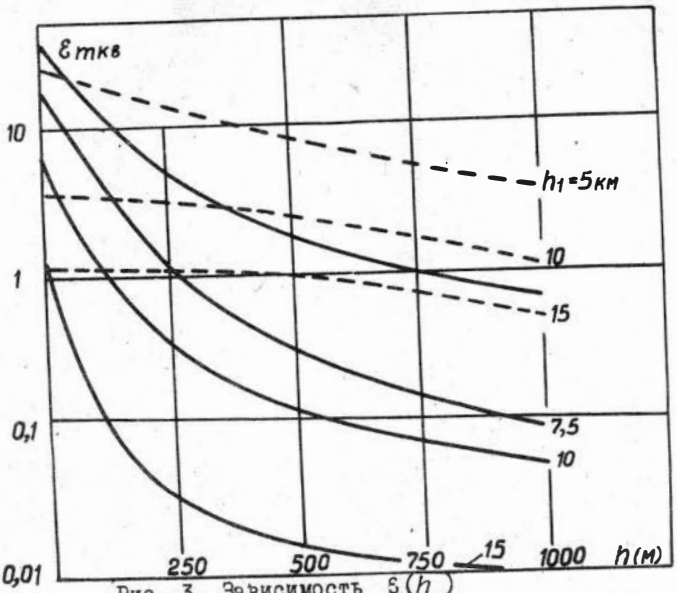


Рис. 3. Зависимость $\varepsilon(h)$
—— в обычной установке ЗСБ
--- в дифференциальной установке ЗСБ.

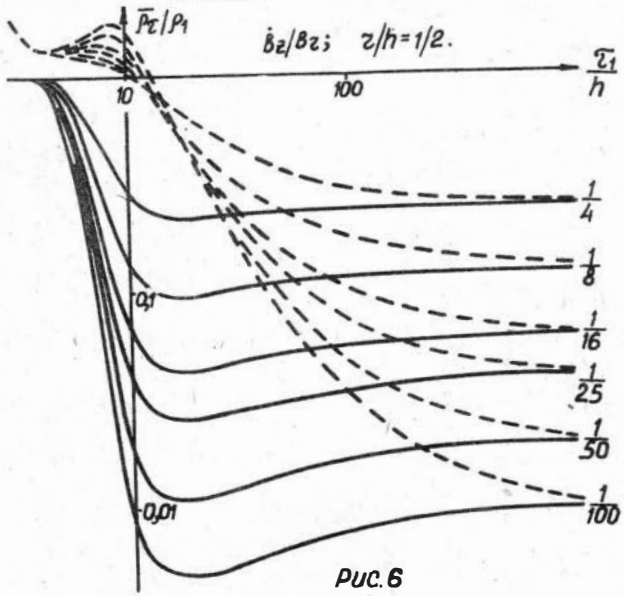


Рис. 6

вышении тока в питающем устройстве в n раз глубина исследования при измерении B_z возрастает в $\sqrt[5]{n}$ раз.

Теперь рассмотрим возможности дифференциальных зондирований становлением поля в ближней зоне для целей изучения глубинного строения земли. Описание дифференциальных зондирований приведено в [6], поэтому здесь мы вкратце лишь напомним сущность модификаций, заключающуюся в том, что с целью усиления влияния токов в проводящих слоях разреза поле возбуждается выключением разнополярных импульсов тока в двух генераторных контурах. Моменты этих контуров подчинены условию $\frac{M_1}{M_2} = (t_1/t_2)^n$, где t_1 и t_2 – время, отсчитываемое от моментов выключения тока соответственно в первом и во втором контурах.

Эдс $\mathcal{E}^3$ регистрируется в приемном контуре или линии. Реализация измерений $\mathcal{E}^3$ возможна и при одном генераторном контуре, если в нем создавать токовый импульс сложной формы, тогда

$$\frac{J_1}{J_2} = \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^n. \qquad (1)$$

Дифференциальные зондирования были обоснованы для выделения тонких проводящих рассолоносных горизонтов, подпирающих в ряде случаев нефтяные и газовые залежи и обладающих высокой продольной проводимостью, сравнимой с проводимостью вышележащей толщи. Интерпретационный параметр S_ϕ / S_1 вычислялся по следующим формулам:

$$\frac{S_\phi}{S_1} = \left[\dot{B}_z\left(\frac{\tau_1}{h_1}\right) - \left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^5 \dot{B}_z\left(\frac{\tau_2}{h_1}\right)\right] \frac{\left(\frac{\tau_1}{h_1}\right)^6 \rho_1}{(2\pi)^6\, 2\left(1 - \frac{\tau_1}{\tau_2}\right)} \frac{\rho_\tau}{\rho_1} -$$

для теоретических кривых;

$$S_\phi = \left[B_z(t_1) - \dot{B}_z(t_2)\left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{5/2}\right] \frac{16\pi\, t_1^3\, \rho_\tau}{M\, 2\, \mu^3 \left[1 - \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^{1/2}\right]} - \qquad (2)$$

для практических кривых,

где ρ_τ – кажущееся сопротивление $\rho_\tau = \frac{M}{4\pi t}\left(\frac{2\mu M_r}{5 t B_z}\right)^{2/3}$

В нашей задаче разрез состоит из проводящих слоя и основания, разделенных слабопроводящим слоем достаточно большой мощности. Поведение компоненты нестационарного поля $\dot{B}_z$ в поздней стадии становления описывается приближенным выражением:

$$\dot{B}_z = \left[\frac{M\mu}{4\pi} \frac{(\mu\gamma_3)^{3/2}}{10\sqrt{\pi}\, t^{5/2}} - \frac{(\mu\gamma_3)^2}{8t^3}(h_2 + h_1) \right].$$

Параметр h_2 входит лишь во второй член разложения, поэтому, если поле возбуждать импульсом тока сложной формы, то интерпретационный параметр $\frac{S_0}{S_1}$ введенный по (2), будет пропорционален h_2 и будет иметь более высокую степень зависимости от γ_3.

Вид теоретических дифференциальных кривых существенным образом зависит от показателя n (I), поэтому отношение токов в импульсах должно быть строго выдержанным.

На рис. 4 приведены кривые S_0/S_1 при $n = 5/2$ и $n = 4$. Пунктиром приведены двуслойные кривые с относительным сопротивлением основания равным ρ_2 / ρ_1. Анализ выполненных расчетов по трехслойной модели показал, что абсциссы максимума ($n = 5/2$) или минимума ($n = 4$) дифференциальных кривых S_0 / S_1 слабо зависят от разноса ($r/H \leq 1/2$), от геоэлектрических характеристик ρ_2 / ρ_1 и ρ_3/ρ_1, и могут быть использованы как характерные точки кривых для определения глубины залегания проводящего слоя.

Вследствие того, что информация о h_2 по кривым S_0/S_1 может быть получена на более ранних временах, учитывая быстрое убывание поля ($\frac{1}{t^5}$) в данном временном интервале, получаем большую глубинность исследования среды.

В табл. 2 приведены величины сигналов $\Delta\mathcal{E}$ для дифференциальной установки ($n = 4$); времена, соответствующие экстремальным точкам кривых, отмечены звездочкой. С помощью дифференциальной установки глубинность удается повысить практически до I5 км. Дифференциальная установка, как это следует из рис. 3, менее чувствительна к величине h_1. Действительно, известно [7], что компонента поля $\dot{B}_z$ на поверхности тонкого проводящего слоя пропорциональна $1/t^4$ при $t \to \infty$, поэтому при

Таблица 2

h_2 = 6 км		h_2 = 8 км		h_2 = I0 км		h_2 = I5 км	
t	$\Delta\mathcal{E}$	t	$\Delta\mathcal{E}$	t	$\Delta\mathcal{E}$	t	$\Delta\mathcal{E}$
0,036	200	0,036	220	0,036	220	0,05I	220
0,05I	I0,0	0,05I	I80	0,05I	22	0,072	I2,0
0,072	I6,0	0,072	I6,0	0,072	I4	0,I02	I0,0
0,I02	9,0*	0,I02	II,0	0,I02	I0	0,I44	4,5
0,I44	I,8	0,I44	5,0	0,I44	4,0*	0,204	I,6
0,204	0,8	0,208	0,6	0,204	I,2	0,288	0,6*
		0,288	0,4	0,288	0,2	0,408	0,I
				0,408	0,2	0,576	0,I4

возбуждении поля импульсом тока сложной формы влияние токов, индуцированных в верхнем проводящем слое, оказывается ослабленным.

Теперь рассмотрим некоторые нелинейные характеристики нестационарного электромагнитного поля. В горизонтально-слоистой среде плотность потока электромагнитной энергии вертикального магнитного диполя имеет две составляющие

$$S_r = E_\varphi H_z \quad \text{и} \quad S_z = -E_\varphi H_r .$$

Как показали расчеты, выполненные при возбуждении поля токовым импульсом типа δ -функции, неоднородность среды, в частности, ее горизонтальная слоистость, оказывает наибольшее влияние на вертикальную составляющую S_z . Отношение S_r / S_r^0, где S_r^0 - составляющая плотности потока энергии в однородной среде, в широком временном диапазоне меняется слабо.

Для отношения $S_r / S_z = H_z / H_r$ введем, пользуясь известными асимптотическими разложениями в поздней стадии интерпретационный параметр ρ_τ^u .

$$\frac{\rho_\tau^u}{\rho_1} = \left(\frac{r \sqrt{\pi} \cdot 15 \, H_z}{16\sqrt{2/\pi}\, H_r \, \tau} \right)^2$$ - для теоретических кривых

$$\rho_\tau^u = \left(\frac{15 \cdot r}{64} \frac{H_z}{H_r} \right)^2 \frac{\pi\mu}{t}$$ - для практических кривых

На рис. 5 приведены кривые $\rho_\tau/\rho_1(H_r)$, $\rho_\tau/\rho_1(H_z)$ и ρ_τ^M/ρ_1. Кривые ρ_τ^M/ρ_1 имеют несколько особенностей: электрическое сопротивление верхней части разреза оказывает на ρ_τ^M/ρ_1 меньшее влияние, чем на ρ_τ/ρ_1 (H_r, H_z); ρ_τ^M/ρ_1 лучше разрешены по h_2. Поэтому интерпретацию при изменении магнитных компонент предпочтительнее проводить по отношению $\frac{H_z}{H_r}$.

Оценим величину магнитного поля в задаче глубинных зондирований ($M_{ген} = 10^8$ ам^2) и влияние на магнитное поле мощности верхнего проводящего слоя. В таблице 3 приведены значения вертикальной и радиальной компонент поля, выраженные в единицах мгамм. Временной интервал, в котором проводится оценка, соответствует области отхода ρ_τ/ρ_1 от левой горизонтальной асимптоты в двухслойных кривых и области максимума ρ_τ/ρ_1 в трехслойных кривых.

Таблица 3

$\rho_1/\rho_2 = 100$, $h = 10$ км			$\rho_1/\rho_2 = 0{,}08$, $\rho_1/\rho_3 = 8$, $\rho_1 = 80$ Омм, $h_1 = 1$ км, $h_2 = 10h_1$			
$\frac{\tau}{h}$	t сек	H_r мгамм	$\frac{\tau}{h_1}$	t сек	H_r мгамм	H_zмгамм
5,6	0,05	1,1	26	0,135	1,55	4,65
6,7	0,07	0,8	28	0,156	1,07	3,58
8,0	0,10	0,76	30	0,180	0,793	2,86
9,5	0,14	0,72	31	0,195	0,695	2,59
11,3	0,20	0,69	32	0,202	0,617	2,36
13,4	0,29	0,67	33	0,220	0,555	2,18

Как следует из приведенных оценок, верхняя проводящая часть разреза оказывает меньшее экранирующее действие на магнитное поле, чем на ее производные. Учитывая также то обстоятельство, что магнитное поле медленнее убывает с расстоянием и со временем, измерение магнитных полей при глубинных исследованиях может оказаться предпочтительнее, если будет решен вопрос об измерении слабых магнитных полей на фоне вариаций естественного электромагнитного поля Земли, амплитуда которых составляет единицы и десятки гамм.

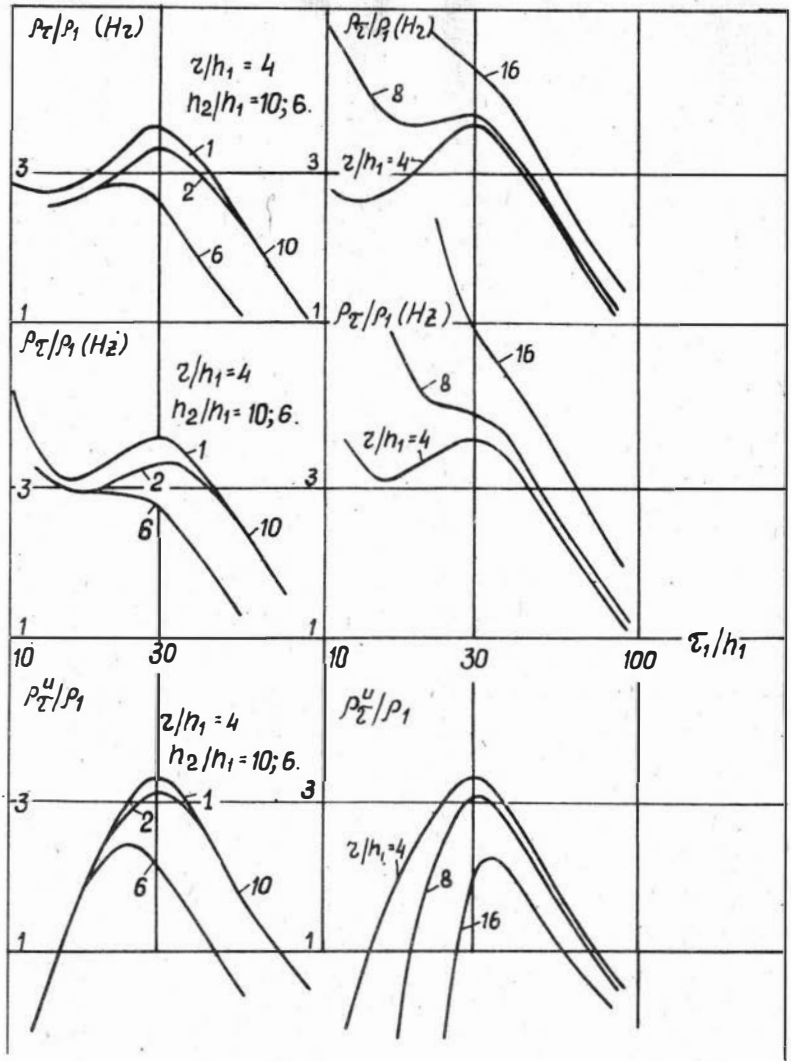


Рис. 5. График кажущегося сопротивления при измерении магнитного поля.
I – $\rho_1/\rho_2 = 0{,}01$ $\rho_1/\rho_3 = 8{,}5$;
2 – $\rho_1/\rho_2 = 0{,}08$ $\rho_1/\rho_3 = 8{,}0$.

В общем случае глубинность зондирований при измерении магнитных компонент поля может быть вычислена по формулам:

$$h = \left(\frac{6M}{H_{r\,min}}\right)^{1/3}, \quad h = \left(\frac{18M}{H_{z\,min}}\right)^{1/3},$$

где M – момент генераторного контура в единицах $ам^2$, $H_{r\,min}$, $H_{z\,min}$ – минимальные достоверно измеряемые величины компонент магнитного поля в единицах гамм.

Значительно лучшей разрешающей способностью обладает также смешанный интерпретационный параметр

$\bar{\rho}_\tau = \left(\frac{\dot{B}_z}{H_r}\,\frac{5}{32}\,r\right)^2 \frac{\pi t}{\mu}$, введенный по отношению горизонтальной компоненты магнитного поля H_r и производной по времени $\dot{B}_z$ (рис. 6). Пунктиром нанесены ρ_τ / ρ_1 компоненты B_z.

Строение разреза по кривым $\bar{\rho}_\tau / \rho_1$ можно изучать на значительно меньших временах. При τ_1 / h = 10 и $\rho_1 / \rho_2 >$ 16 в ближней зоне ($\frac{r}{h} \leq 0{,}5$) $\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ с погрешностью менее 5%. Те же значения $\frac{\rho_\tau}{\rho_1}$ достигаются при $\frac{\tau}{h_1} > 200$, а так как $t \sim \tau^2$, то применение кривых $\bar{\rho}_\tau / \rho_1$ для интерпретации дает возможность значительно повысить частотный спектр регистрируемых полей, и тем самым измерять магнитное поле во временном диапазоне с лучшим соотношением сигнал/помеха. Известно [8], что амплитуда вариаций естественного электромагнитного поля Земли уменьшается с увеличением частоты колебаний.

Таким образом, улучшенными характеристиками для глубинных исследований обладают как целенаправленные дифференциальные установки, так и зондирования с регистрацией интегральных, по отношению к $\dot{B}_z$ величин, т.е. компонент нестационарного магнитного поля. Вместе с тем, поскольку физические явления, лежащие в основе метода ЗСБ принципиально не ограничивают глубинности исследования среды, то одной из самых насущных задач остается задача создания мощных автономных энергетических установок, (мощностью равной десяткам мГватт) позволяющих производить многократные возбуждения поля и использовать преимущества накапливающей регистрирующей аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

I.РОКИТЯНСКИЙ И.И. Геофизические методы магнитовариационного зондирования и профилирования. Киев, "Наукова думка", 1972, 225 с.

2. Методика и результаты сейсмических исследований в Сибири. Новосибирск, 1976, с. 27-62.

3. Очерки по глубинному строению Байкальского рифта. Новосибирск, "Наука", 1977, с. 99-115.

4. АЛЬБОМ ТРЕХСЛОЙНЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ. Методическое пособие, вып.4, Новосибирск, 1970, 88 с.

5. Зондирование отановлением поля в ближней зоне. Москва, "Недра", 1976, 96 с.

6. РАБИНОВИЧ Б.И., МОРОЗОВА Г.М. Дифференциальные зондирования становлением поля в ближней зоне.- "Геология и геофизика", 1977, № 3, с. 106-112.

7. ШЕЙНМАН С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле.- В кн. Прикладная геофизика. Вып. 3, М., Гостоптехиздат, 1947, с. 3-55.

8. Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ. М., "Наука", 1972, 135 с.

9. Альбом двухслойных теоретических кривых зондирований становлением горизонтальных компонент магнитного поля в ближней зоне. Методические рекомендации, вып. 9. Новосибирск, 1976, 85с.

Л.А.Табаровский, Г.М.Морозова

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ПРОВОДЯЩЕМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

В последние годы значительно расширился круг геолого-геофизических задач, решаемых методом нестационарного электромагнитного поля. В частности, наряду с наземными вариантами, используемыми сравнительно давно в структурной и рудной электроразведке, начинают интенсивно развиваться морские и скважинные исследования методом переходных процессов.

При численном моделировании нестационарных полей во многих случаях приходится сталкиваться с серьезными трудностями, в частности, при расчете полей в поздней стадии переходного процесса.

В литературе описан, в отдельных случаях численно и аналитически реализован [2] метод расчета, основанный на том, что в двойном интеграле, описывающем во многих моделях нестационарный процесс, интегрирование вначале выполняется по временной, а затем по пространственной частоте. При этом вычисление внутреннего интеграла производится по специальным образом выбранному пути в комплексной плоскости переменной интегрирования. Такой метод ориентирован прежде всего на расчет поздней стадии процесса становления, и при его объединении с известными схемами расчета относительно ранней стадии появляется возможность создать достаточно универсальный алгоритм.

В настоящей статье рассмотрена задача о поле дипольных источников, расположенных в проводящем полупространстве. Простота модели позволяет сконцентрировать внимание на особенностях методики вычислений. В то же время над окончательными выражениями для полей произведены преобразования, которые в более сложных моделях не удается осуществить. В частности, как и в работе [2], выполнено в аналитическом виде интегрирование по временной частоте.

Неустановившиеся электромагнитные поля, применяемые в электроразведке, являются квазистационарными при реальных проводимостях сред и временах регистрации. Компоненты полей в этом

случае описываются системами параболических уравнений. Соответствующие краевые задачи можно ставить с начальными условиями или на всем временном интервале (без начальных данных). При аналитическом исследовании более удобны задачи без начальных условий, поскольку они допускают применение Фурье-преобразования по временной переменной. Практически любая задача электроразведки может быть поставлена как задача без начальных условий. Это обусловлено двумя обстоятельствами.

Во-первых, во всех методах нестационарного поля началу переходного процесса предшествует некоторое стационарное состояние источника. Во-вторых, времена релаксации в Земле (если не учитывать процессы, связанные с вызванной поляризацией) настолько малы, что практически не имеет значения, каким образом источник был приведен в исходное стационарное состояние. Можно считать, что в этом состоянии он находится при всех временах, предшествующих началу нестационарного процесса. Даже теорию методов, основанных на накоплении сигнала (т.е. на многократном повторении неустановившегося режима), можно строить на основе задач без начальных данных, поскольку, несмотря на возникающие при этом ограничения частоты повторения импульсов, оказывается возможным провести в приемлемое время необходимый цикл накопления.

Сторонними источниками поля во всех методах электроразведки, использующих переменные во времени электромагнитные поля (гармонические и нестационарные), являются сосредоточенные в ограниченной пространственной области V_0 электрические токи, плотность которых $\vec{j}^{ст}$ зависит от времени t и пространственных координат $\{x, y, z\}$. При этом характер возбуждения таков, что во всех точках области V_0 величина $\vec{j}^{ст}$ изменяется во времени по одному и тому же закону. Следовательно, вектор $\vec{j}^{ст}$ можно представить в виде:

$$\vec{j}^{ст}(t, x, y, z) = U(t)\,\vec{j}^{ст}(x, y, z). \qquad (I)$$

Запишем с учетом (I) уравнения Максвелла в точке среды, имеющей проводимость σ и магнитную проницаемость μ:

$$\begin{cases} rot\,\vec{H} = \sigma\vec{E} + U(t)\,\vec{j}^{ст}(x, y, z), \\ rot\,\vec{E} = -\mu\dfrac{\partial\vec{H}}{\partial t}. \end{cases} \qquad (2)$$

Выполним над уравнениями (2) преобразование Фурье по времени, определяемое соотношением:

$$f^{+}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{i\omega t}\, dt . \qquad (3)$$

В результате получаем:

$$\begin{cases} rot\, \vec{H}^{+} = \sigma \vec{E}^{+} + U^{+} \vec{j}^{ст}(x, y, z) , \\ rot\, \vec{E}^{+} = i\omega\mu \vec{H}^{+} . \end{cases} \qquad (3)$$

Из (3) следует известный способ построения нестационарного решения:

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U^{+}(\omega) \vec{E}_1^{+}(\omega) e^{-i\omega t}\, d\omega ,$$

$$\vec{H}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U^{+}(\omega) \vec{H}_1^{+}(\omega) e^{-i\omega t}\, d\omega . \qquad (4)$$

Здесь $\vec{E}_1^{+}(\omega)$, $\vec{H}_1^{+}(\omega)$ - решение уравнений (3) при $U^{+} = I$, т.е. при $U(t) = \delta(t)$

Используя теорему о свертке, из (4) получаем:

$$\vec{E}(t) = \int_{-\infty}^{t} U(t') \vec{E}_1(t - t')\, dt' ,$$

$$\vec{H}(t) = \int_{-\infty}^{t} U(t') H_1(t - t')\, dt' . \qquad (5)$$

Здесь $\vec{E}_1(t)$, $\vec{H}_1(t)$ - решения уравнений (2) при $U(t) = \delta(t)$. Таким образом, при изучении нестационарных полей задачи с δ -видным характером изменения во времени сторонних токов играют фундаментальную роль. В электроразведке в качестве источников обычно применяются линейные токи. В этих условиях δ -источник реализуется путем пропускания тока большой силы I в течение короткого промежутка времени Δt , так что величина $Q = I \cdot \Delta t$ остается конечной. Очевидно Q - это заряд. Следовательно, в линейном δ - источнике за время пропускания тока протекает конечный заряд Q .

Функциональную зависимость тока I от времени можно представить в виде

$$J(t) = Q\, \delta(t) .$$

Перейдем к построению нестационарных электромагнитных полей дипольных источников, расположенных в проводящем полупространстве. Задача ставится следующим образом. Среда, заполняющая

полупространство $z > 0$ имеет проводимость σ, в полупространстве $z < 0$ проводимость равна нулю. Магнитные проницаемости обеих сред одинаковы и равны μ. В точке $z \geq 0$, $x = y = 0$ расположен произвольно ориентированный электрический или магнитный диполь. Плотность сторонних токов в источниках изменяется во времени по закону

$$u(t) = 1 - \chi(t). \qquad (6)$$

Здесь $\chi(t)$ – функция Хэвисайда. Формула (6) описывает режим выключения. Очевидно

$$u^{+} = \frac{1}{i\omega}. \qquad (7)$$

Решения $\vec{E}_1^{+}$, $\vec{H}_1^{+}$ для рассматриваемых источников известны (6) и могут быть представлены в виде:

$$A = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left[{}^{v}\Gamma_E \cdot f(\lambda) + {}^{v}\Gamma_H \cdot f(\lambda) \right] d\lambda .$$

Функция ${}_{\Phi}f$ равна |I|:

$${}_{\Phi}f = \frac{e^{-p|z-z_0|}}{2p} + \frac{p\gamma_0 - \lambda\gamma}{p\gamma_0 + \lambda\gamma} e^{-p(z+z_0)},$$

где γ_0, γ – параметры равные удельной проводимости верхнего и нижнего полупространств (σ_0, σ) если $\Phi = E$; и магнитной проницаемости μ если $\Phi = H$. Коэффициенты ${}^{v}\Gamma_A$, зависящие от типа источника и измеряемой компоненты поля, приведены в таблице I.

Символы Π_z, Π_{z_0}, Π_{zz_0} в таблице являются операторами, дифференцирующими функцию ${}_{\Phi}f$ по параметрам z и z_0. Через Δ_{xy} обозначены операторы, дифференцирующие функцию $J_0(\lambda r)$ по параметрам x и y, $\Delta = J_0(\lambda r)$.

Нестационарное поле будем искать внутри полупространства $z > 0$. Методику вычисления интегралов рассмотрим на примере компоненты вертикального магнитного диполя

$$B_z = \frac{M\mu}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \left[\frac{e^{-p|z-z_0|}}{2p} + \frac{p-\lambda}{p+\lambda} \frac{e^{-ph}}{2p} \right] \cdot \lambda^3 J_0(\lambda r)\, d\lambda\, d\omega , \qquad (8)$$

где: $p = \sqrt{\lambda^2 + i\omega\mu\sigma}$,

M – момент диполя,

μ – магнитная проницаемость среды, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ $\frac{гн}{м}$,

z и z_0-z – координаты точки измерения и источника,

$H = z + z_0$.

Как и в работе [3], вначале вычислим интеграл по временной частоте ω . В комплексной плоскости ω подинтегральная функция имеет точку ветвления $\omega = i\frac{\lambda^2}{\mu\sigma}$. Поэтому интегрирование в комплексной плоскости можно провести по берегам разреза, проведенного по мнимой оси из бесконечности к точке ветвления.

С учетом того, что на берегах разреза $p = i\nu (-\infty < \nu \leq +\infty)$ после некоторых преобразований второе слагаемое в (8) приобретает следующий вид:

$$I = \frac{M\mu}{2\pi^2} a^2 \int_0^{\infty}\int_0^{\infty} \lambda^3 J_0(\lambda r) e^{-(\lambda^2+\nu^2)a^2 t} \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{(\nu^2-\lambda^2)\cos\nu H + 2\nu\lambda \sin\nu H}{\nu^2+\lambda^2}\right] d\nu\, d\lambda ,$$

где $a^2 = 1/\mu\sigma$

Если рассматривать производную $\partial I / \partial t$, то интегралы по переменным ν и λ разделяются и сводятся к табличным.

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \frac{M\rho}{\pi^2}\frac{a^2}{R^7} 16\sqrt{2\pi}\left\{16u_R^7 e^{-2u_R^2}(1-4u_r^2+2u_r^4) - \right.$$

$$- \frac{z}{R} u_R^8 \exp(-u_r^2+2u_z^2)\left[I_0(u_r^2)\left(\frac{3}{2}-6u_r^2+4u_r^4\right)+4I_1(u_r^2)(1-u_r^2)u_r^2\right]\cdot 4\sqrt{2\pi} -$$

$$\left. - 4u_R^7 \exp(-2u_R^2)(1-2u_r^2)(1-4u_z^2)\right\} .$$

Здесь I_0 и I_I – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков,

$$R = \sqrt{r^2+(z+z_0)^2} , \qquad u_R^2 = R^2/8a^2t ,$$

$$u_R^2 = r^2/8a^2t , \qquad u_z^2 = \bar{z}^2/8a^2t , \quad \bar{z} = z + z_0 .$$

Таблица I

V \ A / Ф		E_x	E_y	E_z	H_x	H_y	H_z
I_x	E	$-\frac{I}{\sigma}\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}\Pi_{zz_0}$	$-\frac{I}{\sigma}\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{zz_0}$	$-\frac{I}{\sigma}\lambda\Delta_x\Pi_{z_0}$	$-I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{z_0}$	$I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}\Pi_{z_0}$	0
	H	$-i\omega\mu\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}$	$i\omega\mu I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}$	0	$-I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_z$	$-I\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}\Pi_z$	$-I\lambda\Delta_y$
I_y	E	$-\frac{I}{\sigma}\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{zz_0}$	$-\frac{I}{\sigma}\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}\Pi_{zz_0}$	$-\frac{I}{\sigma}\lambda\Delta_y\Pi_{z_0}$	$-I\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}\Pi_{z_0}$	$I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{z_0}$	0
	H	$i\omega\mu I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}$	$-i\omega\mu I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}$	0	$I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}\Pi_z$	$I\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_z$	$I\lambda\Delta_x$
I_z	E	$\frac{I}{\sigma}\lambda\Delta_x\Pi_z$	$\frac{I}{\sigma}\lambda\Delta_y\Pi_z$	$\frac{I}{\sigma}\lambda^3\Delta$	$I\lambda\Delta_y$	$-I\lambda\Delta_x$	0
	H	0	0	0	0	0	0
M_x	E	$-i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_z$	$-i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}\Pi_z$	$-i\omega\mu M\lambda\Delta_y$	$-i\omega\mu\sigma M\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}$	$i\omega\mu\sigma M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}$	0
	H	$-i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{z_0}$	$i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}\Pi_{z_0}$	0	$-M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}\Pi_{zz_0}$	$-M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{zz_0}$	$-M\lambda\Delta_x\Pi_{z_0}$
M_y	E	$i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}\Pi_z$	$i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_z$	$i\omega\mu M\lambda\Delta_x$	$i\omega\mu\sigma M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}$	$-i\omega\mu\sigma M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xx}$	0
	H	$-i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}\Pi_{z_0}$	$i\omega\mu M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{z_0}$	0	$-M\frac{1}{\lambda}\Delta_{xy}\Pi_{zz_0}$	$-M\frac{1}{\lambda}\Delta_{yy}\Pi_{zz_0}$	$-M\lambda\Delta_y\Pi_{z_0}$
M_z	E	0	0	0	0	0	0
	H	$i\omega\mu M\lambda\Delta_y$	$-i\omega\mu M\lambda\Delta_x$	0	$M\lambda\Delta_x\Pi_z$	$M\lambda\Delta_y\Pi_z$	$M\lambda^3\Delta$

Поскольку при $t \to \infty$ в режиме выключения электромагнитное поле равно нулю, то для I имеем:

$$I = -\frac{M\rho}{\sqrt{\pi}^2}\frac{4\sqrt{2\pi}}{R^5}\int_0^{u_R}\Big\{16u_R^4 e^{xp}(-2u_R^2)(1-4u_R^2+2u_R^4) - \qquad (9)$$

$$-4\sqrt{2\pi}\frac{z}{R}u_R^5 e^{xp}(-u_r^2-2u_z^2)\big[I_0(u_r^2)(1{,}5-6u_r^2+4u_r^4)+4I_1(u_r^2)\cdot$$

$$\cdot(1-u_r^2)\cdot u_r^2\big]-4u_R^4 e^{xp}(-2u_R^2)(1-2u_r^2)(1-4u_z^2)\Big\}du_R\,.$$

Первое слагаемое в (8) – это нестационарное поле источника в однородной среде. Окончательно для компоненты $\dot{B}_z$ в нижнем полупространстве получим выражение:

$$\dot{B}_z = \frac{M\rho}{\sqrt{\pi}^2}\left\{\frac{16\sqrt{2\pi}}{R^5}u_R^5 e^{xp}(-2u_R^2)(1-2u_r^2)\right\}+I\,,$$

где $\bar{R} = \sqrt{r^2+(z-z_0)^2}$, $u_{\bar{R}}^2 = \bar{R}^2/8a^2t$

Если источник и точка измерения находятся на поверхности полупространства, то слагаемое под интегралом, содержащее функции Бесселя обращается в нуль, и в результате $\dot{B}_z$ приобретёт известный вид:

$$\dot{B}_z = \frac{9M\rho}{2\sqrt{\pi}r^5}\left[\sqrt{\frac{2}{\pi}}e^{-\frac{u^2}{2}}u\cdot(1+u^2/3+u^4/9)-\Phi(u)\right]\,,$$

где

$$u = r^2/2a^2t\,, \qquad \Phi(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^u e^{-\frac{t^2}{2}}dt\,.$$

Компоненты нестационарного электромагнитного поля дипольных источников при их различной ориентации относительно поверхности раздела можно выразить через четыре типа функций α , β , γ , δ . Ниже приведена таблица 2, описывающая компоненты поля диполей I_x , I_y , I_z , M_x , M_y , M_z . Решение для каждой компоненты, как и в гармоническом режиме, состоит из двух слагаемых ($\Phi = E$ и $\Phi = H$). Например, как следует из табл. 2,

электрическая компонента E_x электрического диполя равна:

$$E_x = \frac{I\rho}{\bar{R}^3}\rho_x = \frac{I\rho}{\bar{R}^3}\left[-\left(-\hat{\gamma}^{zz_0}_{xx} + \gamma^{zz_0}_{xx}\frac{\bar{R}^3}{R^3}\right) + \left(-\hat{\alpha}_{yy} + \delta_{yy}\cdot\frac{\bar{R}^3}{R^3}\right)\right].$$

Теперь определим функции α , β , γ и δ .

I. Функции α :

$$\alpha = -\frac{1}{2\pi^2} I_0^3 Q_1 ; \qquad \alpha_{xx} = \frac{1}{4\pi^2}(I_0^1 - \cos 2\chi\, I_2^1)\cdot Q_1 ;$$

$$\alpha_x = \frac{\cos\chi}{2\pi^2} I_1^2 Q_1 ; \qquad \alpha_{yy} = \frac{1}{4\pi^2}(I_0^1 + \cos\chi\, I_2^1) Q_1 ;$$

$$\alpha_y = \frac{\sin\chi}{2\pi^2} I_1^2 Q_1 ; \qquad \alpha_{xy} = -\frac{\sin 2\chi}{4\pi^2} I_2^1 Q_1 .$$

Верхние индексы в обозначениях (α^{z}_{pq} , $\alpha^{z_0}_{pq}$, $\alpha^{zz_0}_{pq}$) указывают на дифференцирование по соответствующим переменным. Поскольку от координаты z зависит только сомножитель Q , то функции α^{z}_{pq} , $\alpha^{z_0}_{pq}$, $\alpha^{zz_0}_{pq}$ получим из функций α (см. IO) путем подстановки вместо Q_1 соответственно $Q_1^z = \partial Q_1/\partial z$,

$Q_1^{z_0} = \partial Q_1/\partial z_0$ $Q_1^{zz_0} = \partial^2 Q/\partial z\,\partial z_0$.

Приведем формулы для Q_1^{pq} и I_p^q , причем для функции α дадим более полный набор, определяющий как α , так и δ .

$$Q_1 = \sqrt{2\pi}\, U_R \exp(-2U_R^2(H/R)^2);$$
$$Q_1^z = Q_1^{z_0} = -4\sqrt{2\pi}\,\frac{H}{R}U_R^3\exp(-2U_R^2(H/R)^2);$$
$$Q_1^{zz_0} = 4\sqrt{2\pi}\,(-U_R^3 + 4(H/R)^2U_R^5)\cdot\exp(-2U_R^2(H/R)^2). \qquad \text{(II)}$$

$$I_0^0 = \sqrt{2\pi}\, U_R \exp(-U_r^2)\cdot I_0(U_r^2);$$
$$I_0^1 = 4U_R^2\exp(-2U_r^2) ;$$
$$I_0^2 = 4\sqrt{2\pi}\,U_R^3\exp(-U_r^2)\left[I_0(U_r^2)(1-2U_r^2) + 2U_r^2 I_1(U_r^2)\right];$$
$$I_0^3 = 32\,U_R^4\exp(-2U_r^2)(1-2U_r^2) ;$$

v	Ф \ A	e_x	e_y	
I_x	E	$\hat{\gamma}_{xx}^{zz_0} + \gamma_{xx}^{zz_0}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$\hat{\gamma}_{xy}^{zz_0} - \gamma_{xy}^{zz_0}$	$\hat{\gamma}_x^{z_0}$
	H	$-\hat{\alpha}_{yy} + \delta_{yy}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$\hat{\alpha}_{xy} - \delta_{xy}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	
I_y	E	$\hat{\gamma}_{xy}^{zz_0} - \gamma_{xy}^{zz_0}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$\hat{\gamma}_{yy}^{zz_0} - \gamma_{xy}^{zz_0}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$\hat{\gamma}_y^{z_0}$
	H	$\hat{\alpha}_{xy} - \delta_{xy}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$-\hat{\alpha}_{xx} + \delta_{xx}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	
I_z	E	$-\hat{\gamma}_x^z + \gamma_x^z\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$-\hat{\gamma}_y^z + \gamma_y^z\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$-\hat{\gamma}$
	H	0	0	
M_x	E.	$-\hat{\alpha}_{xy}^z + \alpha_{xy}^z\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_{yy}^z + \alpha_{yy}^z\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_y$
	H	$-\hat{\alpha}_{xy}^{z_0} + \delta_{xy}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$+\hat{\alpha}_{xx}^{z_0} - \delta_{xx}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	
M_y	E	$\hat{\alpha}_{xx}^z - \alpha_{xx}^z\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\alpha}_{xy}^z - \alpha_{xy}^z\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\alpha}_x$
	H	$-\hat{\alpha}_{yy}^{z_0} + \delta_{yy}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\alpha}_{xy}^{z_0} - \delta_{xy}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	
M_z	E	0	0	
	H	$\hat{\alpha}_y - \delta_y\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_x + \delta_x\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	

Таблица 2

e_z	$\dot{e}_x$	$\dot{e}_y$	$\dot{e}_z$
$-\gamma_x^{z_0}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$\hat{\alpha}_{xy}^{z_0}-\alpha_{xy}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_{xx}^{z_0}+\alpha_{xx}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	0
0	$\hat{\alpha}_{xy}^{z}-\delta_{xy}^{z}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\alpha}_{yy}^{z}-\delta_{yy}^{z}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\alpha}_y-\delta_y\frac{\bar{R}^4}{R^4}$
$-\gamma_y^{z_0}\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$\hat{\alpha}_{yy}^{z_0}-\alpha_{yy}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_{xy}^{z_0}+\alpha_{xy}^{z_0}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	0
0	$-\hat{\alpha}_{xx}^{z}+\delta_{xx}^{z}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_{xy}^{z}+\delta_{xy}^{z}\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\alpha}_x-\delta_x\frac{\bar{R}^4}{R^4}$
$+\gamma\frac{\bar{R}^3}{R^3}$	$-\hat{\alpha}_y+\alpha_y\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\alpha}_x-\alpha_x\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	0
0	0	0	0
$+\alpha_y\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$-\hat{\beta}_{yy}+\beta_{yy}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$\beta_{xy}-\beta_{xy}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	0
0	$-\hat{\alpha}_{xx}^{zz_0}-\delta_{xx}^{zz_0}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$\hat{\alpha}_{xy}^{zz_0}-\delta_{xy}^{zz_0}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$\hat{\alpha}_x^{z_0}-\delta_x^{z_0}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$
$-\alpha_x\frac{\bar{R}^4}{R^4}$	$\hat{\beta}_{xy}-\beta_{xy}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$-\hat{\beta}_{xx}+\beta_{xx}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	0
0	$\hat{\alpha}_{xy}^{zz_0}-\delta_{xy}^{zz_0}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$\hat{\alpha}_{yy}^{zz_0}-\delta_{yy}^{zz_0}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$\hat{\alpha}_y^{z_0}-\delta_y^{z_0}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$
0	0	0	0
0	$-\hat{\alpha}_x^{z}+\delta_x^{z}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$-\hat{\alpha}_y^{z}+\delta_y^{z}\frac{\bar{R}^5}{R^5}$	$-\hat{\alpha}+\delta\frac{\bar{R}^5}{R^5}$

$$I_0^4 = 32\sqrt{2\pi}\, u_R^5 \exp(-u_r^2)\left[I_0(u_r^2)(1{,}5 - 6u_r^2 + 4u_r^4) + \right.$$

$$\left. + I_1(u_r^2)(4u_r^2 - 4u_r^4)\right] \quad ;$$

$$I_0^5 = 512\, u_R^6 \exp(-2u_r^2)(1 - 4u_r^2 + 2u_r^4) \; ;$$

$$I_0^1 = \frac{R}{r}(1 - \exp(-2u_r^2)) \; ;$$

$$I_1^1 = 2\sqrt{2\pi}\, \frac{r}{R}\, u_R^3 \exp(-u_r^2)\left[I_0(u_r^2) - I_1(u_r^2)\right] ;$$

$$I_1^2 = 16\, \frac{r}{R}\, u_R^4 \exp(-2u_r^2) ;$$

$$I_1^3 = 8\sqrt{2\pi}\, \frac{r}{R}\, u_R^5\left[I_0(u_r^2)(3 - 4u_r^2) + I_1(u_r^2)(4u_r^2 - 1)\right]\exp(-u_r^2) ;$$

$$I_1^4 = 256\, \frac{r}{R}\, u_R^6 (1 - u_r^2)\exp(-2u_r^2) ;$$

$$I_2^1 = 2\, \frac{R^2}{r^2}\left[1 - \exp(-2u_r^2)(1 + 2u_r^2)\right] ; \qquad \text{(I2)}$$

$$I_2^2 = 4\sqrt{2\pi}\, u_R^3 \exp(-u_r^2)\left[2u_r^2 I_0(u_r^2) - (1 + 2u_r^2) I_1(u_r^2)\right] ;$$

$$I_2^3 = 64 u_R^6 \exp(-2u_r^2)\, r^2/R^2 \quad ;$$

где $U_r^2 = r^2/8a^2t$, $I_0(x)$, $I_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.

2. Функции β_{xx} , β_{yy} , β_{xy} .

$$\beta_{xx} = -2\frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2}U_R^3\left\{2U_R^2(3-4U_R^2)(1+\cos 2\chi)\exp(-2U_R^2) - \right. \qquad (13)$$

$$\left. -\cos 2\chi\,\frac{R^2}{r^2}\left[(1-4U_R^2\frac{H^2}{R^2})\exp(-2U_R^2\frac{H^2}{R^2})+(4U_R^2-1)\exp(-2U_R^2)\right]\right\};$$

$$\beta_{yy} = -2\frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2}U_R^3\left\{2U_R^2(3-4U_R^2)(1-\cos 2\chi)\exp(-2U_R^2) + \right.$$

$$\left. +\cos 2\chi\,\frac{R^2}{r^2}\left[(1-4U_R^2\frac{H^2}{R^2})\exp(-2U_R^2\frac{H^2}{R^2})+(4U_R^2-1)\exp(-2U_R^2)\right]\right\};$$

$$\beta_{xy} = 2\frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\sin 2\chi\,U_R^3\left\{\frac{R^2}{r^2}\left[\exp(-2U_R^2\frac{H^2}{R^2})(1-4U_R^2\frac{H^2}{R^2}) - \right.\right.$$

$$\left.\left. -\exp(-2U_R^2)(1-4U_R^2)\right] + 2U_R^2\exp(-2U_R^2)(-3+4U_R^2)\right\}$$

3. Функции γ .

Для определения функции γ используем интегральную зависимость, связывающую функции α и γ .

$$\gamma_{pq}^{lm} = \frac{\Omega^2}{R^2}\int_{\infty}^{t}\alpha_{pq}^{lm}\,dt = -\int_0^{U_R}\frac{1}{4U_R^3}\alpha_{pq}^{lm}\,dU_R \ . \qquad (14)$$

Функции $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta}$, $\hat{\gamma}$ соответствуют однородной среде, и описываются теми же выражениями (10,13,14), если в них вместо R , H и Q_1^p подставить $\bar{R} = \sqrt{r^2+(z-z_0)^2}$, $\bar{z} = z - z_0$ и $\hat{Q}_1^p$. Для $\hat{Q}_1^p$ имеем:

$$\hat{Q}_1 = \sqrt{2\pi}\, u_{\bar{R}} \cdot \exp(-2u_{\bar{z}}^2);$$

$$\hat{Q}_1^{z} = -4\sqrt{2\pi}\, \frac{\bar{z}}{\bar{R}} u_{\bar{R}}^3 \exp(-2u_{\bar{z}}^2);$$

$$\hat{Q}_1^{z_0} = 4\sqrt{2\pi}\, \frac{\bar{z}}{\bar{R}} u_{\bar{R}}^3 \exp(-2u_{\bar{z}}^2);$$

$$\hat{Q}_1^{zz_0} = 4\sqrt{2\pi}\,(u_{\bar{R}}^3 - 4\frac{\bar{z}^2}{\bar{R}^2} u_R^5)\exp(-2u_{\bar{z}}^2);$$

(I5)

где $u_z^2 = z^2/8a^2t$.

4. Функции δ :

$$\delta = -\frac{1}{8\pi^2}\int_0^{u_R} \frac{du_R}{u_R^3}(\vec{I}_{05}\cdot\vec{S});$$

$$\delta_x = \frac{\cos\chi}{8\pi^2}\int_0^{u_R} \frac{du_R}{u_R^3}(\vec{I}_{14}\cdot\vec{S});$$

$$\delta_y = \frac{\sin\chi}{8\pi^2}\int_0^{u_R} \frac{du_R}{u_R^3}(\vec{I}\cdot\vec{S});$$

$$\delta_{xx} = \frac{1}{16\pi^2}\int_0^{u_R} \frac{du_R}{u_R^3}\left[(\vec{I}_{03}\cdot\vec{S}) - \cos 2\chi\,(\vec{I}_{23}\cdot\vec{S})\right];$$

$$\delta_{yy} = \frac{1}{16\pi^2}\int_0^{u_R} \frac{du_R}{u_R^3}\left[(\vec{I}_{03}\cdot\vec{S}) + \cos 2\chi\,(\vec{I}_{23}\cdot\vec{S})\right];$$

$$\delta_{xy} = -\frac{\sin 2\chi}{16\pi^2}\int_0^{u_R} \frac{du_R}{u_R^3}(\vec{I}_{23}\cdot\vec{S}).$$

(I6)

Под интегралами стоят скалярные произведения векторов $\vec{I}_{ik}(I_i^{k}, I_i^{k-1}, I_i^{k-2})$ и $\vec{S}(S_1, S_2, S_3)$.

Компоненты вектора $\vec{I}_{ik}$ приведены выше (I2), а компоненты вектора $\vec{S}$ определяются формулами:

$$S_1 = \sqrt{2\pi}\, U_R \exp(-2U_H^2);$$

$$S_2 = -8\sqrt{2\pi}\, \frac{H}{R} U_R^3 \exp(-2U_H^2); \qquad (I7)$$

$$S_3 = -4\sqrt{2\pi}\, U_R^3 (1-4U_H^2) \exp(-2U_H^2);$$

где $U_H^2 = U_R^2 \cdot H^2/R^2$.

Производные по координатам z и z_0 – δ_{pq}^{z}, $\delta_{pq}^{zz_0}$ ($\delta_{pq}^{z_0} = \delta_{pq}^{z}$) получаются путем подстановки в (I6) вместо вектора $\vec{S}$ соответственно векторов $\vec{C}(C_1, C_2, C_3)$ и $\vec{C}^z(C_1^z, C_2^z, C_3^z)$.
Для компонент векторов $\vec{C}$ и $\vec{C}^z$ имеем:

$$C_1 = -4\sqrt{2\pi}\, \frac{H}{R} U_R^2 \exp(-2U_H^2);$$

$$C_2 = -8\sqrt{2\pi}\, U_R^3 \exp(-2U_H^2)(1-4U_H^2);$$

$$C_3 = 32\sqrt{2\pi}\, \frac{H}{R} U_R^5 \exp(-2U_H^2)(1{,}5-2U_H^2); \qquad (I8)$$

$$C_1^z = -4\sqrt{2\pi}\, U_R^3 (1-4U_H^2) \exp(-2U_H^2);$$

$$C_2^z = 32\sqrt{2\pi}\, U_R^5 \frac{H}{R} (3-4U_H^2) \exp(-2U_H^2);$$

$$C_3^z = 32\sqrt{2\pi}\, U_R^5 (1{,}5-12U_H^2+8U_H^4) \exp(-2U_H^2).$$

Компоненты электромагнитного поля, приведенные в табл. 2, нормированы на коэффициент равный:

$\frac{1\rho}{R^3}$ для электрического поля электрического диполя;

$\frac{I\rho}{R^4}$ – для производной по времени вектора магнитной индукции электрического диполя;

$\frac{M\rho}{R^4}$ – для электрического поля магнитного диполя;

$\frac{M\rho}{R^5}$ – для производной по времени вектора магнитной индукции магнитного диполя. Здесь I и M моменты электрического и магнитного диполей.

Полученные выражения удобны для численного исследования компонент нестационарного электромагнитного поля, а также для построения асимптотических разложений ранней и поздней стадий процесса становления поля.

ЛИТЕРАТУРА

I. ТАБАРОВСКИЙ Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, "Наука", 1975, 143с.

2. ШЕЙНМАН С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле.– В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 3. М., Гостоптехиздат, 1947, с. 3–55.

Г.М.Морозова, Л.А.Табаровский

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПОГРУЖЕННЫХ ДИПОЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В последние годы значительно расширился круг геолого-геофизических задач, решаемых методами нестационарного электромагнитного поля. В частности, наряду с наземными вариантами, применяемыми сравнительно давно в структурной и рудной электроразведке, интенсивно развиваются морские исследования (А.Э.Вишняков, настоящий сборник). Выбор источника поля в морских исследованиях менее ограничен техническими условиями, вместе с горизонтальным электрическим и вертикальным магнитным могут исполь-

зоваться вертикальный электрический и горизонтальный магнитный диполи. В настоящей статье рассмотрена задача о поле дипольных источников, расположенных в проводящем полупространстве.

Простота модели позволяет над окончательными выражениями для полей произвести преобразования, которые в более сложных моделях не удается осуществить. В частности, как и в работе [I], выполнено в аналитическом виде интегрирование по временной частоте. Полученные выражения для компонент нестационарного электромагнитного поля имеют как самостоятельный интерес, так и могут быть использованы для улучшения сходимости интегралов при расчете полей в многослойных средах.

Задача ставится следующим образом. Среда, заполняющая полупространство $Z > 0$, имеет проводимость σ, в полупространстве $Z < 0$ проводимость равна нулю. Магнитные проницаемости обеих сред одинаковы и равны $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м. В точке $Z > 0$, $X = Y = 0$ расположен произвольно ориентированный электрический или магнитный диполь. Точка измерения находится в проводящей среде или на поверхности раздела. Плотность сторонних токов меняется во времени по закону

$$u(t) = 1 - \chi(t).$$

Здесь $\chi(t)$ – функция Хевисайда.

Гармонические электромагнитные поля для модели горизонтально-слоистой среды приведены в [2]. В построении нестационарного решения воспользуемся известным способом [I], а именно, применим преобразование Фурье к полученным в [2] гармоническим полям. Методику вычисления интегралов рассмотрим на примере компоненты $\dot{B}_z$ вертикального магнитного диполя. Согласно [I] и [2]:

$$\dot{B}_z = \frac{M\mu}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[\frac{e^{-p|z-z_0|}}{2p} + \frac{p-\lambda}{p+\lambda} \frac{e^{-pH}}{2p} \right] \cdot \lambda^3 J_0(\lambda r)\, d\lambda\, d\omega,$$

где $p = \sqrt{\lambda^2 + i\omega\mu\sigma}$, z и z_0 – координаты точки измерения и источника, $H = z + z_0$.

Как и в работе [I], вначале вычислим интеграл по временной час-

тоте. В комплексной плоскости ω подынтегральная функция имеет точку ветвления $\omega = i\frac{\lambda^2}{\mu\sigma}$. Поэтому интегрирование можно выполнить по берегам разреза, проведенного по мнимой оси из бесконечности к точке ветвления. С учетом того, что на берегах разреза $P = i\nu$ $(-\infty \le \nu \le +\infty)$, после несложных преобразований второе слагаемое в (I) приобретает вид:

$$I = \frac{M\mu}{2\pi^2} a^2 \int_0^\infty \int_0^\infty \lambda^3 J_0(\lambda r) e^{-(\lambda^2+\nu^2)a^2 t} \cdot \left[\frac{(\nu^2-\lambda^2)\cos\nu H + 2\nu\lambda \sin\nu H}{\nu^2+\lambda^2}\right] d\nu d\lambda. \qquad (2)$$

где $a^2 = 1/\mu\sigma$

Если рассматривать производную $\frac{\partial I}{\partial t}$, то интегралы по переменным ν и λ в (2) разделяются и сводятся к табличным.

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \frac{M\rho}{\pi^2}\frac{a^2}{R^7} 64\sqrt{2\pi}\left\{4u_R^7 e^{-2u_R^2\bar{R}^2}(3 - 14u_R^2\bar{r}^2 + 8u_R^4\bar{r}^4 + \right.$$

$$+ 4u_R^3\bar{H}^{-2} - 8u_R^4\bar{r}^2\bar{H}^{-2}) - \sqrt{2\pi}\,\bar{H}u_R^8 e^{-u_R^2(2\bar{H}^2+\bar{r}^2)}\cdot[(1{,}5 - 6u_R^2\bar{r}^2 + \qquad (3)$$

$$\left. + 4u_R^4\bar{r}^4)\cdot I_0(u_R^2\bar{r}^2) + (1 - u_R^2\bar{r}^2)u_R^2\bar{r}^2\cdot 4\cdot I_1(u_R^2\bar{r}^2)]\right\}.$$

Поскольку в режиме выключения при $t \to \infty$ электромагнитное поле равно нулю, то для I получаем:

$$I = -\frac{M\rho}{\pi^2}\frac{16\sqrt{2\pi}}{R^5}\int_0^{u_R} \xi^4 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\left\{(3 - 14\xi^2\bar{r}^2 + 8\xi^4\bar{r}^4 + 4\xi^2\bar{H}^{-2} - \right.$$

$$- 8\xi^4\bar{H}^2\bar{r}^2) - \sqrt{2\pi}\,\bar{H}\xi e^{\xi^2\bar{r}^2}[(1{,}5 - 6\xi^2\bar{r}^2 + 4\xi^4\bar{r}^4)I_0(\xi^2\bar{r}^2) + \qquad (4)$$

$$\left. + (1 - \xi^2\bar{r}^2)\xi^2\bar{r}^2\cdot 4\cdot I_1(\xi^2\bar{r}^2)]\right\} d\xi,$$

окончательно для компоненты B_z получим выражение

$$B_z(u_R) = \frac{M\rho}{\pi^2}\frac{16\sqrt{2\pi}}{R^5} u_R^5 e^{-2u_R^2}(1 - 2u_R^2\bar{r}^2) + I. \qquad (5)$$

В выражениях (3), (4), (5) приняты следующие обозначения

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}\ , \quad U_R = \frac{R}{2\sqrt{2\,a\,t}}\ ,$$

$$\bar{r} = r/R\ , \quad \bar{H} = H/R\ ,$$

M – момент диполя, ρ – удельное сопротивление среды. Выполнив приведенные выше преобразования над гармоническими полями получим выражения, описывающие поведение компонент нестационарного поля дипольных источников.

I. Горизонтальный электрический диполь.

$$E_x = \frac{I_x \rho}{R^3}\,\frac{\sqrt{2\pi}}{2\pi^2}\left\{-2U_R^3 e^{-2U_R^2} - 2\int_0^{U_R}\left\{e^{-2\xi^2 z^2}\xi(1-4\xi^2\bar{z}^2) - \right.\right.$$

$$-2e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\left[\xi^2(1-2\xi^2\bar{r}^2) + \sqrt{2\pi}\,\xi\bar{H}e^{\xi^2\bar{r}^2}\left[(1-2\xi^2\bar{r}^2)\cdot\right.\right. \qquad (6)$$

$$\left.\left.\left.\cdot I_0(\xi^2\bar{r}^2) + 2\xi^2\bar{r}^2 I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\right]\right\} d\xi + \cos 2\chi\left[-U_R e^{-2U_R^2\bar{z}^2}\cdot\right.$$

$$\cdot\frac{R^2}{r^2}\left[1 - e^{2U_R^2\bar{r}^2}(1 + 2U_R^2\bar{r}^2)\right] + \int_0^{U_R}\left\{\left[\left(1 - e^{-2\xi^2\bar{r}^2}(1 + 2\xi^2\bar{r}^2)\right)\right]e^{2\xi^2\bar{r}^2}\cdot\right.$$

$$\left[(1-4\xi^2\bar{z}^2)e^{-2\xi^2} + 2(1-4\xi^2\bar{H}^2)e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\right]\frac{R^2}{r^2} +$$

$$+4\xi^3 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\left[2\xi\bar{r}^2 - \sqrt{2\pi}\,He^{-\xi^2\bar{r}^2}\left[2\xi^2\bar{r}^2 I_0(\xi^2\bar{r}^2) - \right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\left.-(1-2\xi^2\bar{r}^2)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\right]\right\}\cdot d\xi\right\}\ .$$

$$E_y = \frac{I_x \rho}{R^3} \frac{\sin 2\chi}{2\pi^2} \sqrt{2\pi} \left\{ \frac{R^2}{r^2} \left[1 - e^{-2u_R^2 \bar{r}^2} (1 + 2u_R^2 \bar{r}^2) \cdot \right.\right.$$

$$\cdot u_R e^{-2u_R^2 \bar{z}^2} - \int_0^{u_R} \left\{ (1 - 4\xi^2 z^2) e^{-2\xi^2 \bar{z}^2} \frac{R^2}{r^2} \left[1 - e^{-2\xi^2 \bar{r}^2} \cdot \right.\right. \tag{7}$$

$$\left.\left. \cdot (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) \right] - 2 e^{-2\xi^2 \bar{R}^2} \left\{ \frac{R^2}{r^2} \left[1 - e^{-2\xi^2 \bar{r}^2} (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) \cdot \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. \cdot (-1 + 4\xi^2 \bar{H}^2) \right] e^{2\xi^2 \bar{r}^2} + 2\xi^3 \left\{ 2\bar{r}^2 \xi - \sqrt{2\pi} \bar{H} e^{+\xi^2 \bar{r}^2} \left[2\xi^2 \bar{r}^2 \cdot \right.\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\left. \cdot I_0(\xi^2 \bar{r}^2) - (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) I_1(\xi^2 \bar{r}^2) \right] \right\} \right\} d\xi \right\} .$$

$$E_z = -\frac{I_x \rho}{R^3} \frac{\cos\chi}{\pi^2} \sqrt{2\pi}\, 8\bar{r} \int_0^{u_R} \xi^4 \left[\bar{z} e^{-2\xi^2} + H e^{-2\xi^2 \bar{R}^2} \right] d\xi \tag{8}$$

$$B_x = \frac{I_x \rho}{R^4} \frac{\sin 2\chi}{\pi^2} 2\sqrt{2\pi} \left\{ \int_0^{u_R} \xi^2 e^{-2\xi^2 \bar{R}^2} \left\{ 8\bar{r}^2 H \xi^4 + \right.\right.$$

$$+ \frac{RH}{r^2} e^{2\xi^2 \bar{r}^2} (3 - 4\xi^2 \bar{H}^2) \left[1 - e^{-2\xi^2 \bar{r}^2} (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) \right] -$$

$$\left.\left. - \sqrt{2\pi}\, \xi (1 - 4\xi^2 \bar{H}^2) e^{\xi^2 \bar{r}^2} \left[2\xi^2 \bar{r}^2 I_0(\xi^2 \bar{r}^2) - (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) I_1(\xi^2 \bar{r}^2) \right] \right\} d\xi - \right. \tag{9}$$

$$\left. - \frac{R}{r} \left[1 - e^{-2u_R^2 \bar{r}^2} (1 + 2u_R^2 \bar{r}^2) \right] u_R^3 \left[2\frac{z}{r} e^{-2u_R^2 \bar{z}^2} + \frac{H}{r} e^{-2u_R^2 \bar{H}^2} \right] \right\}$$

$$B_y = \frac{I_x \rho}{R^4} \frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^2} 2 \left\{ -2u_R^5 (\bar{H} e^{-2u_R^2 \bar{R}^2} + 2\bar{z} e^{-2u_R^2}) + \right.$$

$$\left. + \cos 2\chi \frac{HR}{r^2} u_R^3 \left[1 - e^{-2u_R^2 \bar{r}^2} (1 + 2u_R^2 \bar{r}^2) \right] e^{-2u_R^2 \bar{H}^2} - \right.$$

$$-\int_0^{u_R} e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\left\{2\bar{H}\xi^4(1+4\xi^2\bar{r}^2-4\xi^2\bar{H}^2)-\sqrt{2\pi}(1-4\xi^2\bar{H}^2)\xi^3\cdot\right.$$

$$\cdot e^{\xi^2\bar{r}^2}\left[(1-2\xi^2\bar{r}^2)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+2\xi^2\bar{r}^2 I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]+ \qquad (10)$$

$$+\cos 2\chi\cdot\xi\left[8\xi^4\bar{r}^2\bar{H}+\frac{RH}{r^2}e^{2\xi^2\bar{r}^2}(3-4\xi^2\bar{H}^2)\cdot\right.$$

$$\cdot\left[1-e^{-2\xi^2\bar{r}^2}(1+2\xi^2\bar{r}^2)\right]-\sqrt{2\pi}\,\xi e^{\xi^2\bar{r}^2}(1-4\xi^2\bar{H}^2)\cdot$$

$$\left.\left.\left[2\xi^2\bar{r}^2 I_0(\xi^2\bar{r}^2)-(1+2\xi^2\bar{r}^2)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\right]\right\}d\xi\Big\}.$$

$$\dot{B}_z=\frac{I_x\rho}{R^3}\,\frac{\sin\chi}{\pi^2}\,8\sqrt{2\pi}\,\bar{r}\left\{u_R^5 e^{-2u_R^2}-\right. \qquad (11)$$

$$-\int_0^{u_R}\xi^4 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\left\{3+4\xi^2\bar{H}^2-4\xi^2\bar{r}^2-\sqrt{2\pi}\,\bar{H}\xi e^{\xi^2\bar{r}^2}\cdot\right.$$

$$\left.\left.\cdot\left[(-4\xi^2\bar{r}^2+3)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+(4\xi^2\bar{r}^2-1)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\right\}d\xi\right\}.$$

2. Вертикальный электрический диполь.

$$E_r=\frac{I_z\rho}{R^3}\,\frac{8\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\,\bar{r}\int_0^{u_R}\xi^4(-\bar{z}e^{-2\xi^2}+He^{-2\xi^2\bar{R}^2})\,d\xi. \qquad (12)$$

$$E_z=\frac{I_z\rho}{R^3}\,\frac{4\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\int_0^{u_R}\xi^2(1-2\xi^2\bar{r}^2)(e^{-2\xi^2\bar{R}^2}-e^{-2\xi^2})\,d\xi. \qquad (13)$$

$$H_\varphi=\frac{I_z\rho}{R^4}\,\frac{8\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\,\bar{r}u_R^5\left[e^{-2u_R^2}-e^{-2u_R^2\bar{R}^2}\right]. \qquad (14)$$

3. Горизонтальный магнитный диполь.

$$E_x = \frac{M_x \rho}{R^4}\,\frac{2\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\sin 2\chi\left\{\frac{HR}{r^2}U_R^3\left[1-e^{-2u_R^2\bar{r}^2}(1+2u_R^2\bar{r}^2)\cdot\right.\right. \tag{15}$$

$$\cdot e^{-2u_R^2\bar{H}^2}+\int_0^{u_R}\xi^2 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\left\{8\xi^4\bar{H}\bar{r}^2-\frac{HR}{r^2}e^{2\xi^2\bar{r}^2}\cdot\right.$$

$$\cdot(3-4\xi^2\bar{H}^2)\left[1-e^{-2\xi^2\bar{r}^2}(1+2\xi^2\bar{r}^2)\right]+\sqrt{2\pi}\,\xi^3 e^{\xi^2\bar{r}^2}\cdot$$

$$\left.\left.\cdot(1-4\xi^2\bar{H}^2)\left[2\xi^2\bar{r}^2 I_0(\xi^2\bar{r}^2)-(1+2\xi^2\bar{r}^2)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\right\}d\xi\right\}$$

$$E_y = \frac{M_x \rho}{R^4}\,\frac{2\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\left\{4u_R^5\bar{z}\,e^{-2u_R^2}+\bar{H}u_R^3 e^{-2u_R^2\bar{H}^2}\cdot\right.$$

$$\cdot\left\{2u_R^2 e^{-2u_R^2\bar{r}^2}+\cos 2\chi\,\frac{R^2}{r^2}\left[1-e^{-2u_R^2\bar{r}^2}(1+2u_R^2\bar{r}^2)\right]\right\}+$$

$$+\int_0^{u_R}\left\{e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\xi^3\left\{2\bar{H}\xi(-1-4\xi^2\bar{r}^2+4\xi^2\bar{H}^2)+\sqrt{2\pi}\,(1-4\xi^2\bar{H}^2)\cdot\right.\right.$$

$$\cdot e^{\xi^2\bar{r}^2}\left[(1-2\xi^2\bar{r}^2)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+2\xi^2\bar{r}^2 I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\Big\}+ \tag{16}$$

$$+\cos 2\chi\,\xi^2 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\cdot\left\{-8\bar{H}\bar{r}^2\xi^4-\sqrt{2\pi}\,e^{\xi^2\bar{r}^2}(1-4\xi^2\bar{H}^2)\cdot\right.$$

$$\cdot\left[2\xi^2\bar{r}^2 I_0(\xi^2\bar{r}^2)-(1+2\xi^2\bar{r}^2)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]+\bar{H}\frac{R^2}{r^2}e^{2\xi^2\bar{r}^2}\cdot$$

$$\left.\left.\left.\cdot(3-4\xi^2\bar{H}^2)\left[1-e^{-2\xi^2\bar{r}^2}(1+2\xi^2\bar{r}^2)\right]\right\}\right\}d\xi\right\}.$$

$$E_z = \frac{M_x \rho}{R^4} \frac{\sin\chi}{\pi^2} 8\sqrt{2\pi}\,\bar{r}\,u_R^5 \left(e^{-2u_R^2\bar{R}^2} - e^{-2u_R^2}\right) \tag{I7}$$

$$B_x = \frac{M_x \rho}{R^5} \frac{2\sqrt{2\pi}}{\pi^2} \left\{ u_R^3 \left\{ 2u_R^2 (3 - 4u_R^2)(1 - \cos 2\chi) e^{-2u_R^2} + \right.\right.$$

$$+ \cos 2\chi \frac{R^2}{r^2} \left[(1 - 4u_R^2 \bar{z}^2) e^{-2u_R^2 \bar{z}^2} + (4u_R^2 - 1) e^{-2u_R^2} \right] \Big\} -$$

$$- u_R^3 \left\{ 2u_R^2 (3 - 4u_R^2 \bar{R}^2)(1 - \cos 2\chi) e^{-2u_R^2 \bar{R}^2} + \right.$$

$$+ \cos 2\chi \frac{R^2}{r^2} \left[(1 - 4u_R^2 \bar{H}^2) e^{-2u_R^2 \bar{H}^2} + (4u_R^2 \bar{R}^2 - 1) e^{-2u_R^2 \bar{R}^2} \right] \Big\} +$$

$$+ \frac{1}{4} \left[2u_R^3 e^{-2u_R^2} - \cos 2\chi \frac{R^2}{r^2} u_R e^{-2u_R^2 \bar{z}^2} \left[1 - e^{-2u_R^2 \bar{r}^2} (1 + 2u_R^2 \bar{r}^2) \right] \right] \Big\} +$$

$$+ 4 \int_0^{u_R} \left\{ e^{-2\xi^2 \bar{R}^2} \xi^4 \left[-0{,}5 - 2\xi^2 \bar{r}^2 + 8\xi^2 \bar{H}^2 - 8\xi^4 \bar{H}^4 + 8\xi^4 \bar{r}^2 \bar{H}^2 - \right.\right.$$

$$- \sqrt{2\pi}\,\bar{H}\xi (3 - 4\xi^2 \bar{H}^2) e^{\xi^2 \bar{r}^2} \left[(1 - 2\xi^2 \bar{r}^2) I_0(\xi^2 \bar{r}^2) + 2\xi^2 \bar{r}^2 I_1(\xi^2 \bar{r}^2) \right] \Big] + \tag{I8}$$

$$+ \cos 2\chi\, \xi^2 e^{-2\xi^2 \bar{R}^2} \left\{ -2\xi^4 \bar{r}^2 (1 - 4\xi^2 \bar{H}^2) + \frac{R^2}{r^2} \left[1 - e^{-2\xi^2 \bar{r}^2} (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) \right] \cdot \right.$$

$$\cdot \left(\frac{3}{4} - 6\xi^2 \bar{H}^2 + 4\xi^4 \bar{H}^4 \right) e^{2\xi^2 \bar{r}^2} + \sqrt{2\pi}\,\xi^3 \bar{H} (3 - 4\xi^2 \bar{H}^2) e^{\xi^2 \bar{r}^2}$$

$$\left. \left. \left[2\xi^2 \bar{r}^2 I_0(\xi^2 \bar{r}^2) - (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) I_1(\xi^2 \bar{r}^2) \right] \right\} \right\} d\xi \Big\} .$$

$$B_y = \frac{M_x \rho}{R^5} \sin 2\chi \frac{2\sqrt{2\eta}}{\eta^2} \left\{ u_R^3 \left\{ \frac{R^2}{r^2} \left[e^{-2u_R^2 \bar{z}^2} (1 - 4u_R^2 \bar{z}^2) - \right.\right.\right.$$

$$\left. - e^{-2u_R^2} (1 - 4u_R^2) \right] + 2u_R^2 e^{-2u_R^2} (3 - 4u_R^2) \Big\} -$$

$$- u_R^3 \left\{ \frac{R^2}{r^2} \left[e^{-2u_R^2 \bar{H}^2} (1 - 4u_R^2 \bar{H}^2) - e^{-2u_R^2 \bar{R}^2} (1 - 4u_R^2 \bar{R}^2) \right] + \right.$$

$$+ 2u_R^2 e^{-2u_R^2 \bar{R}^2} (3 - 4u_R^2 \bar{R}^2) \Big\} + u_R^3 \frac{R^2}{r^2} (1 - 4u_R^2 \bar{z}^2) \cdot$$

$$\cdot e^{-2u_R^2 \bar{z}^2} \left[1 - e^{-2u_R^2 \bar{r}^2} (1 + 2u_R^2 \bar{r}^2) \right] +$$

$$2 \int_0^{u_R} \xi^2 e^{-2\xi^2 \bar{R}^2} \left\{ 4\xi^4 \bar{r}^2 (1 - 4\xi^2 \bar{H}^2) + \frac{R^2}{r^2} \left(\frac{3}{2} - 12\xi^2 \bar{H}^2 + \right.\right. \qquad \text{(I9)}$$

$$\left. + 8\xi^4 \bar{H}^4 \right) \cdot \left[1 - e^{-2\xi^2 \bar{r}^2} (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) \right] e^{2\xi^2 \bar{r}^2} +$$

$$\left. + 2\sqrt{2\eta}\, \xi^3 \bar{H} (3 - 4\xi^2 \bar{H}^2) e^{\xi^2 \bar{r}^2} \left[2\xi^2 \bar{r}^2 I_0(\xi^2 \bar{r}^2) - (1 + 2\xi^2 \bar{r}^2) I_1(\xi^2 \bar{r}^2) \right] \right\} d\xi \Big\}.$$

$$B_z = \frac{M_x \rho}{R^5} \cos\chi \frac{8\sqrt{2\eta}}{\eta^2} \left\{ 8\bar{z}\bar{r} u_R^7 e^{-2u_R^2} - \right.$$

$$\left. - \bar{r} \int_0^{u_R} \left\{ 4\bar{H}\xi^6 (-1 + 4\xi^2 \bar{r}^2 - 4\xi^2 \bar{H}^2) - \sqrt{2\eta} (1 - 4\xi^2 \bar{H}^2) e^{\xi^2 \bar{r}^2} \cdot \right. \right.$$

$$\cdot\left[(3-4\xi^2\bar{r}^2)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+(4\xi^2\bar{r}^2-1)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\Big\}e^{-2\xi^2\bar{R}^2}d\xi\Big\}. \qquad (20)$$

4. Вертикальный магнитный диполь.

$$E_\varphi = \frac{M_z\rho}{R^4}\,\frac{8\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\,\bar{r}\Big\{U_R^5 e^{-2u_R^2}+\int_0^{u_R}\xi^4 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}$$

$$\cdot\Big\{3-4\xi^2\bar{r}^2+4\xi^2\bar{H}^2-\sqrt{2\pi}\,\bar{H}\xi e^{\xi^2\bar{r}^2}\left[(-4\xi^2\bar{r}^2+3)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+\right. \qquad (21)$$

$$\left.+(4\xi^2\bar{r}^2-1)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\Big\}d\xi\Big\}.$$

$$B_r = \frac{M_z\rho}{R^5}\cdot\frac{32\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\,\bar{r}\Big\{zu_R^7 e^{-2u_R^2}+\int_0^{u_R}\xi^5 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\cdot$$

$$\cdot\Big\{\xi\bar{H}(-1+4\xi^2\bar{r}^2-4\xi^2\bar{H}^2)-(1-4\xi^2\bar{H}^2)\,\frac{\sqrt{2\pi}}{4}\,e^{\xi^2\bar{r}^2}\cdot$$

$$\cdot\left[(3-4\xi^2\bar{r}^2)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+4(\xi^2\bar{r}^2-1)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\Big\}d\xi\Big\}. \qquad (22)$$

$$B_z = \frac{M_z\rho}{R^5}\,\frac{16\sqrt{2\pi}}{\pi^2}\Big\{U_R^5 e^{-2u_R^2}(1-2u_R^2\bar{r}^2)-$$

$$-\int_0^{u_R}\xi^4 e^{-2\xi^2\bar{R}^2}\Big\{3-14\xi^2\bar{r}^2+8\xi^4\bar{r}^4+4\xi^2\bar{H}^2-8\xi^4\bar{r}^2\bar{H}^2+$$

$$+\sqrt{2\pi}\,\bar{H}\xi e^{\xi^2\bar{r}^2}\left[(1{,}5-6\xi^2\bar{r}^2+4\xi^4\bar{r}^4)I_0(\xi^2\bar{r}^2)+\right.$$

$$\left.+4\xi^2(\bar{r}^2-\xi^2\bar{r}^4)I_1(\xi^2\bar{r}^2)\right]\Big\}d\xi\Big\}. \qquad (23)$$

В приведенных формулах (6)-(23) приняты обозначения:
$I_0(x), I_1(x)$ – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков.

В ближней зоне при малых U_R справедливы асимптотические разложения:

I. Горизонтальный электрический диполь

$$E_x = -\frac{I_x \rho}{R^3}\frac{1}{\pi^2}\left(U_R^3\frac{4\sqrt{2\pi}}{3} + U_R^4\pi\frac{H}{R}\right),$$

$$E_y = -\frac{I_x \rho}{R^3}\frac{1}{\pi^2}\sin 2\chi\,\frac{H}{R}\frac{r^2}{R^2}U_R^6,$$

$$E_z = \frac{I_x \rho}{R^3}\frac{\cos\chi}{\pi^2}\frac{16\sqrt{2\pi}}{5}\frac{rz}{R^2}U_R^5, \qquad (24)$$

$$\dot{B}_x = -\frac{I_x \rho}{R^4}\frac{\sin 2\chi}{\pi^2}\left(\pi + \frac{8\sqrt{2\pi}}{3}\frac{H}{R}\right)\frac{r^2}{R^2}U_R^6,$$

$$\dot{B}_y = \frac{I_x \rho}{R^4}\frac{1}{\pi^2}\left(\pi + 2\sqrt{2\pi}\,\frac{H}{R}\right)U_R^4,$$

$$B_z = \frac{I_x \rho}{R^4}\frac{\sin\chi}{\pi^2}\,8\,\frac{r}{R}\left[\frac{2\sqrt{2\pi}}{5}U_R^5 + \pi\frac{H}{R}U_R^6\right].$$

Как следует из (24) в электрическом поле слагаемые, связанные с погружением источника или точки измерения имеют более тесную связь с параметрами среды.

2. Вертикальный электрический диполь.

$$E_r = \frac{I_z \rho}{R^3}\frac{1}{\pi^2}\frac{16\sqrt{2\pi}}{5}\frac{rz_0}{R^2}U_R^5, \qquad (25)$$

$$E_z = -\frac{I_z \rho}{R^3}\frac{32\sqrt{2\pi}}{5\pi^2}U_R^5\frac{z z_0}{R^2},$$

$$\dot{B}_\varphi = \frac{I_z \rho}{R^4} \frac{16\sqrt{2\pi}}{\pi^2} \frac{r}{R} \frac{2 z z_0}{R^2} U_R^7 .$$

На поверхности раздела вертикальная электрическая и магнитная компоненты равны нулю. Вместе с тем при погруженных точках измерения и источника компонента $\dot{B}_y$ зависит от проводимости как $\gamma^{5/2}$.

3. Горизонтальный магнитный диполь.

$$E_x = \frac{M_x \rho}{R^4} \frac{\sin 2\chi}{\pi^2} \frac{r^2}{R^2} \left(\pi + \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} \frac{H}{R}\right) U_R^6 ,$$

$$E_y = \frac{M_x \rho}{R^4} \frac{1}{\pi^2} \left(\pi - 2\sqrt{2\pi} \frac{H}{R}\right) U_R^4 , \qquad (26)$$

$$\dot{B}_x = -\frac{M_x \rho}{R^5} \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\sqrt{2\pi}}{5} + \frac{12\pi}{5} \frac{H}{R}\right) U_R^5 ,$$

$$\dot{B}_y = \frac{M_x \rho}{R^5} \frac{\sin 2\chi}{\pi^2} \frac{r^2}{R^2} 16 \left(\frac{3\sqrt{2\pi}}{7} U_R^7 + \frac{9}{16} \frac{H}{R} U_R^8\right),$$

$$\dot{B}_z = -\frac{M_x \rho}{R^5} \frac{8 \cos\chi}{\pi^2} \frac{r}{R} \left(\pi + \frac{8}{3} \frac{H}{R}\right) U_R^6 .$$

В электрическом поле преобладает в поздней стадии компонента E_y, хотя степень зависимости от проводимости среды меньшая, чем у E_x. Компоненты, имеющие более тесную связь с проводимостью среды зависят и от ориентации точки измерения относительно момента диполя.

4. Вертикальный магнитный диполь.

$$E_\varphi = \frac{M_z \rho}{R^4} \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{16}{5}\sqrt{2\pi} U_R^5 + 8\pi \frac{H}{R} U_R^6\right) \frac{r}{R} , \qquad (27)$$

$$\dot{B}_r = -\frac{M_z \rho}{R^5} \frac{1}{\pi^2} \left(8\pi - \frac{64}{3}\sqrt{2\pi} \frac{H}{R}\right) U_R^6 \frac{r}{R} ,$$

$$\dot{B}_z = \frac{M_z \rho}{R^5} \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{32\sqrt{2\pi}}{5} U_R^5 + 16\pi \frac{H}{R} U_R^6\right) .$$

В погруженных источниках, слагаемые, зависящие от z и z_0, имеют, как правило, большую степень γ, и с увеличением z и z_0 эти слагаемые могут стать преобладающими.

ЛИТЕРАТУРА

1. ШЕЙНМАН С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле.- В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 3. Л. Гостоптехиздат, 1947, с. 3-55.

2. ТАБАРОВСКИЙ Л.А. Применение метода интегральных уравнений в задачах геоэлектрики. Новосибирск, "Наука", 1975, 143 с.

Л.А.Табаровский, М.М.Гольдман,
К.С.Белоглазов

МЕТОД ДРОБНЫХ ШАГОВ - ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ПРИ РЕШЕНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ

При математическом моделировании электромагнитных полей, применяемых в электроразведке, многие геологические объекты целесообразно считать непроводящими телами (например, кристаллический фундамент, полупространство, расположенное над дневной поверхностью, вмещающие породы во многих задачах рудной геофизики и т.д.).

Решение соответствующих краевых задач разностными методами в случае нестационарных полей наталкивается на известные трудности, связанные, среди прочего, с необходимостью сопрягать на границах проводящих и изолирующих участков пространства решения эллиптических и параболических уравнений [1,2]. В [1,2] на простейшем примере одной плоской границы описан метод, позволяющий исключить из рассмотрения непроводящую область путем использования интегрального уравнения в качестве граничного усло-

вия. В настоящей статье этот метод, который условимся называть м е т о д о м д р о б н ы х ш а г о в – и н т е г р а л ь н ы х у р а в н е н и й, обобщается на случай границ произвольной формы. В частности, подробно рассмотрен весьма важный случай двух параллельных плоских границ.

Не уменьшая общности (как будет ясно из дальнейшего) рассмотрим двухмерную скалярную задачу. Пусть в точках P области S_i, ограниченной контуром Γ (рис. I), функция u подчиняется уравнению теплопроводности

$$\mu\sigma \frac{\partial u_i}{\partial t} = \Delta u_i , \; P \in S_i , \qquad (I)$$

а во внешней области S_e – уравнению Лапласа

$$\Delta u_e = 0 , \; P \in S_e . \qquad (2)$$

Здесь σ, μ – соответственно проводимость и магнитная проницаемость в области S_i. На границе Γ выполняются условия

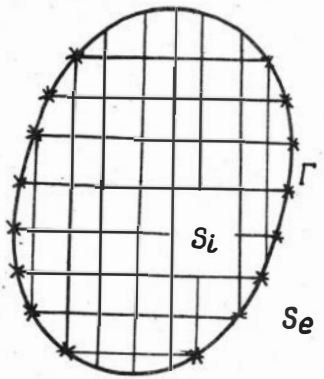


Рис.1

сопряжения:

$$\nu_e u_e - \nu_i u_i = f , \qquad (3)$$

$$\varepsilon_e \frac{\partial u_e}{\partial n} - \varepsilon_i \frac{\partial u_i}{\partial n} = g . \qquad (4)$$

Здесь $\vec{n}$ – внутренняя нормаль к контуру Γ; ν_e, ν_i, ε_e, ε_i – заданные функции на Γ. Будем считать, что величины

ν_e , ν_i , ε_e, ε_i не обращаются в нуль. В бесконечно удаленной точке выполняется условие:

$$u_e(P) \underset{P \to \infty}{\to} 0 . \qquad (5)$$

Выберем в качестве функции Грина по внешней области функцию G , удовлетворяющую уравнению Лапласа:

$$\Delta G(P, P_0) = 0, \qquad (6)$$

и следующим условиям в нуле и на бесконечности:

$$G(P, P_0) \underset{P \to P_0}{\approx} -\frac{\ln |P P_0|}{2\pi} , \qquad (7)$$

$$G(P, P_0) \underset{P \to \infty}{\longrightarrow} 0 . \qquad (8)$$

Основываясь на соотношениях (2), (5)–(8), можно получить уравнение:

$$u_e(P_0) = 2 \int_\Gamma \left(G \frac{\partial u_e}{\partial n} - u_e \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\Gamma . \qquad (9)$$

С учетом граничных условий (3)–(4) из (9) получается следующее уравнение относительно функции u_i :

$$\frac{\nu_i}{\nu_e} u_i(P_0) = 2 \int_\Gamma \left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_e} G \frac{\partial u_i}{\partial n} - \frac{\nu_i}{\nu_e} \frac{\partial G}{\partial n} u_i \right) d\Gamma - \qquad (10)$$

$$- \frac{f}{\nu_e} + 2 \int_\Gamma \left(\frac{q}{\varepsilon_e} G - \frac{f}{\nu_e} \frac{\partial G}{\partial n} \right) d\Gamma .$$

Пусть на контуре Γ фиксировано n_Γ узлов интерполяции. Расписывая квадратуры в правой части (10) по этим узлам получаем:

$$\hat{Q} \vec{u}_\Gamma + \hat{R} \vec{\partial u}_\Gamma = \vec{W} . \qquad (11)$$

Здесь $\vec{u}_\Gamma$, $\vec{\partial u}_\Gamma$ – векторы размерности n_Γ , компонентами которых являются соответственно значения функций u_i и $\frac{\partial u_i}{\partial n}$ в квадратурных узлах: $\vec{W}$ – вектор правой части; $\hat{Q}, \hat{R}$ – матрицы квадратурных коэффициентов размерности $n_\Gamma \times n_\Gamma$.

Система линейных уравнений (11) может быть использована для доопределения линейной системы, возникающей при редукции уравнения (1) к конечноразностной схеме.

Пусть область S_i покрыта прямоугольной сеткой с шагами h_x и h_z соответственно по горизонтали и вертикали. Узлы сетки, принадлежащие контуру Γ, условимся называть граничными, остальные – внутренними. Во всех внутренних узлах сетки можно записать разностный аналог уравнения (1). Применим схему переменных

направлений Писмена–Рэкфорда. Значения функции u_i на предыдущем – t_n ,последующем – t_{n+1} и полуцелом $t_{n+1/2}$ шагах будем обозначать соответственно через $\check{u}$, $\hat{u}$, $\bar{u}$; величину временного шага – через τ . Как известно, в схеме Писмена–Рэкфорда величина $\bar{u}$ с погрешностью $O(\tau^2)$ совпадает со значениями функции u_i в момент времени $t_{n+1/2} = 0.5 (t_n + t_{n+1})$. Поэтому можно считать, что соотношению (II) в равной мере удовлетворяют как величины $\hat{u}$, $\check{u}$, так и функция $\bar{u}$.

Рассмотрим какой–либо этап прогонки (например, по горизонтали на полуцелом шаге). Модифицируя обычную прогонку, можно значения функции $\bar{u}$ во всех внутренних узлах выразить через значения этой функции в граничных узлах, принадлежащих горизонтальным линиям прогонки (рис. I, звездочки). Рассмотрим совокупность узлов x_j , расположенных на любой горизонтальной линии. Пусть эти узлы пронумерованы от 0 до N (X_0 и X_N – граничные узлы). Узлам $X_I, \ldots, X_{N-I}$ соответствуют уравнения:

$$A_j \bar{u}_{j-1} - C_j \bar{u}_j + B_j \bar{u}_{j+1} = -F_j , \qquad (I2)$$

$$j = 1, \ldots N-1 .$$

Положим

$$\bar{u}_{j-1} = \alpha_j \bar{u}_j + \beta_j + \gamma_j \bar{u}_0 . \qquad (I3)$$

Подставляя (I3) в (I2), получаем формулы модифицированной прямой прогонки при неизвестных значениях функции $\bar{u}$ на границе Г:

$$\alpha_{j+1} = \frac{B_j}{C_j - \alpha_j A_j} , \qquad (I4)$$

$$\beta_{j+1} = \frac{B_j A_j + F_j}{C_j - \alpha_j A_j} , \qquad (I5)$$

$$\gamma_{j+1} = \frac{\gamma_j A_j}{C_j - \alpha_j A_j} , \qquad (I6)$$

$$\alpha_1 = 0 ; \ \beta_1 = 0 ; \ \gamma_1 = 1 . \qquad (I7)$$

Обратная прогонка позволяет в любом внутреннем узле получить соотношения:

$$\bar{u}_j = \varkappa_j \bar{u}_0 + \chi_j \bar{u}_N + \lambda_j . \qquad (I8)$$

Подставляя (I8) в (I3), получаем формулы модифицированной обратной прогонки:

$$\mathscr{R}_{j-1} = \alpha_j \mathscr{R}_j + \gamma_j , \tag{19}$$

$$\chi_{j-1} = \alpha_j \chi_j , \tag{20}$$

$$\lambda_{j-1} = \alpha_j \lambda_j + \beta_j , \tag{21}$$

$$\mathscr{R}_N = 0 , \quad \chi_N = 1 ; \quad \lambda_N = 0 . \tag{22}$$

Выполняя прогонку по всем горизонтальным линиям и используя (8), можно нормальные производные $\frac{\partial \bar{u}}{\partial n}$ выразить через значения функции $\bar{u}$ в краевых узлах, т.е. выразить вектор $\partial\vec{u}_\Gamma$ (см.II) через $\bar{u}_\Gamma$:

$$\partial\vec{u}_\Gamma = \hat{\partial s}\,\vec{u}_\Gamma + \partial\vec{w} . \tag{23}$$

Подставляя (23) в (II), получаем:

$$(\hat{Q} + \hat{R}\hat{\partial s})\,\vec{u}_\Gamma = \vec{w} - \hat{R}\partial\vec{w} . \tag{24}$$

Из уравнения (24) определяются значения функции $\bar{u}$ в граничных узлах, после чего по формулам (I8) рассчитываются значения $\bar{u}$ во внутренних узлах. Далее можно приступать к прогонке в вертикальном направлении. Нетрудно видеть, что описанный алгоритм легко может быть обобщен на случай большего числа переменных и измерений. Рассмотрим далее детально практически важный случай сопряжения решений, когда проводящий неоднородный слой с плоскопараллельными границами расположен в непроводящем пространстве (основная модель структурной электроразведки). В случае индуктивного возбуждения (петля, бесконечно-длинный кабель) неизвестной величиной u является электрическое поле, функции ν_e , ν_i и др. в граничных условиях (3), (4) имеют следующие значения:

$$\nu_e = \nu_i = \eta_e = \eta_i = 1 , \tag{25}$$

$$f = g = 0 . \tag{26}$$

Нетрудно показать, что в уравнении (9), которое необходимо записать на верхней и нижней границах, $\frac{\partial G}{\partial n} = 0$, поэтому в дискретном аналоге (II) $\hat{Q} = \hat{E}$ (здесь $\hat{E}$ - единичная матрица). Кроме того, в силу (26) $W = 0$.

Обозначая через $\vec{x}$, $\partial\vec{x}$ и $\vec{Y}$, $\partial\vec{Y}$ вектора, компонентами которых являются значения искомой функции и ее нормаль-

ной производной в краевых узлах соответственно на верхней и нижней границах, можно, исходя из (II), записать две системы уравнений:

$$\hat{E}\vec{X} + \hat{R}\vec{\partial X} = 0 \qquad (27)$$

$$\hat{E}\vec{Y} + \hat{R}\vec{\partial Y} = 0 \qquad (28)$$

Очевидно, уравнения (27), (28) необходимо использовать только при прогонке. При замене производных $\vec{\partial X}$, $\vec{\partial Y}$ разностными аналогами, системы (27), (28) оказываются увязанными друг с другом. Обозначим совокупность значений искомой функции на j-й горизонтальной линии сетки $\vec{w}_j$ (нумерация снизу вверх: $j = 0, \ldots, N$; $\vec{\omega}_0 = \vec{Y}$ $\vec{\omega}_N = \vec{X}$). С погрешностью $O(h_z^2)$ можно записать соотношения:

$$\vec{\partial X} = \frac{1}{h_z}(-1.5\vec{X} + 2\vec{\omega}_{N-1} - 0.5\vec{\omega}_{N-2}) \qquad (29)$$

$$\vec{\partial Y} = \frac{1}{h_z}(-1.5\vec{Y} + 2\vec{\omega}_1 - 0.5\vec{\omega}_2) \qquad (30)$$

Введем в рассмотрение диагональные матрицы $\hat{\varkappa}_j$ и $\hat{\chi}_j$, элементы которых образованы из величин $\varkappa_{j,\ell}$ и $\chi_{j,\ell}$, относящихся к узлам j-й строки:

$$(\hat{\varkappa}_j)_{\ell m} = (\hat{\chi}_j)_{\ell m} = 0, \quad \ell \neq m;$$

$$(\hat{\varkappa}_j)_{\ell\ell} = \varkappa_{j,\ell}, \quad (\hat{\chi}_j)_{\ell\ell} = \chi_{j\ell}.$$

Здесь величины $\varkappa_j$, χ_j из (I8) снабжены индексом ℓ, указывающим на номер столбца, к которому они относятся. Из значений $\lambda_{j,\ell}$, принадлежащих j-й строке (см. I8), образуем вектор $\vec{\lambda}_j$:

$$(\vec{\lambda}_j)_\ell = \lambda_{j,\ell}.$$

Соотношение (I8) сразу для всех узлов j-й строки можно с учетом принятых обозначений записать в виде:

$$\vec{\omega}_j = \hat{\varkappa}_j\vec{Y} + \hat{\chi}_j\vec{X} + \vec{\lambda}_j. \qquad (31)$$

Из (29)-(3I) следует:

$$\vec{\partial X} = \hat{\xi}^+\vec{X} + \hat{\eta}^+\vec{Y} + \vec{\rho}^+, \qquad (32)$$

$$\vec{\partial Y} = \hat{\xi}^-\vec{X} + \eta^-\vec{Y} + \vec{\rho}^-. \qquad (33)$$

Здесь

$$\hat{\xi}^+ = \frac{1}{h_z}(-1,5\hat{E} + 2\hat{\chi}_{N-1} - 0,5\hat{\chi}_{N-2}), \qquad (34)$$

$$\hat{\eta}^{+} = \frac{1}{h_z}(2\hat{\varkappa}_{N-1} - 0{,}5\hat{\varkappa}_{N-2}) , \tag{35}$$

$$\vec{\rho}^{+} = \frac{1}{h_z}(2\vec{\lambda}_{N-1} - 0{,}5\vec{\lambda}_{N-2}) , \tag{36}$$

$$\hat{\xi}^{-} = \frac{1}{h_z}(2\hat{\chi}_1 - 0.5\hat{\chi}_2) , \tag{37}$$

$$\hat{\eta}^{-} = \frac{1}{h_z}(-1.5\hat{E} + 2\hat{\varkappa}_1 - 0{,}5\hat{\varkappa}_2) , \tag{38}$$

$$\vec{\rho}^{-} = \frac{1}{h_z}(2\vec{\lambda}_1 - 0.5\vec{\lambda}_2) . \tag{39}$$

Подставляя (32)-(33) в (27)-(28), получаем:

$$(\hat{E} + \hat{R}\hat{\xi}^{+})\vec{X} + (\hat{R}\hat{\eta}^{+})\vec{Y} + \hat{R}\vec{\rho}^{+} = 0 , \tag{40}$$

$$(\hat{R}\hat{\xi}^{-})\vec{X} + (\hat{E} + \hat{R}\hat{\eta}^{-})\vec{Y} + \hat{R}\hat{\rho}^{-} = 0 . \tag{41}$$

Из (41)

$$\vec{Y} = -(\hat{E} + \hat{R}\hat{\eta}^{-})^{-1}[\hat{R}\hat{\rho}^{-} + (\hat{R}\hat{\xi}^{-})\vec{X}] . \tag{42}$$

После подстановки (42) в (40) получается следующая система уравнений:

$$[(\hat{E} + \hat{R}\hat{\xi}^{+}) - (\hat{R}\hat{\eta}^{+})(\hat{E} + \hat{R}\hat{\eta}^{-})^{-1}(\hat{R}\hat{\xi}^{-})]\vec{X} =$$
$$= (\hat{R}\hat{\eta}^{+})(\hat{E} + \hat{R}\hat{\eta}^{-})^{-1}(\hat{R}\vec{\rho}^{-}) - \hat{R}\vec{\rho}^{+} . \tag{43}$$

Отметим важное свойство уравнений (42)-(43). Как нетрудно проследить, матрицы $\hat{\xi}^{+}$, $\hat{\eta}^{+}$, $\hat{\xi}^{-}$, $\hat{\eta}^{-}$ не зависят от правой части уравнений (I2), т.е. не зависят от времени. Они определяются только параметрами сетки (пространственными шагами h_x, h_z и временным шагом τ), структурой пласта, а также видом принятой схемы разностной аппроксимации уравнения (I). Поэтому необходимые для решения системы (42)-(43) матрицы можно насчитать один раз и хранить во внешней памяти ЭВМ. Если расчет производится с переменным шагом τ по времени, то при смене шага все матрицы (за исключением $\hat{R}$) необходимо пересчитать. Правые

части $\vec{\rho}^{+}$, $\vec{\rho}^{-}$, как следует из (36), (39), (I4)-(I5), (2I) - (22), определяются с помощью обычной (не модифицированной!) прогонки. Окончательно решение системы (27)-(28) можно представить в следующем виде:

$$\vec{X} = \hat{K}^{+}\vec{\rho}^{+} + \hat{K}^{-}\vec{\rho}^{-}, \tag{44}$$

$$\vec{Y} = \hat{L}\vec{\rho}^{-} + \hat{M}\vec{X}. \tag{45}$$

Здесь

$$\hat{K}^{+} = -\hat{D}\hat{R}, \tag{46}$$

$$\hat{K}^{-} = \hat{D}(\hat{R}\eta^{+})(\hat{E} + \hat{R}\eta^{-})^{-1}\hat{R}, \tag{47}$$

$$\hat{D} = [(\hat{E} + \hat{R}\xi^{+}) - (\hat{R}\eta^{+})(\hat{E} + \hat{R}\eta^{-})^{-1}(\hat{R}\xi^{-})]^{-1}, \tag{48}$$

$$\hat{L} = -(\hat{E} + \hat{R}\eta^{-})^{-1}\hat{R}^{-}, \tag{49}$$

$$\hat{M} = -(\hat{E} + \hat{R}\eta^{-})^{-1}(\hat{R}\xi^{-}). \tag{50}$$

Соотношения (44)-(50) решают задачу сопряжения решений эллиптических и параболических уравнений для неоднородных тел пластовой формы.

ЛИТЕРАТУРА

I. ТАБАРОВСКИЙ Л.А., ГОЛЬДМАН М.М. Применение разностных методов для решения нестационарных задач электроразведки и некоторые вопросы глубинных зондирований становлением поля. Новосибирск, I978, 36 с. (Препринт ИГиГ СО АН СССР).

2. ТАБАРОВСКИЙ Л.А., КРИВОПУЦКИЙ В.С. Решение задач становления электромагнитного поля в осесимметрических моделях методом сеток.- "Геология и геофизика", I978, № 7, с. 68-78.

Л.А.Табаровский, К.С.Белоглазов

ПРИМЕНЕНИЕ СПЛАЙН-ИНТЕРПОЛЯЦИИ ПРИ ПОСТРОЕНИИ РАЗНОСТНЫХ СХЕМ

В методах дробных шагов для параболических уравнений при аппроксимации пространственных дифференциальных операторов второго порядка используют, как правило, трехточечные шаблоны. Это приводит к разностным аналогам, соответствующим дифференцированию лагранжевых интерполяционных полиномов, построенных на шаблоне. Конечно, разностные алгоритмы в таких случаях дают согласованные значения интерполяционных полиномов в узлах, а в промежутках между узлами значения искомых функций определены неоднозначно: они зависят от того, по какому из двух трехточечных шаблонов, включающих интервал, производится вычисление этих значений. Подобное обстоятельство можно преодолеть применением сплайн-интерполяции искомой функции с непрерывными первой и второй производными.

Рассмотрим вначале спооо6 построения сплайн-функции, принимающей заданные значения в узлах и имеющей в этих узлах непрерывную первую и вторую производные. При этом будем исходить из алгоритма, описанного в [I], и приведем его к форме, удобной для использования в разностных схемах. Пусть на оси X имеется $N+1$ узлов: $X_0, X_1, \ldots, X_{N-1}, X_N$, в которых заданы значения функции: $f_0, f_1, \ldots, f_{N-1}, f_N$. Кроме того, в узлах X_0, X_N заданы значения первых производных f'_0 и f'_N. Пронумеруем интервалы между узлами: будем считать, что i-й интервал соответствует значениям $X_{i-1} \le X \le X_i$. На i-м интервале в качестве значений функции $f(X)$ примем значения полинома третьей степени

$$f(X) = Q_3^{(i)} x^3 + Q_2^{(i)} x^2 + Q_1^{(i)} x + Q_0^{(i)}. \qquad (I)$$

Записывая условия согласования в узлах, можно получить систему линейных уравнений:

(2)

$$\begin{pmatrix} \hat{C}_1 & \hat{B}_1 & \hat{0} & \hat{0} & & & \\ \hat{A}_2 & \hat{C}_2 & \hat{B}_2 & \hat{0} & & & \\ \hat{0} & \hat{A}_3 & \hat{C}_3 & \hat{B}_3 & & & \\ \hline & & \hat{A}_{N-2} & \hat{C}_{N-2} & \hat{B}_{N-2} & \hat{0} & \\ & & \hat{0} & \hat{A}_{N-1} & \hat{C}_{N-1} & \hat{B}_{N-1} & \\ & & \hat{0} & \hat{0} & \hat{A}_N & \hat{C}_N & \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{Q}_1 \\ \vec{Q}_2 \\ \vec{Q}_3 \\ \hline \vec{Q}_{N-2} \\ \vec{Q}_{N-1} \\ \vec{Q}_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{F}_1 \\ \vec{F}_2 \\ \vec{F}_3 \\ \hline \vec{F}_{N-2} \\ \vec{F}_{N-1} \\ \vec{F}_N \end{pmatrix} \qquad (2)$$

Здесь матрицы $\hat{A}_i$, $\hat{B}_i$, $\hat{C}_i$ определяются соотношением:

$$\hat{A}_i = \begin{pmatrix} 6x_{i-1} & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad i = 2, \ldots, N \quad ; \qquad (3)$$

$$\hat{B}_i = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -3x_i^2 & -2x_i & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad i = 1, \ldots, N-1 \quad ; \qquad (4)$$

$$\hat{C}_i = \begin{pmatrix} -6x_{i-1} & -2 & 0 & 0 \\ x_{i-1}^3 & x_{i-1}^2 & x_{i-1} & 1 \\ x_i^3 & x_i^2 & x_i & 1 \\ 3x_i^2 & 2x_i & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad i = 2, \ldots, N \quad . \qquad (5)$$

В матрице $\hat{C}_1$, по сравнению с (5), изменена первая строка, имеющая вид:

$$(3x_0^2 \; , \; 2x_0 \; , \; 1 \; , \; 0) \; . \qquad (6)$$

Векторы $\vec{Q}_i$, $\vec{F}_i$ имеют вид:

$$\vec{Q}_i = \begin{pmatrix} Q_3^{(i)} \\ Q_2^{(i)} \\ Q_1^{(i)} \\ Q_0^{(i)} \end{pmatrix}, \; i = 1, \ldots, N \quad . \qquad (7)$$

$$\vec{F}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{i-1} \\ f_i \\ 0 \end{pmatrix}, \; i = 2, \ldots, N-1 \quad . \qquad (8)$$

$$\vec{F}_1 = \begin{pmatrix} f_0' \\ f_0 \\ f_1 \\ 0 \end{pmatrix}; \qquad \vec{F}_N = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{N-1} \\ f_N \\ f_N' \end{pmatrix}; \tag{9}$$

Элементарные строки системы (2) реализуют следующие уравнения:

I-й матричный блок	Первая строка	– Заданное значение первой производной в точке X_0;
	Вторая строка	– Заданное значение функции в точке X_0;
	Третья строка	– Заданное значение функции в точке X_I;
	Четвертая строка	– Непрерывность первой производной в точке X_I;
i -й матричный блок	(4i -3)-я строка	– Непрерывность второй производной в точке X_{i-1} ;
	(4i -2)-я строка	– Заданное значение функции в точке X_{i-1} ;
	(4i -I)-я строка	– Заданное значение функции в точке X_i ;
	4i -я строка	– Непрерывность первой производной в точке X_i .
N -й матричный блок	(4N-3)-я строка	– Непрерывность второй производной в точке X_{N-I};
	(4N -2)-я строка	– Заданное значение функции в точке X_{N-I};
	(4N -I)-я строка	– Заданное значение функции в точке X_N ;
	4N -я строка	– Заданное значение первой производной в точке X_N .

Матрица системы (2) имеет клеточно-ленточный вид, и поэтому система (2) может быть решена методом прогонки. Матричная строка с номером i системы (2) имеет вид:

$$\hat{A}_i \vec{Q}_{i-1} + \hat{C}_i \vec{Q}_i + \hat{B}_i \vec{Q}_{i+1} = \vec{F}_i \,. \qquad (10)$$

Положим

$$\vec{Q}_{i-1} = \hat{\alpha}_i \vec{Q}_i + \vec{\beta}_i \,. \qquad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получаем:

$$(\hat{A}_i \hat{\alpha}_i + \hat{C}_i)\vec{Q}_i + \hat{B}_i \vec{Q}_{i+1} = \vec{F}_i - \hat{A}_i \vec{\beta}_i \,. \qquad (12)$$

Отсюда:

$$\vec{Q}_i = \hat{\alpha}_{i+1} \vec{Q}_{i+1} + \vec{\beta}_{i+1} \,, \qquad (13)$$

где

$$\hat{\alpha}_{i+1} = -(\hat{A}_i \hat{\alpha}_i + \hat{C}_i)^{-1} \hat{B}_i \,, \qquad (14)$$

$$\vec{\beta}_{i+1} = (\hat{A}_i \hat{\alpha}_i + \hat{C}_i)^{-1} (\vec{F}_i - \hat{A}_i \vec{\beta}_i) \,. \qquad (15)$$

Полагая

$$\hat{\alpha}_1 = 0 \,, \quad \vec{\beta}_1 = 0 \,, \qquad (16)$$

по формулам (14)–(15) можно рассчитать матрицы и векторы

$$\hat{\alpha}_i \,, \ \vec{\beta}_i \quad (i = 2, \ldots N) \,.$$

Нетрудно видеть, что вектор $\vec{\beta}_{N+1}$, определенный по формуле (15), равен вектору $\vec{Q}_N$. Зная $\vec{Q}_N$ и коэффициенты $\hat{\alpha}_i, \vec{\beta}_i$, можно по формулам обратной прогонки (13) определить величины $\vec{Q}_i$ ($i = N-1, \ldots, 1$). Отметим, что рассмотренная сплайн-интерполяция требует задания в граничных точках X_0 и X_N не только значений функций, но и производных. Чтобы применить этот способ интерполяции в разностных схемах расчета первой краевой задачи, необходимо его модифицировать так, чтобы исключить необходимость задания производных f_0' и f_N'. Это можно сделать, интерполируя функцию $f(x)$ в приграничных интервалах $X_0 \le X \le X_1$ и $X_{N-1} \le X \le X_N$ полиномами второй степени:

$$f(x) = Q_2^{(1)} x^2 + Q_1^{(1)} x + Q_0^{(1)} \,, \qquad x \in [X_0, X_1] \,; \qquad (17)$$

$$f(x) = Q_2^{(N)} x^2 + Q_1^{(N)} x + Q_0^{(N)} \,, \qquad x \in [X_{N-1}, X_N] \,. \qquad (18)$$

Форма записи системы (2) при этом сохраняется, меняются только выражения для некоторых матриц и векторов:

$$\hat{C}_1 = \begin{pmatrix} X_0^2 & X_0 & 1 \\ X_1^2 & X_1 & 1 \\ 2X_1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \,; \qquad (19)$$

$$\hat{C}_N = \begin{pmatrix} -2 & 0 & 0 \\ x_{N-1}^2 & x_{N-1} & 1 \\ x_N^2 & x_N & 1 \end{pmatrix} ; \qquad (20)$$

$$\hat{B}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -3x_1^2, & -2x_1, & -1, & 0 \end{pmatrix} ; \qquad (21)$$

$$\hat{A}_2 = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} ; \qquad (22)$$

$$\hat{B}_{N-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ -2x_1 & -1 & 0 \end{pmatrix} ; \qquad (23)$$

$$\hat{A}_N = \begin{pmatrix} 6x_{N-1} & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} ; \qquad (24)$$

$$\vec{Q}_1 = \begin{pmatrix} Q_2^{(1)} \\ Q_1^{(1)} \\ Q_0^{(1)} \end{pmatrix}, \quad \vec{Q}_N = \begin{pmatrix} Q_2^{(N)} \\ Q_1^{(N)} \\ Q_0^{(N)} \end{pmatrix} ; \qquad (25)$$

$$\vec{F}_1 = \begin{pmatrix} f_0 \\ f_1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \vec{F}_N = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{N-1} \\ f_N \end{pmatrix} . \qquad (26)$$

Нетрудно видеть, что несмотря на изменившуюся размерность векторов $\vec{F}_1$, $\vec{F}_N$, $\vec{Q}_1$, $\vec{Q}_N$ и матриц $\hat{C}_1$, $\hat{C}_N$, $\hat{B}_1$, $\hat{A}_2$, $\hat{B}_{N-1}$, $\hat{A}_N$ формулы прогонки (I3)-(I6) остаются в силе.

Ряд задач о поведении нестационарных электромагнитных полей в проводящих средах сводится к решению краевых задач для уравнения теплопроводности. Рассмотрим скалярную двухмерную за-

дачу. Пусть в прямоугольной области G функция u подчиняется уравнению:

$$\mu\sigma \frac{\partial u}{\partial t} = L_x u + L_y u . \qquad (27)$$

Здесь μ , σ – соответственно магнитная проницаемость и проводимость среды, $L_x = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, $L_y = \frac{\partial^2}{\partial y^2}$. На границе области Γ заданы значения функции u :

$$u(\Gamma, t) = u_\Gamma , \quad t \geq 0 . \qquad (28)$$

В начальный момент выполняется условие:

$$u(G, 0) = u_0 . \qquad (29)$$

Применим для решения уравнения (27) схему Писмена–Рэкфорда. Пусть сетка, покрывающая область G , содержит $N_x + 1$ узлов по оси X ($X_0, \ldots, X_{N_x}$) и $N_y + 1$ узлов по оси У ($У_0, \ldots, У_{N_y}$). Пусть полуцелые шаги соответствуют прогонке по У, целые – прогонке по X. Рассмотрим задачу построения функции u на каком-либо шаге (для определенности – на целом) с применением сплайн-интерполяции. На n -м шаге во внутренних узлах сетки можно записать следующую систему уравнений:

$$\frac{u^n_{i,k} - u^{n-0.5}_{i,k}}{\tau} = \Lambda_x u^{n}_{i,k} + \Lambda_y u^{n-0.5}_{i,k} ; \qquad (30)$$

$$i = 1, \ldots N_x - 1 ;$$
$$k = 1, \ldots N_y - 1 ;$$
$$\tau = 0.5(t_n - t_{n-1})/\mu\sigma .$$

Λ_x , Λ_y – разностные операторы, аппроксимирующие L_x и L_y соответственно.

Функция $u^{n-0.5}_{i,k}$ известна. Рассмотрим совокупность уравнений, соответствующих фиксированному индексу k , который в дальнейшем для сокращения записи условимся опускать. Из (30) получаем:

$$u^n_i = \tau \Lambda_x u^n_i + r^{(n)}_i ; \qquad (31)$$

$$r^{(n)}_i = \tau \Lambda_y u^{n-0.5}_i + u^{n-0.5}_i . \qquad (32)$$

Предположим, что рассмотренным ранее способом построен сплайн по значениям u^n_0 , u^n_1 ,..., u^n_{N-1} , u^n_N (среди них u^n_0 и u^n_N – заданы). Используя (I), (I7), (I8), нетрудно получить:

$$\Lambda_x u^n_1 = 2Q^{(1)}_2 = 6Q^{(2)}_3 x_1 + 2Q^{(2)}_2 ; \qquad (33)$$

$$\Lambda_x u^n_i = 6x_i Q^{(i)}_3 + 2Q^{(i)}_2 = 6x_i Q^{(i+1)}_3 + 2Q^{(i+1)}_2 . \qquad (34)$$

$$i = 2, \ldots, N-2 \quad ;$$

$$\Lambda_x u^n_{N-1} = 6\tau x_{N-1} Q_3^{(N-1)} + 2Q_2^{(N-1)} = 2Q_2^{(N)} \,. \tag{35}$$

Из (33)-(35) и (31) следует:

$$u_1^n = 2\tau Q_2^{(1)} + r_1^{(n)} = 6\tau Q_3^{(2)} x_1 + 2\tau Q_2^{(2)} + r_1^{(n)} \quad , \tag{36}$$

$$u_i^n = 6\tau Q_3^{(i)} x_i + 2\tau Q_2^{(i)} + r_i^{(n)} = 6\tau Q_3^{(i)} x_i + 2\tau Q_2^{(i)} + r_i^{(n)} \,, \tag{37}$$

$$u_{N-1}^n = 6\tau Q_3^{(N-1)} x_i + 2\tau Q_2^{(N-1)} + r_{N-1}^{(n)} = 2\tau Q_2^{(N)} + r_{N-1}^{(n)} \,. \tag{38}$$

Подставляя (31)-(38) в правую часть системы (2) (где $f_i = u_i^{(n)}$) и производя перегруппировку членов, вновь получаем систему, имеющую вид (2) со следующими обозначениями:

$$\hat{C}_1 = \begin{pmatrix} x_0^2 & x_0 & 1 \\ x_1^2 - 2\tau & x_1 & 1 \\ 2x_1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad ;$$

$$\hat{C}_N = \begin{pmatrix} -2 & 0 & 0 \\ (x_{N-1} - 2\tau) & x_{N-1} & 1 \\ x_N^2 & x_N & 1 \end{pmatrix} \quad ;$$

$$\hat{C}_i = \begin{pmatrix} -6x_{i-1} & -2 & 0 & 0 \\ x_{i-1}^3 - 6\tau x_{i-1} & x_{i-1}^2 - 2\tau & x_{i-1} & 1 \\ x_i^3 - 6\tau x_i & x_i^2 - 2\tau & x_i & 1 \\ 3x_i^2 & 2x_i & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad ;$$

$$F_1 = \begin{pmatrix} f_0 \\ r_1^{(n)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad F_i = \begin{pmatrix} 0 \\ r_{i-1}^{(n)} \\ r_i^{(n)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad F_N = \begin{pmatrix} 0 \\ r_{N-1}^{(n)} \\ f_N \end{pmatrix} \quad ;$$

Остальные обозначения сохраняют прежний смысл. Выполняя прогонку по формулам (13)-(16), получаем значения функции u_i^n. Выполнив прогонку по всем линиям ($k = 1, \ldots N_y - 1$) переходим к следующему временному шагу. Информация, которую необходимо

при практических вычислениях запомнить в памяти ЭВМ – это значения всех коэффициентов $Q_i^{(j)}$ на всех линиях прогонки.

ЛИТЕРАТУРА

I. МИХАЛЕВИЧ Ю.И., ОМЕЛЬЧЕНКО О.К. Процедуры кусочно-полиномиальной интерполяции функции одной и двух переменных. Новосибирск, 1970, 24 с.

В.П.Соколов, Л.А.Табаровский, Б.И.Рабинович

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЛЯ ИМПУЛЬСОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

В методах нестационарного поля при расчете электромагнитных полей, как правило, предполагается, что форма импульса питающего тока описывается функцией Хевисайда $\chi(t)$, в то время как в реальных генераторных устройствах токовые импульсы имеют более сложный вид. В настоящей работе описан способ пересчета нестационарных полей, регистрируемых при произвольном изменении момента источника, в сигналы, соответствующие ступенчатому изменению момента.

В общем виде задача формулируется следующим образом. Пусть $h^+(t)$ и $h^-(t)$ – функции, описывающие переходный процесс, когда импульс тока в генераторе имеет соответственно вид $\chi(t)$ (включение) или $1-\chi(t)$ (выключение), а $f(t)$ – реакция среды на импульс тока, форма которого задана функцией $g(t)$. Необходимо построить алгоритм, преобразующий $f(t)$ в $h^+(t)$ или $h^-(t)$.

Исходным соотношением является известное интегральное преобразование свертки:

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} G_\omega f_\omega e^{-i\omega t}\, d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau)\, G(\tau)\, d\tau . \qquad (1)$$

Здесь G_ω и f_ω – спектры функций $G(t)$ и $f(t)$:

$$G_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} G(t) e^{i\omega t} dt . \qquad (2)$$

Аналогично определяется f_ω .

В силу линейности уравнений Максвелла, для того, чтобы преобразовать $f(t)$ в $h^+(t)$, достаточно в (I) положить:

$$G_\omega^+ = -\frac{1}{i\omega g_\omega} . \qquad (3)$$

где $-\frac{1}{i\omega}$ – спектр функции Хевисайда. В результате получается соотношение:

$$h^+(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau) G^+(\tau) d\tau , \qquad (4)$$

$$G^+(t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{i\omega g_\omega} d\omega . \qquad (5)$$

Таким образом, задача преобразования измеряемого сигнала $f(t)$ к отклику на функцию Хевисайда сводится к построению временной характеристики (5) обратного фильтра, имеющего спектр вида (3). Аналогично, при переходе от процесса $f(t)$ к процессу $h^-(t)$ имеют место соотношения:

$$G_\omega^- = \frac{1}{i\omega g_\omega} ; \qquad (6)$$

$$h^-(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau) G^-(\tau) d\tau ; \qquad (7)$$

$$G^-(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{i\omega g_\omega} d\omega . \qquad (8)$$

Построим обратные фильтры для некоторых характерных видов импульсов тока.

I. Импульс тока прямоугольной формы (рис. Ia)

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & 0 \le t \le T \\ 0 & T < t \end{cases} \qquad (9)$$

Фурье-образ сигнала (9) имеет вид:

$$g_\omega = \frac{e^{i\omega T} - 1}{i\omega}$$

Переходная характеристика обратного фильтра для этого случая:

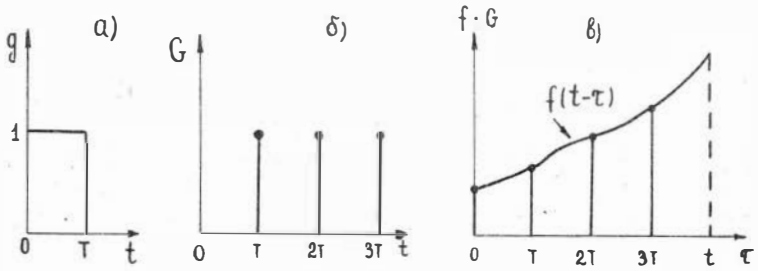


Рис. 1

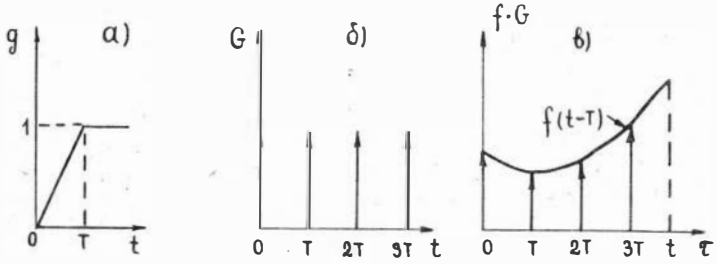


Рис 2

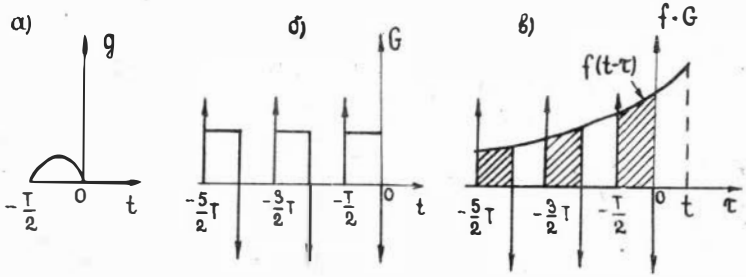


Рис 3

$$G^{+}(t) = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\omega t}}{e^{i\omega T}-1}\,d\omega = \frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}e^{-i\omega(t-nT)}\,d\omega = \sum_{n=0}^{\infty}\delta(t-nT). \quad (10)$$

На рис. 1б изображен график $G^{+}(t)$ (вертикальные отрезки означают δ -функции). Подставляя (10) в (4), получаем:

$$h^{+}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau)G^{+}(\tau)\,d\tau = \int_{-\infty}^{\infty}\Big[\sum_{n=0}^{\infty}\delta(\tau-nT)\Big]f(t-\tau)\,d\tau = \sum_{n=0}^{N} f(t-nT), \quad (11)$$

$$N = entier(t/T).$$

(Подинтегральная функция в свертке (11) графически изображена на рис. 1в). Следовательно, для преобразования сигнала $f(t)$ от импульса вида (9) к реакции на функцию Хевисайда необходимо вычислить сумму отсчетов функции $f(t)$ в моменты времени t, $t-T$, $t-2T$, ..., пока разность $t-nT$ положительна. Выражение (11) позволяет определять $h^{+}(t)$ по значениям процесса $f(t')$ в предшествующие моменту t времена t'. Можно рассчитать $h^{+}(t)$ также по значениям $f(t')$ в будущие по отношению к моменту t времена t'. Пусть в некоторый момент $t_x = t + \kappa T$ (κ - целое число) известно значение $h^{+}(t_x)$. Из (11) получаем:

$$h^{+}(t_x) = \sum_{n=0}^{\kappa-1} f(t_x-nT) + \sum_{n=\kappa}^{N_x} f(t_x-nT), \quad (12)$$

$$N_x = entier(t_x/T).$$

Преобразуем сумму в правой части (12):

$$\sum_{n=0}^{\kappa-1} f(t_x-nT) = \sum_{n=0}^{\kappa-1} f[t+(\kappa-n)T] = \sum_{n=1}^{\kappa} f(t+nT),$$

$$\sum_{n=\kappa}^{N_x} f(t_x-nT) = \sum_{n=0}^{N} f(t-nT) = h^{+}(t).$$

Полагая $\kappa \to \infty$ и подставляя полученные соотношения в (12), получаем формулу пересчета $f(t)$ в $h^{+}(t)$ через будущие времена:

$$h^{+}(t) = h^{+}(\infty) - \sum_{n=1}^{\infty} f(t+nT). \quad (13)$$

Алгоритмы (II) и (I3) означают исключение влияния заднего фронта, сигнал от которого в практических ситуациях, как правило, доминирует в суммарном поле. Длина реализации всегда ограничена точностью измерительной аппаратуры. Переход по формулам (II) к процессу, начало которого сдвинуто на величину интервала T в область более ранних времен, на первый взгляд, означает удлинение реализации. Теоретически это возможно, однако из-за ограниченной точности измерений на практике не реализуется, поскольку при математической обработке (II) сигнала происходит большая потеря точности. Рассмотрим в качестве примера нестационарное электрическое поле магнитного диполя в однородной среде. Нормированные значения этого поля на экваторе диполя при прямоугольной форме импульса имеют вид:

$$f(t') = e_\varphi(t') - e_\varphi(t'-1) \ ;$$

$$e_\varphi(t') = -(V^5 e^{-V})^{1/2} \ ;$$

$$V = \frac{u_T^2}{t'} \ , \quad t' = \frac{t}{T} \ , \quad u_T^2 = \frac{\mu\gamma R^2}{2T} \ .$$

Здесь μ , γ – магнитная проницаемость и проводимость среды, R – расстояние между диполем и точкой измерения.

В табл. I приведены для случая $u_T^2 = 0{,}5$ значения процессов $f(t')$ и $h^+(t')$. Как видно из таблицы, величина h^+ , например, при $t' = 2$ значительно меньше $f(2)$. При пересчете $f \to h^+$:

$$h^+(2) = f(2) + f(1) = 0.110 - 0.138 = -0.028 ,$$

теряется более 75% сигнала, и поэтому относительная погрешность результата h^+ становится очень большой. Отметим, что при $t' \gg 1$ сигнал f практически является производной сигнала h^+

Таблица I

t'	f	h^+
0,5	-0,607	-0,607
I,0	-0,I38	-0,I38
I,5	0,552	$-0{,}543_{10-1}$
2,0	0,II0	$-0{,}276_{10-1}$
3,0	$0{,}17I_{10-1}$	$-0{,}I04_{10-1}$
4,0	$0{,}524_{10-2}$	$-0{,}5I9_{10-2}$
5,0	$0{,}2I8_{10-2}$	$-0{,}50I_{10-2}$
I0	$0{,}374_{10-4}$	$-0{,}200_{10-3}$
20	$0{,}I33_{10-4}$	$-0{,}226_{10-4}$

(т.е. реакцией на δ -импульс) и соотношение (I3) (поскольку в рассматриваемом случае $h^+(\infty) = 0$) можно понимать как интегрирование, переводящее реакцию на δ -импульс в реакцию на функцию Хевисайда.

II. Линейное включение тока (рис. 2а)

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \frac{t}{T} & 0 \le t \le T \\ 1 & T < t \end{cases} \qquad (I4)$$

Нетрудно показать, что в этом случае

$$g_\omega = (e^{i\omega T} - 1)/\omega^2 T.$$

Тогда

$$G^+(t) = \frac{T}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\omega e^{-i\omega t}}{e^{i\omega T} - 1}\, d\omega = \frac{T}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(t-nT)}\, d\omega = T\sum_{n=0}^{\infty}\delta'(t-nT). \qquad (I5)$$

График $G^+(t)$ показан на рис. 2б (вертикальные стрелки означают производные от δ -функций). Из (I5) и (4) получаем:

$$h^+(t) = \sum_{n=0}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau)\,\delta'(\tau - nT)\, d\tau = T\sum_{n=0}^{N} f'(t-nT)\,, \qquad (I6)$$

$$N = \mathrm{entier}(t/T).$$

Таким образом, искомое преобразование сигнала $f(t)$ в $h^+(t)$ сводится к суммированию значений производной функции f в моменты времени $t - nT > 0$ ($n = 0, 1, 2, \ldots$).

На рис. 2в приведено графическое изображение подынтегральной функции в свертке (I6). Отметим, что при $T \to 0$ форма импульса (I4) описывается функцией Хевисайда. При этом правая часть соотношения (I6) преобразуется к виду:

$$\lim_{T\to 0}\left[T\sum_{n=0}^{\infty} f'(t-nT)\right] = \int_0^{\infty} f'(t-\tau)\, d\tau = f(t) - f(-\infty) = f(t), \qquad (I7)$$

т.е. соотношение (I6), как и следовало ожидать, переходит в тождество. По аналогии с (I3) можно в рассматриваемом случае записать формулу пересчета $f(t)$ в $h^+(t)$ через будущие времена:

$$h^{+}(t) = h^{+}(\infty) - T\sum_{n=1}^{\infty} f'(t+nT) \qquad (18)$$

III. Синусоидальный импульс (рис. 3а)

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t < -T/2 \\ -\sin\omega_0 t & -T/2 \le t \le 0 \\ 0 & 0 < t \end{cases} \qquad (\omega_0 = \frac{2\pi}{T}) \qquad (19)$$

Применяя преобразование Фурье, получаем:

$$g_\omega = -\frac{\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2}(1 + e^{-i\omega T/2}) \quad ; \qquad (20)$$

$$G^{-}(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{i\omega g_\omega}\, d\omega = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\omega^2 - \omega_0^2)\, e^{-i\omega t}}{i\omega\omega_0(1 + e^{-i\omega T/2})}\, d\omega \,,$$

(в данном случае производится пересчет в сигнал от ступеньки выключения тока).

Несложные преобразования приводят к следующему результату:

$$G^{-}(t) = -\frac{1}{\omega_0}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n \delta'(t + \frac{nT}{2}) - \omega_0 \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n \chi(t + \frac{nT}{2}). \qquad (21)$$

На рис. 3б изображен график $G^{-}(t)$. В отличие от предыдущих случаев, обратный фильтр имеет регулярную часть, неравную нулю в интервалах:

$$-(n + \tfrac{1}{2})T \le t \le -nT \quad , \; n = 0, 1, 2, \ldots \; .$$

Свертка (4) для рассматриваемого фильтра приводится к виду:

$$h^{-}(t) = \int_{\infty}^{-\infty} f(t-\tau)\, G^{-}(\tau)\, d\tau = \qquad (22)$$

$$= -\frac{1}{\omega_0}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n f'(t + \frac{nT}{2}) + \omega_0 \sum_{n=0}^{\infty} \int_{t+nT}^{t+(n+\frac{1}{2})T} f(\tau)\, d\tau \quad .$$

Графическое изображение свертки показано на рис. 3в (на заштрихованных участках вычисляются интегралы от функции f). Пересчет процесса $f(t)$ в $h^{-}(t)$ осуществляется через будущие времена. Ввиду ограниченности во времени практических реа-

лизаций неотационарных процессов, диапазон значений t, для которых можно из $f(t)$ построить по формуле (22) $h^{-}(t)$, будет укорочен (в области больших t) по сравнению с диапазоном, для которого известны измеренные значения $f(t)$. В качестве примера рассмотрим расчеты по формуле (22), когда $f(t)$ – неотационарное электрическое поле вертикального магнитного диполя в двухслойной среде с изолирующим основанием (табл. 2). Процесс $f(t)$ был задан в интервале времен:

$$1 \leq \sqrt{10\frac{t}{T}} \leq 32 .$$

Период T связан с параметрами среды соотношением:

$$\sqrt{\frac{8\pi^2\rho_1 T}{\mu}}\Big/ h = 10 ,$$

здесь ρ_1, h – удельное сопротивление и мощность слоя, μ – магнитная проницаемость среды. В таблице 2 приведены значения $h(t)$, полученные пересчетом из реализации конечной длины. Для сравнения приводятся точные значения $\tilde{h}(t)$. Как следует из таблицы 2, точность пересчета уменьшается по мере приближения времени пересчета t к концу реализации.

Таблица 2

$\tau=\sqrt{10\frac{t}{T}}$	$h(\tau)$	$\tilde{h}(\tau)$	$\tau=\sqrt{10\frac{t}{T}}$	$h(\tau)$	$\tilde{h}(\tau)$
I,00	88,5	88,4	8,00	$0{,}450_{10-1}$	$0{,}451_{10-1}$
I,4I	55,3	55,3	II,3	$0{,}625_{10-2}$	$0{,}630_{10-2}$
2,00	2I,0	2I,0	I6,0	$0{,}685_{10-3}$	$0{,}699_{10-3}$
2,83	5,6I	5,6I	I9,0	$0{,}208_{10-3}$	$0{,}216_{10-3}$
4,00	I,24	I,24	22,6	$0{,}58I_{10-4}$	$0{,}639_{10-4}$
5,66	0,255	0,254	26,9	$0{,}I30_{10-4}$	$0{,}I82_{10-4}$

Отметим, что наряду с (22), можно построить формулу пересчета рассматриваемого процесса в $h^{-}(t)$ по значениям $f(t)$ в предшествующие времена:

$$h^{-}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t-\tau)\,G^{-}(\tau)\,d\tau = -\frac{1}{\omega_0}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n f'\left[t-(n+1)\frac{T}{2}\right] - \omega_0 \int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n \times$$

$$\times \chi\left[\tau-(n+1)\frac{T}{2}\right] f(t-\tau)\,d\tau = \frac{1}{\omega_0}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n f'\left(t-n\frac{T}{2}\right) +$$

$$+\omega_0 \sum_{n=0}^{\infty} \int_{t-(n+\frac{1}{2})T}^{t-(n+1)T} f(\tau)\,d\tau$$

IУ. Выключение тока в линейных цепях

$$g(t)=\begin{cases}1 & t<0\\ e^{-\alpha t}\cos\beta t & 0\le t\end{cases}. \qquad (24)$$

Вычисление спектра функции (24) приводит к следующему результату:

$$g_\omega = \frac{\alpha^2+\beta^2-i\alpha\omega}{i\omega\left[\beta^2+(\alpha-i\omega)^2\right]}$$

Функция обратного фильтра для пересчета на выключение имеет вид:

$$G^{-}(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\omega t}}{i\omega g_\omega}\,d\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left\{\left(1-\frac{\beta^2}{\alpha^2}-\frac{i\omega}{\alpha}\right)-\frac{\beta^2(\alpha^2+\beta^2)}{i\alpha^3\left(\omega+i(\alpha+\beta^2/\alpha)\right)}\right\}e^{-i\omega t}\,d\omega \qquad (25)$$

$$=\left(1-\frac{\beta^2}{\alpha^2}\right)\delta(t)+\frac{1}{\alpha}\delta'(t)-\frac{\beta^2(\alpha^2+\beta^2)}{\alpha^3}e^{-(\alpha+\beta^2/\alpha)t}\quad\chi(t)\ ;$$

$$h^{-}(t)=\int_{-\infty}^{\infty}f(t-\tau)G^{-}(\tau)\,d\tau=\left(1-\frac{\beta^2}{\alpha^2}\right)f(t)+\frac{1}{\alpha}f'(t)-\frac{\beta^2}{\alpha^3}(\alpha^2+\beta^2)\int_{0}^{\infty}f(t-\tau)e^{-(\alpha+\beta^2/\alpha)\tau}\,d\tau. \qquad (26)$$

Таким образом, пересчет осуществляется по значениям функции f (t) в предшествующие моменты времени, кроме того, необходимо задавать производную f' (t).

У. Импульс тока описывается функцией:

$$g(t)=\begin{cases}0 & t<0\\ \dfrac{1-\cos\omega_0 t}{2}=\sin^2\dfrac{\omega_0 t}{2} & 0\le t\le\dfrac{T}{2}\\ 1 & \dfrac{T}{2}<t\end{cases}. \qquad (27)$$

Спектр g (t) имеет вид:

$$g_\omega = \frac{(1+e^{i\omega T/2})\,\omega_0^2}{2i\omega(\omega^2-\omega_0^2)} .$$

При пересчете на включение для $G^+(t)$ получаем:

$$G^+(t) = \frac{2}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{(\omega_0^2-\omega^2)e^{-i\omega t}\,d\omega}{(1+e^{i\omega T/2})\,\omega_0^2} = \frac{1}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\omega(nT/2-t)}\,d\omega + \tag{28}$$

$$+\frac{1}{\pi\omega_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}e^{-i\omega(t-nT/2)}\,d\omega = 2\left\{\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left[\delta(t-\frac{nT}{2})+\frac{1}{\omega_0^2}\delta''(t-\frac{nT}{2})\right]\right\} .$$

Окончательно:

$$h^+(t) = 2\left\{\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left[f(t-\frac{nT}{2})+\frac{1}{\omega_0^2}f''(t-\frac{nT}{2})\right]\right\} . \tag{29}$$

Здесь пересчет сигнала состоит в суммировании значений функции и ее второй производной. Нетрудно показать, что при $T\to 0$ ($\omega_0\to\infty$) второе слагаемое в сумме (29) пренебрежимо мало, а первое, учитывая (I7) можно переписать следующим образом:

$$h^+(t) = 2\lim_{T\to 0}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n f(t-\frac{nT}{2}) = 2\lim_{T\to 0}\left\{f(t)-f(t-\frac{T}{2})+f(t-T)-f(t-\frac{3}{2}T)+\cdots\right\} =$$

$$= 2\lim_{T\to 0}\sum_{n=0}^{\infty}\left[f(t-nT)-f(t-(n+\frac{1}{2})T)\right] = T\sum_{n=0}^{\infty}f'(t-nT) = f(t) .$$

Для пересчета через будущее по отношению к t времена получаем:

$$h^-(t) = -2\left\{\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\left[f[t+(n+1)\frac{T}{2}]+\frac{1}{\omega_0^2}f''[t+(n+1)\frac{T}{2}]\right]\right\} . \tag{30}$$

VI. <u>Включение тока по синусоидальному закону</u>:

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t<0 \\ \sin\omega_0 t & 0\le t\le\frac{T}{4} \\ 1 & \frac{T}{4}<t \end{cases} \tag{3I}$$

Преобразование Фурье для $g(t)$ приводит к следующему результату:

$$g_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} g(t) e^{i\omega t}\, dt = \frac{\omega_0^2 e^{i\omega T/4} - i\omega\omega_0}{i\omega(\omega^2 - \omega_0^2)}$$

При пересчете на включение:

$$G^+(t) = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{i\omega g_\omega}\, d\omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}(\omega^2 - \omega_0^2)\, d\omega}{i\omega\omega_0 - \omega_0^2 e^{i\omega T/4}} =$$

$$= \frac{1}{2\pi\omega_0}\int_{-\infty}^{\infty}\left[-i\omega - \omega_0 e^{i\omega T/4} - \frac{\omega_0^2(1 + e^{i\omega T/2})}{i\omega - \omega_0 e^{i\omega T/4}}\right] e^{-i\omega t}\, d\omega = \tag{32}$$

$$= \frac{1}{\omega_0}\delta'(t) - \delta\left(t - \frac{T}{4}\right) - \frac{\omega_0}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(1 + e^{i\omega T/2}) e^{-i\omega t}}{i\omega - \omega_0 e^{i\omega T/4}}\, d\omega .$$

Нетрудно показать, что регулярная часть фильтра $G^+(t)$ обращается в нуль вне интервала $0 \le t \le \frac{T}{4}$

УП. Включение тока по квадратичному закону

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \frac{t^2}{T^2} & 0 \le t \le T \\ 1 & T < t \end{cases} \tag{33}$$

Фурье-образ (33) имеет вид:

$$g_\omega = \frac{2}{(i\omega)^3 T^2}\left[e^{i\omega T} - 1 - i\omega T e^{i\omega T}\right] . \tag{34}$$

Для $G^+(t)$ получаем:

$$G^+(t) = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}\, d\omega}{i\omega g_\omega} = \frac{T^2}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega^2 e^{-i\omega(t+T)}}{1 - i\omega T - e^{-i\omega T}}\, d\omega =$$

$$= \frac{T^2}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(t+T)}\, d\omega \left\{\frac{i\omega}{T} - \frac{(e^{-i\omega T} - 1)}{T^2} + \frac{(1 - e^{-i\omega T})^2}{T^2(i\omega T - 1 + e^{i\omega T})}\right\} = \tag{35}$$

$$= \frac{1}{2}\left\{-T\delta'(t+T)+\delta(t+T)-\delta(t+2T)+\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\omega(t+T)}\left(1-e^{-i\omega T}\right)^2 d\omega}{(i\omega T-1+e^{-i\omega T})}\right.$$

Пересчет производится по будущим временам. Регулярная часть фильтра (35) вне интервала $-2T \le t \le 0$ обращается в нуль.

В.А.Сидоров, А.Н.Родионов, Б.В.Бучарский,
А.П.Мариничев, И.Я.Першин

ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРОВАНИЙ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ ДЛЯ ГЕОКАРТИРОВАНИЯ МАЛЫХ ГЛУБИН И РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ГИДРОГЕОЛОГИИ

Благодаря лучшей детальности зондирований становлением поля (в модификации ближней зоны) по сравнению с другими методами зондирований целесообразно применение ЗСБ не только для решения задач нефтяной геофизики, но и в гидрогеологии, картировании малых глубин, изучении структуры рудных участков. Разработанные для условий ближней зоны приближенные соотношения между временем регистрации t и глубиной исследования H [6], позволили показать, что применение ЗСБ для изучения малых глубин возможно при наличии соответствующей аппаратуры [1,7].

При интерпретации результатов ЗСБ способом кажущейся продольной проводимости $S_к$ [8] для приближенных оценок справедлива следующая формула: $t \simeq \frac{H^2}{\rho}$ [мкс] *, где t – момент времени, начиная с которого на становление поля оказывают влияние слои,

---

* Приведенная приближенная формула справедлива для зондирований становлением поля с помощью приемно-генераторных контуров типа "петля в петле", в т.ч. совмещенными петлями.

залегающие на глубине H; $\bar{\rho}$ – среднее продольное сопротивление перекрывающей толщи. Если переходный процесс зафиксирован в диапазоне $t_{min} < t < t_{max}$, то по кривой S_K можно определить:

суммарную продольную проводимость S_1 приповерхностной толщи пород до глубины $H_{min} = t_{min}/S_1$ (время t в мкс);

суммарную продольную проводимость S_Σ до глубины $H_{max} = t_{max}/S_\Sigma$;

дифференцированную кривую $S_K(H)$ в интервале глубин от H_{min} до H_{max}.

Наиболее ценной и информативной является дифференцированная кривая, отображающая слоистость разреза. Верхний горизонт, слоистость которого могла отражаться на кривой становления до момента t_{min}, оказывается нерасчлененным – удается определить только его суммарную продольную проводимость S_1.

Станции нефтяной электроразведки ЭРСУ, ЦЭС имеют $t_{min} \simeq 0{,}1$ с. При $\bar{\rho} = 10$ Омм, типичном для многих нефтяных районов это соответствует $H_{min} \simeq 1000$ м. Только начиная с этой глубины по данным ЗСБ удается расчленять разрез на отдельные слои, вышележащие породы отмечаются как единая, нерасчлененная толща с $S \simeq 100$ См, $\bar{\rho} \simeq 10$ Омм. Если же нам необходимо изучать слоистость разреза на меньших глубинах, то требуется существенно расширить временной диапазон в область малых времен. Например, для определения $H_{min} \simeq 20$ м при $\bar{\rho} = 10$ Омм необходимо $t_{min} \simeq 40$ мкс. Еще заметнее необходимость измерения ранних времен при высоких сопротивлениях пород: в рудных районах при $\bar{\rho} = 200$ Омм и $H_{min} = 20$ м $t_{min} = 1{,}5$ мкс.

Таким образом, проблема измерения ранних стадий является основной при использовании ЗСБ для изучения малых глубин, особенно в высокоомных средах. Регистрации малых времен препятствует инерционность измерительного тракта и источников импульсного поля (определяемая типом коммутатора и реактивными параметрами генераторного контура).

Кроме нефтяных станций есть рудопоисковая аппаратура МППО-1, МПП-3, МППУ-2 [9] с $t_{min} \simeq 1{\div}2$ мс. Начальные глубины при $\bar{\rho} \simeq 10$ Омм около 100 м, при $\bar{\rho} \simeq 200$ Омм примерно 500 м. Это лучше, чем у ЭРСУ или ЦЭС, но во многих случаях такая мощность "немой" части разреза все равно недопустимо велика. Кроме

того, точность перечисленных приборов недостаточна сравнительно с требованиями ЗСБ и позволяет делать лишь приближенные структурные построения. Поэтому специально для зондирований малых глубин в 1970 году был разработан прибор ЗСТ-1000 [7] с $t_{min} \simeq$ 50 мкс. В настоящее время в усовершенствованном варианте ЗСТ-1000 (аппаратура "Каскад") значение t_{min} составляет единицы мкс. Сходная аппаратура разрабатывается также в Новосибирске ("Импульс", [3,5]).

В этом же направлении развиваются и другие приборы – "Зонд", "Цикл" [2,4] , в которых с самого начала t_{min} составляло 0,3–1 мс, а сейчас доведено до 100 мкс. Это время велико для решения гидрогеологических задач, но приемлемо для структурных работ во многих рудных районах.

Практические работы по картированию методом ЗСБ малых и средних глубин были начаты в 1970 году с приборами ЗСТ-1000 на КМА при поисках бокситов и при изучении верхних горизонтов нефтегазоносных участков [6].

В 1974–75 гг. начаты работы ЗС с прибором ЗСТ-1000 в Литовской ССР для решения задач гидрогеологии. Исследовались месторождения минеральных вод, причем более четко, чем ВЭЗ, оконтурены в плане и по глубине участки наиболее ценных минеральных вод. Успешно проводятся поиски пресных вод (переуглубленные долины) – здесь (сравнительно с ВЭЗ) преимущество в значительно меньших размерах установок, лучшей детальности, отсутствии заземлений. Проводится также картирование фундамента на глубинах сотни метров, отмечается хорошая точность построений, умеренное трассирование некоторых малоамплитудных уступов фундамента. Вся интерпретация результатов проводится способом кажущейся продольной проводимости $S_к$ (Н) в соответствии с работой [8].

ВНИИГИС в содружестве с производственными организациями выполняет работы ЗСБ для решения задач гидрогеологии в Башкирии, Оренбургской области, в Якутии. На Южном Урале типичной задачей является выделение коллекторов с пресной водой (высокое сопротивление) среди глинистых пород – водоупоров (низкое сопротивление). На рис. 1а показана одна из кривых $S_к$(Н) у скважины. Слоистость разреза изучена в интервале глубин 10–155 м,

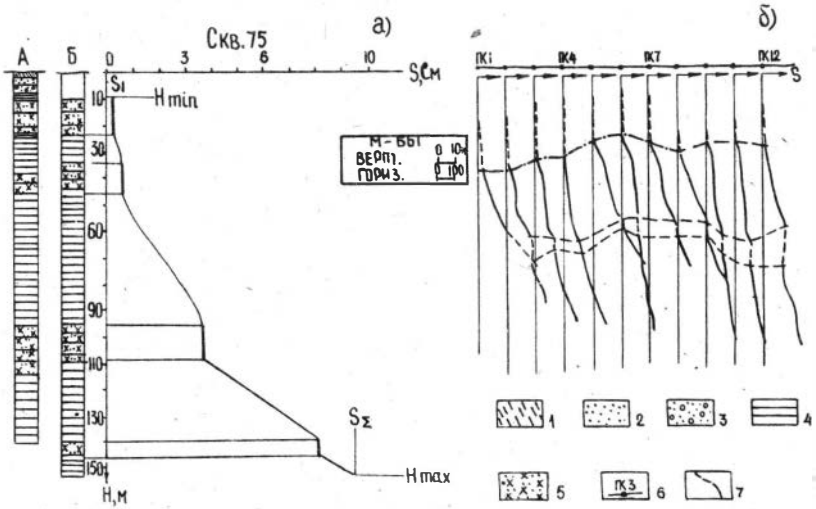


Рис. I: а) Сопоставление разреза скважины, составленного по документации керна [А] и по данным интерпретации кривой $S_к$ (Н) [Б]; б) Пример корреляции геоэлектрических слоев между точками зондирований.

I - суглинки; 2 - пески; 3 - песок с валунно-галечниковыми отложениями; 4 - глина; 5 - песчаники; 6 - положение на профиле точки зондирования и её порядковый номер; 7 - кривые $S_к$(Н); участки кривой отмеченные пунктиром, соответствуют водоносным горизонтам.

совпадение с данными бурения хорошее. Корреляция кривых $S_к$ (Н) позволяет строить разрезы, а затем и карты глубин интересующих горизонтов (рис. Iб). Все эти измерения проведены совмещенными двухвитковыми петлями размером 50х50 м с аппаратурой "Каскад".

На рис. 2 представлены примеры работ в другом регионе, в Якутии. Здесь стояла задача выделения обводненных зон (с сильно минерализованной водой) среди вечномерзлых пород в крупном карьере. Обычная электроразведка практически неприменима - на-

личие экранов требует достаточно больших разносов, а резкий рельеф, уступы и ограниченные размеры карьера не позволяют этого.

Размеры петель ЗС составляли здесь всего 25х25-50х50 м^2, благодаря чему измерения удавалось провести в любых частях карьера, на уступах, дорогах и т.п. Измерения проводились с аппаратурой "Каокад", результаты представлялись в виде кривых $S_к(H)$ или $\frac{\Delta H}{\Delta S}$ (рис. Iб, 2). Последний вариант напоминает осредненные каротажные диаграммы ("каротаж до бурения"). Излишняя дифференциация кривых, обусловленная ошибками измерений или

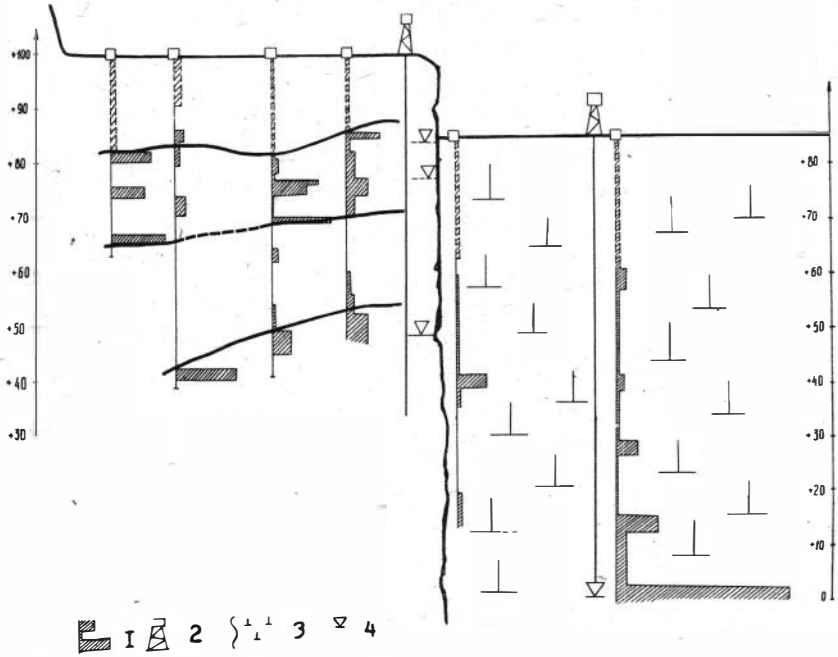


Рис.2: I. Кривые $\Delta H/\Delta S$. 2. Гидрогеологические скважины. 3. Контакт кимберлитов с вмещающими карбонатными породами. 4. Глубины водопритоков по результатам исследования буровых скважин.

горизонтальными неоднородностями при окончательных построениях не используется, т.к. коррелируются только наиболее общие, повторяющиеся в соседних пунктах особенности разреза (рис. 2). Кроме известного водоносного горизонта у подошвы мерзлоты (отметки около 0 м), был выявлен горизонт на меньших глубинах (отметки + 80÷ + 60, рис. 2), наличие которого впоследствии полностью подтвердилось.

Таким образом, накоплен определенный опыт, показывающий эффективность ЗСБ в гидрогеологии и картировании малых глубин. Достоинствами метода здесь являются:

- существенно меньшие размеры установок, чем в других видах зондирования (сторона петли в 5–20 раз меньше разноса ВЭЗ), соответственно, лучше детальность;
- независимость результата от ориентировки петли по отношению к простиранию пород;
- отсутствие экранирующих влияний;
- наличие беспараметрической беспалеточной интерпретации $S_к(H)$;
- отсутствие заземлений.

Основные трудности внедрения ЗСБ, кроме отсутствия серийной аппаратуры, сводятся к двум:

I. На ранних временах очень велико влияние индуктивности контуров и соответствующих собственных процессов. Укорачивать эти процессы уменьшением размеров петель беспредельно не удается, т.к. при этом более быстро убывает полезный сигнал. Частично положение облегчается при использовании интерпретации $S_к(H)$, т.к. в этом случае главное влияние собственных процессов (сдвиг становления по времени) не играет роли. Но на меньших временах не найдено способов их учета.

Пока нами освоены измерения с 3–10 мкс (в пересчете на прямоугольный фронт токовых импульсов) при размерах петель 20х 20÷50х50м^2.

2. В высокоомных средах возникают осложнения и с измерением поздних стадий, отмечается резкое уменьшение сигнала и смена знака процесса на поздних временах. Одним из возможных объяснений является влияние вызванной поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

I. БЕСПЯТОВ Б.И., ЕВСЕЕВ Г.С., СИДОРОВ В.А. Обоснование параметров модификаций аппаратуры для электроразведки и сейсморазведки.- В кн.: Краткие тезисы докладов и научно-технической конференции "Задачи геофизического приборостроения в свете решений XXIУ съезда КПСС". Л., 1972, с. 40-41.

2. Электроразведочная станция "Зонд-I" для МПП и становления поля в ближней зоне.- В кн.: Разведочная геофизика, вып.62, М., "Недра", 1974, с. 89-94. Авт.: ВОЗНИК В.Р., ГЛИНСКИЙ Б.М., ИСАЕВ Г.А.

3. ИСАЕВ Г.А., ОСТРОВЕРХ А.П., ХАОВ Ф.М. Специализированное вычислительное устройство для метода переходных процессов.- В кн.: Геофизическая аппаратура. Вып. 60, Л., "Недра", 1977, с. 77-79.

4. Зондирование становлением в ближней зоне. М., "Недра", 1966, 102 с.

5. ОСТРОВЕРХ А.П., ПОПОВ В.А., ХАОВ Ф.М. Генераторное оборудование аппаратуры "Импульс".- В кн.: Геофизическая аппаратура, вып. 60, Л., "Недра", 1977, с. 83-87.

6. Картирование малых и средних глубин методом точечных зондирований становлением поля (ЗСТ).- В кн.: Разведочная геофизика. вып. 63, М., "Недра", 1974, с. 76-79.- Авт.: СИДОРОВ В.А., ПОПОВ А.И., МАТРОСОВ А.С., ЛИПАТОВ А.А.

7. СИДОРОВ В.А., ПОПОВ П.И. Аппаратура ЗСТ-1000 зондирований методом становления электромагнитного поля. В кн.: Геофизическая аппаратура, вып. 55, Л., "Недра", 1974, с. 56-60.

8. Интерпретация точечных зондирований становлением (ЗСТ) над горизонтально-слоистыми разрезами. Саратов, 1972, 75 с. - Авт.: СИДОРОВ В.А., ВЕДРИНЦЕВ Г.А., ФРОЛОВ П.П. и др.

9. Метод переходных процессов при поиске сульфидных месторождений. Под ред. А.Ф.Фокина. Л., "Недра", 1971. 243 с.

А.В.Миллер, В.А.Сидоров, Л.Ф.Шелпакова

СТАНОВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ГАЛЬВАНИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В ПРИСУТСТВИИ ПРОВОДЯЩИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Радикальным средством увеличения глубинности электроразведки является использование скважин. В частности, перспективным представляется изучение нестационарного поля, возбужденного заземленным в скважине кабелем. Если вблизи кабеля расположена проводящая неоднородность, например, рудное тело или локальная структура, выполненная хорошо проводящим материалом, на поверхности Земли можно ожидать появление искажений нестационарного поля, обусловленных рядом причин. Оценим характер и интенсивность этих аномальных искажений. Во всех случаях будем рассчитывать нестационарное магнитное поле над телом изометрической формы (шаром), залегающим у нижнего конца кабеля, заземленного на забое и в устье вертикальной скважины. Вертикальный кабель удобен тем, что, будучи помещенным в однородное или горизонтально-слоистое полупространство, он не создает ни первичного, ни вторичного нестационарного магнитного поля на его поверхности.

а). Аномалия от вихревых токов, возбужденных в рудном теле магнитным полем кабеля. Первичное магнитное поле вертикального кабеля в центре тела, удаленном от кабеля на расстояние d (рис. I), равно

$$B_0 = \frac{J\mu}{4\pi d}\left(2\cos\varphi_B - \cos\varphi_A - \cos\varphi_{A'}\right),$$

где J – ток в кабеле, μ – магнитная проницаемость среды, в немагнитных породах равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м.

Вторичное поле вихревых токов возбуждаемых в шаре при исчезновении первичного поля B_0 в момент выключения тока, эквивалентно полю магнитного диполя, расположенного в центре шара, с убывающим во времени моментом:

$$M = B_0 a^3 \cdot 6 \sum_{K=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha(\pi K)^2 t}}{(\pi K)^2},$$

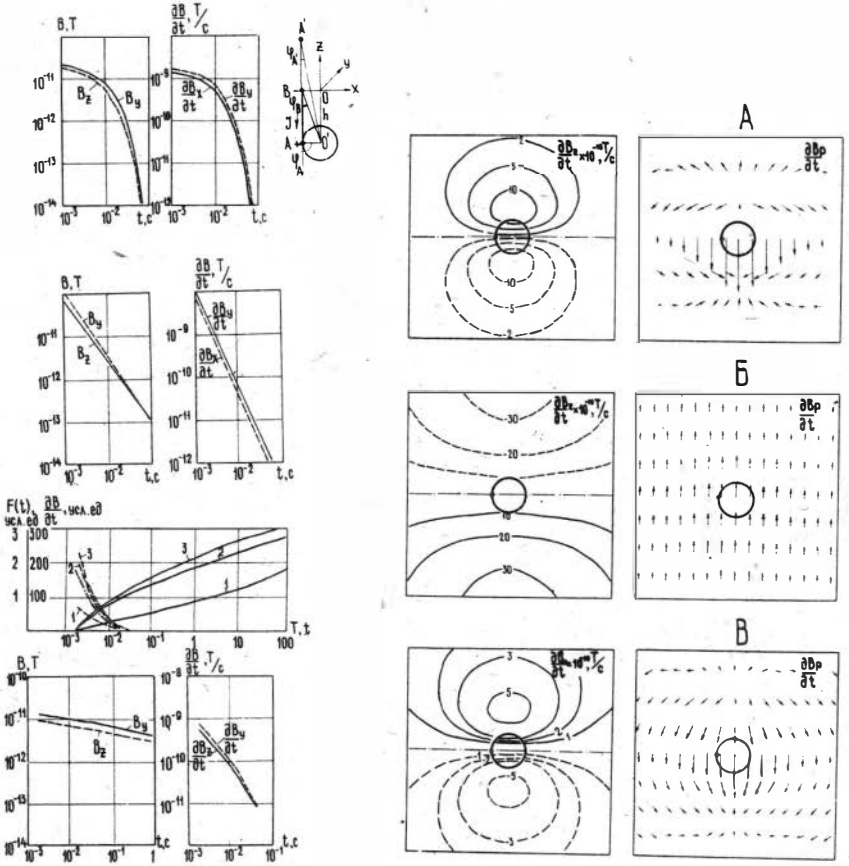


Рис.I. Результаты теоретических расчетов магнитного поля становления и вызванной поляризации над шаром. А – Поле вихревых токов в шаре при возбуждении магнитным полем кабеля. Б – Поле становления в среде при возбуждении электрическим полем электродов. В – Поле вызванной поляризации. Цифрами намечены кривые $F(t)$ на различных месторождениях (сплошные кривые) и соответствующие им кривые $\frac{\partial B}{\partial t}$ (пунктир); штрих-пунктир – усредненная кривая $\frac{\partial B}{\partial t}$

где $\alpha = I/\sigma\mu a^2$, a – радиус шара, σ – его удельная проводимость.

Интенсивность аномального поля уменьшается синхронно во всех точках планшета, так что пространственное распределение поля остается неизменным.

На рис. I А показаны планы изолиний вертикальной составляющей $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ и планы векторов горизонтальной составляющей $\frac{\partial B_\rho}{\partial t}$ над проводящим шаром. Над рудным телом отмечаются максимальные значения горизонтальной составляющей поля и переход через нуль вертикальной составляющей. Расстояние между экстремумами $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ примерно равно глубине залегания центра тела h . Числовые значения поля на рис. I соответствуют частному случаю $h = 300$ м, $a = d = 100$ м, $\alpha = 10$, $t = 2$ мс. При токе $J = 1$а максимальные аномалии составляют около 15.10^{-10} Т/с.

б) Аномалии, возбужденные электрическим полем питающих электродов в присутствии проводящего тела.

Присутствие хорошо проводящего шара искажает электрическое поле точечного источника тока во внешней среде примерно таким образом, как будто на месте шара имеется электрический диполь с моментом:

$$P = \frac{Ja^3}{d^2} \cdot \frac{1 - \frac{\sigma_e}{\sigma_i}}{1 + \frac{\sigma_e}{\sigma_i}} ,$$

где σ_e и σ_i – удельные электрические проводимости среды и шара ($\sigma_e \ll \sigma_i$).

После выключения тока этот вторичный диполь исчезает, возбуждая во вмещающей среде нестационарное электромагнитное поле. Если не учитывать влияние дневной поверхности, то электрический вектор-потенциал этого поля имеет только одну составляющую, направленную по оси диполя, и равен [I]:

$$A = \frac{P}{r} \Phi(u),$$

где r – расстояние от диполя до точки измерения,

$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-\xi^2} d\xi , \qquad u = \sqrt{\frac{\sigma_e \mu r^2}{4t}} .$$

Напряженность магнитного поля имеет только азимутальную по отношению к оси диполя составляющую и равна:

$$H = |rot \vec{A}| = \frac{P}{4\pi} \cdot \frac{R}{r^3} [\Phi(u) - u\Phi'(u)] ,$$

где R – расстояние от точки наблюдения до прямой, совпадающей с осью диполя. Производная индукции по времени равна:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{P}{\pi \sigma_e} \cdot \frac{R}{r^5} u^5 \Phi'(u)$$

Результаты числовых расчетов аномалии этого типа показаны на рис. I Б. Как и в предыдущем случае, над проводящим телом отмечаются максимальные значения горизонтальной составляющей магнитного поля и изменение знака вертикальной составляющей. Однако, в отличие от поля вихревых токов в теле, поле становления в среде изменяет пространственную конфигурацию с течением времени: на ранней стадии становления аномалия имеет локальный характер (поле H соответствует полю постоянного электрического диполя), а затем аномалия все шире "расползается" по площади. Для случая h = 300 м, $a = d$ = 100 м, σ_e = 0,01 См/м, σ_e/σ_i = = 0,1 , t = 2 мс при токе J = 1а наибольшее значение поля составляет $30 \cdot 10^{-10}$ Т/с. Следовательно при низкоомной вмещающей среде аномалии данного типа могут быть достаточно интенсивны. Однако они быстро убывают с увеличением сопротивления среды – в поздней стадии становления как $\rho_e^{-3/2}$ – и при $\rho_e \geq$ 1000 Ом становятся гораздо слабее, чем аномалии вихревых токов в проводящем теле.

В принципе источником нестационарного поля могли бы служить токи проводимости, протекающие через проводящее тело и возбуждающие в нем вихревые токи. Однако установлено, что в гармоническом режиме аномалия электрического типа над шаром очень слабо зависит от частоты и практически равна аномалии постоянного поля, если только частота не является слишком большой [2].

С помощью частотно-временного преобразования можно показать, что при обычно используемых размерах установки и параметрах изометрических проводящих тел поле становления "электричес-

кого типа" затухает настолько быстро, что его измерение серийной аппаратурой практически невозможно.

в) Аномалия от токов вызванной поляризации рудного тела.

Если образующий аномалию объект представлен рудным телом с повышенной поляризуемостью η, то вторичное поле после выключения тока будет обусловлено совместным действием эффектов становления и вызванной поляризации.

Для приближенных расчётов эффекта вызванной поляризации примем плотность первичного тока постоянной и равной:

$$j_0 = \frac{J}{4\pi d^2}$$

Внутри изометрического тела плотность тока равна:

$$j_i = j_0 \frac{3\sigma_i}{\sigma_i + 2\sigma_e}$$

Поле вызванной поляризации соответствует полю электрического диполя с моментом [3,4]:

$$P_{вп} = 4\pi a^3 \eta j_i \frac{\sigma_e}{\sigma_i + 2\sigma_e} ,$$

или, после подстановки значения j_i :

$$P_{вп} = \frac{J a^3}{d^2} \eta \frac{3\sigma_i}{(\sigma_i + 2\sigma_e)^2} .$$

Расчёты магнитного поля ВП и его производной по времени выполнялись применительно к режиму разнополярных импульсов тока длительностью $t_3 = 0{,}05$ с. Поскольку над локальным поляризуемым объектом (вторичным диполем) зависимость электрического и магнитного поля от времени одинакова, для приближенных числовых расчётов использовались переходные характеристики $F(T)$ электрического поля ВП, полученные экспериментально О.М.Каповаловым и В.Н.Черным на ряде сульфидных месторождений. После серии разнополярных импульсов длительностью 0,05 с при длительности задержки t поляризуемость равна

$$\eta(t) = [F(T+0{,}05) - F(T)] - [F(T+0{,}15) - F(T+0{,}1)] + \ldots .$$

Производная поля $\frac{\partial B}{\partial t}$ находилась графическим дифференцированием.

На рис. I В приведены результаты расчётов при $h = 300$ м, $a = d = 100$ м, $\sigma_e/\sigma_i = 0.1$, поляризуемости $\eta = 0.4$ при $t_з = 120$ с, $t = 0.5$ с. Пространственная конфигурация магнитного поля ВП соответствует полю погруженного горизонтального диполя. Наибольшая интенсивность аномалии $\frac{\partial B}{\partial t}$ при $J = 1А$ и некоторой усредненной временной характеристике составляет около 5.10^{-10} Т/с.

Вышеприведенные приближенные расчеты показывают, что аномалии вторичного поля различной природы могут иметь интенсивность одного порядка, что усложняет их интерпретацию. В некоторой степени выяснению природы аномалии способствует анализ геоэлектрической обстановки. Например, при низкоомных вмещающих породах на первый план выступают аномалии становления поля электрического типа. По временным характеристикам производной $\frac{\partial B}{\partial t}$ аномалии разной природы различаются слабо. Значительно ярче это различие проявилось бы при измерении напряженности (индукции) поля с помощью высокочувствительного магнитометра: напряженность поля ВП (рис. I В) спадает гораздо медленнее, чем напряженность полей становления (рис. I А,Б). Важно отметить, что аномалии всех типов над изометричным объектом имеют примерно одинаковую пространственную конфигурацию. Над телом отмечается максимум $\frac{\partial B_p}{\partial t}$, переход через нуль $\frac{\partial B_z}{\partial t}$. Глубина залегания центра тела может быть оценена как 0.6–1.0 расстояния между максимумами $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ или 0.6–0.7 расстояния между квазиполюсами $\frac{\partial B_p}{\partial t}$ (в случае аномалии становления поля в среде это наибольшее возможное значение глубины).

На рис. 2 показаны результаты полевых наблюдений нестационарного магнитного поля над линзообразным рудным телом с источником в виде заземленного кабеля. Удельное сопротивление руд около 0.1 Омм, вмещающих пород – 500–2000 Омм. Измерения $\frac{\partial B}{\partial t}$ проводились с помощью аппаратуры МИПУ-2 и приемной рамки с моментом около 1000 $м^2$ и резонансной частотой 900 гц.

Нулевая изолиния $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ (рис. 2 А) четко указывает простирание верхней кромки тела. Над рудным телом располагаются так-

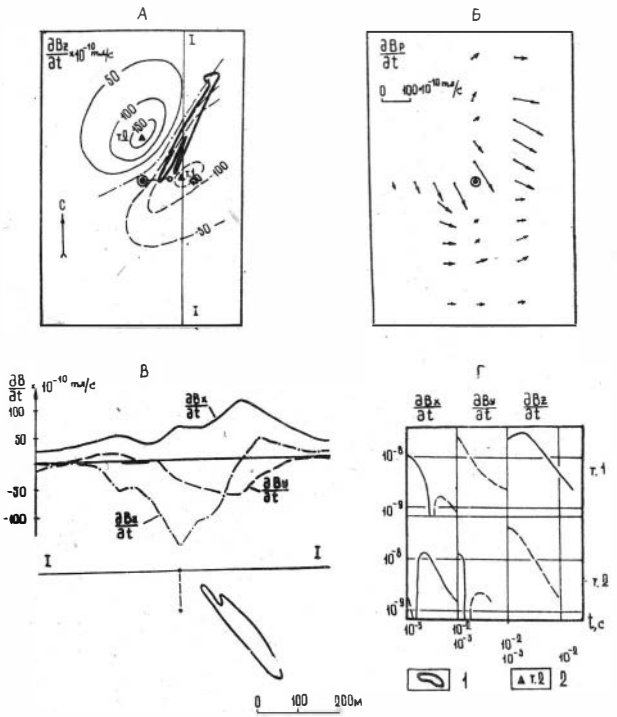


Рис.2. Результаты полевых наблюдений $\frac{\partial B}{\partial t}$ с заземленной линией над рудным телом. А – План изолиний $\frac{\partial B_z}{\partial t}$ при $t = 0.002$ с. Б – План векторов $\frac{\partial B_p}{\partial t}$ при $t = 0.002$ с. В – Графики составляющих $\frac{\partial B}{\partial t}$ по профилю I – I, Г – Зависимость составляющих $\frac{\partial B}{\partial t}$ от времени. I – контур рудного тела; 2 – точки, для которых приведены кривые спада.

же наибольшие векторы горизонтальной составляющей. Расстояние между экстремумами вертикальной составляющей поля равно 150 м, что указывает на сравнительно небольшую глубину концентрации вторичных токов в образующем аномалию объекте (около 100 м). При изменении времени задержки от 1.1 до 3 мс положение максимумов в плане практически не изменялось. Это обстоятельство, а также высокое сопротивление вмещающих пород позволяют предположить, что эффекты становления поля во вмещающих породах в данном случае не играют заметной роли.

Приведенные расчёты и данные полевых экспериментов показывают целесообразность разработки разновидности метода становления поля с заземленным в скважине источником, в результате чего можно заметно повысить глубинность исследований (за счет существенного усиления аномального эффекта при помещении заземленного конца кабеля вблизи изучаемого объекта).

ЛИТЕРАТУРА

1. ШЕЙНМАН С.М. Об установлении электромагнитных полей в земле.- В кн.: Прикладная геофизика, вып. 3. М.-Л., Гостоптехиздат, 1947, с. 3-55.

2. СВЕТОВ Б.С. Теория, методика и интерпретация материалов низкочастотной индуктивной электроразведки. М., "Недра", 1973, 254 с.

3. КОМАРОВ В.А. Скважинная электроразведка методом вызванной поляризации. Л., "Недра", 1969, 157 с.

4. SEIGEL H.O. The magnetic induced polarization (MIP) method.- "Geophysics", 1974, v.39, N 3, p.321-340.

В.А.Сидоров, А.М.Яхин

ПРИБЛИЖЕННЫЙ СПОСОБ РАСЧЕТА ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ИНДУКТИВНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

I. Эффекты ВП, пока они не учтены в интерпретационном аппарате индуктивной электроразведки, являются помехообразующими факторами, но после соответствующих исследований могут послужить основой новых модификаций.

Совместное изучение вихревых токов и ВП пока проведено в минимальных объемах – для простейшего разреза – однородного полупространства [I,2,3]. Для ускоренного изучения явлений нами разработан приближенный, но зато достаточно универсальный способ расчёта переходных характеристик ВП при возбуждении импульсными магнитными полями. Упрощающие допущения:

а) рассматриваются достаточно поздние стадии, когда индуктивными явлениями можно пренебречь (по сравнению с более медленными электрохимическими процессами);

б) рассматриваются случаи с осевой симметрией разреза и возбуждающего контура;

в) благодаря тому, что длительность становления поля (т.е. поля, возбуждающего поляризацию среды) принята малой по сравнению с моментом измерения ВП, форма импульсов вихревого поля $E_{ст}(t)$ не играет большой роли. Упрощенно можно считать, что процесс становления происходит мгновенно и $E_{ст}(t)$ имеет вид δ – функция, т.е. возбуждение ВП, пропорциональное $\int_0^\infty E_{ст}(t)\,dt$, не связано с параметрами среды и не требует знания временной характеристики становления в каждой точке среды, т.к. элементарно определяется через первичное поле источника: $\int_0^\infty E_{ст}(t)\,dt = A_\varphi(0)$, где $A_\varphi(0)$ – вектор-потенциал первичного поля.

2. Допущение (δ) резко упрощает расчёты и сводит их к следующей схеме:

– по известному значению $A_\varphi(0)$ определяется возбуждающее поле в каждой точке среды;

– по принятой зависимости поля ВП от времени при возбужде-

нии δ – функцией находится выражение напряженности поля ВП в среде $E_{вп}(t)$ и плотность тока ВП $j_{вп}(t) = \sigma \cdot E_{вп}(t)$, где σ – удельная проводимость;

– по закону Био–Савара вычисляется магнитное поле, создаваемое каждым током в точке измерения;

– интегрированием по объему проводящей среды определяется полное магнитное поле в точке наблюдения;

– при необходимости дифференцированием определяется э.д.с. в приемной индукционной рамке (петле).

3. Поясним алгоритм расчёта ВП. Обычно временные характеристики ВП представляют в виде функции F времени зарядки $t_з$ и измерения t, а также параметров среды $\vec{c} = \{c_i\}_{i=1,2,\dots,N}$, где N – число учитываемых параметров.

Записывая $E_{вп}(t) = \int_0^t E_{ст}(t_з) \cdot \frac{dF(t_з, t-t_з, \vec{c})}{dt_з} dt$,

с учетом указанных допущений получим $E_{вп}(t) \simeq f(t, \vec{c}) \cdot A_\varphi(0)$,

где $f(t, \vec{c}) = \frac{dF(t_з, t-t_з, \vec{c})}{dt_з}$ при $t_з \longrightarrow 0$.

Ток в каждом элементарном кольце среды

$$dJ(t, r, z) = \sigma(r, z) \cdot A(0, r, z) \cdot f[t, \vec{c}(r, z)] dr \cdot dz .$$

Вектор–потенциал поля такого тока в точке измерения с координатами R, Z можно представить в виде

$$dA_\varphi(t, r, z, R, Z) = D(r, z, R, Z) \cdot dJ(t, r, z),$$

где D (r, z, R, Z) – оператор, определяемый только геометрией среды (поле кольцевого тока по Био–Савару, [4]).

Полный вектор–потенциал поля ВП в точке наблюдения определяется интегрированием по объему:

$$A_\varphi(t, R, Z) = \iint_V \sigma(r, z) D(r, z, R, Z) \cdot A(0, r, z) f[t, \vec{c}(r, z)] dr \cdot dz .$$

Для кусочно–однородных сред эта формула сводится к сумме более простых интегралов:

$$A_\varphi(t, R, Z) = \sum_{j=1}^{n} \sigma_j f(t, \vec{c}_j) \iint_{V_j} D(r, z, R, Z) A(0, r, z) dr\, dz ,$$

где j – номер однородного участка среды. По значению вектор–потенциала определяются интересующие поля или э.д.с. в приёмных контурах.

Для изучения индуктивной ВП нами сделаны расчёты э.д.с. ВП

в системе соосных генераторных и приемных горизонтальных контуров для следующих случаев:

- двухслойная среда с неполяризующимся верхним слоем (мощность слоя изменяется в широких пределах);
- двухслойная среда с неполяризующимся нижним слоем;
- вертикальный поляризующийся цилиндр с изменяемыми радиусом и глубиной погружения.

Эти модели изучены для рамок конечных размеров и диполей. Кроме того, изучена для погруженных дипольных рамок (применительно к скважинным методам разведки) модель контакта двух сред разной проводимости и поляризуемости.

Для расчетов принята в качестве одной из возможных временная характеристика ВП по В.А.Комарову [5]:

$$F(t_з, t, \vec{C}) = \eta^* \ln \frac{(t+g)(t+t_з+h)}{(t+h)(t+t_з+g)} ,$$

где $\eta^* = \frac{\eta}{(1-\eta)\ln\frac{g}{h}}$, η – поляризуемость среды в относительных единицах; g, h – параметры спада ВП, имеющие размерность времени. Наилучшая аппроксимация достигается этой формулой на интервале $h \ll t \ll g$, тогда $f(t, \vec{C}) \simeq \frac{\eta^*}{t}$

Для рамок, поднятых над полупроостранством на высоту Z, существенно большую их радиусов (что позволило использовать дипольное приближение), получено выражение э.д.с. при $g \gg t \gg h$:

$$\mathcal{E}_{вп}(t) \simeq \sigma \cdot \eta^* \frac{\mu_0^2 \cdot M_г \cdot M_и}{32\pi \cdot Z \cdot t^2} ,$$

где $M_г$, $M_и$ – моменты рамок. В отличие от поздних стадий з.д.с. становления, где $\mathcal{E} \sim \sigma^{3/2}$, здесь зависимость от σ слабее. Поэтому относительная роль ВП возрастает с уменьшением проводимости среды (а также с увеличением времени, т.к. в поздних стадиях становления над полупроостранством $\mathcal{E} \sim t^{-5/2}$). Использовать приведенное выражение при $Z \to 0$ нельзя, т.к. оно основано на дипольном приближении. Для изучения того, какие области среды дают основной вклад в индуктивную ВП, проведены расчеты при конечных размерах петель. Варьируя мощности неполяризующихся слоёв двухслойной модели и отношение радиусов гене-

раторного и приёмного контуров, удалось получить важный вывод: существенный вклад в создание э.д.с. ВП вносит большой объем породы с минимальными размерами, прилегающими размеры контуров и глубину залегания поляризуемой среды (рис. I). Другими словами, область среды, непосредственно примыкающая к проводам петли, не играет определяющей роли, как мы считали до проведения расчётов.

Вероятно, плотность токов нарастает в этой области с приближением к проводам петли ($j \sim r^{-1}$), но уменьшение сечения как $S \sim r^2$ вполне компенсирует это нарастание и суммарный ток в припроводной области не играет доминирующей роли.

Другой важный вывод – разная зависимость $\mathcal{E}_{вп}$ и $\mathcal{E}_{ст}$ от размеров контуров. В частности, для совмещенных петель радиуса $a \gg Z$ над поляризующимся полупространством э.д.с. ВП имеет вид $\mathcal{E}_{вп} \sim \frac{M_г M_и}{a}$, тогда как $\mathcal{E}_{ст} \sim M_г \cdot M_и$. Поэтому, увеличивая размеры петель, можно ослабить влияние ВП на процессы становления поля.

Численные значения э.д.с. ВП по нашим расчётам таковы, что в нефтегазоносных районах ВП может искажать поздние стадии становления (занижать э.д.с. становления), но регистрация области смены знака процесса и преобладающего влияния ВП маловероятна, из-за малых уровней сигналов в этой области. В рудных районах, при $\bar{\rho} \geq$ 100–200 Омм и $\eta \geq 5\%$ вполне вероятна регистрация смены знака и спада ВП на временах единицы и десятки мс.
В очень высокоомных средах, с $\bar{\rho} >$ 500 Омм, смена знака на практических кривых становления может отмечаться достаточно часто, т.к. происходит в области ранних времен (меньше I мс) и сравнительно больших сигналов. Остается добавить, что предлагаемый способ расчета дает оценку – минимум, т.е. если реальный процесс становления не сжат в короткий импульс, то от момента возбуждения до измерения пройдет меньше времени и э.д.с. ВП окажется больше расчётной. С увеличением времени погрешность расчёта стремится к нулю, так как допущение $t_з \ll t$ становится всё более справедливым.

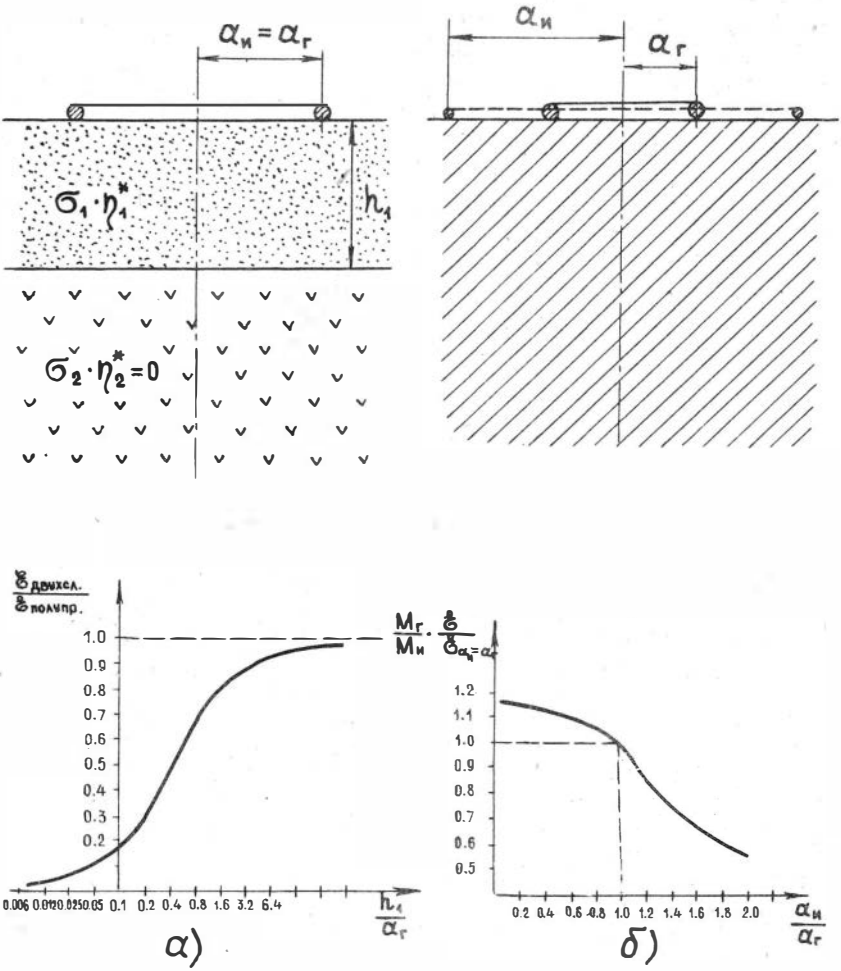


Рис. I. Зависимость э.д.с. ВП от мощности поляризующегося слоя (совмещенные петли) (а) и от отношения радиусов петель над полупространством (б).

ВЫВОДЫ

I. ВП при индуктивном возбуждении является интегральным эффектом, обусловленным влиянием больших объемов среды. Это увеличивает перспективы использования индукционной ВП в геофизической разведке.

2. Относительная роль ВП возрастает с уменьшением проводимости среды. Абсолютное значение э.д.с. ВП пропорционально произведению $\delta \cdot \eta$ поляризуемого объекта (при постоянном времени измерения).

3. Э.д.с. ВП при увеличении размеров петли нарастает медленнее, чем э.д.с. поздних стадий индукционного становления.

ЛИТЕРАТУРА

I. ЖУРАВЛЕВА Р.Б., ГАВРИЛОВА И.Э. О становлении электрического поля в поляризующихся средах.- В кн.: Методы изучения поляризации горных пород переменным током. Свердловск, 1974, с. 26-30.

2. О влиянии поляризационных свойств горных пород на становление электромагнитного поля.- "Изв. АН СССР. Физика Земли", 1975, № 5, с. 77-81.- Авт.: АСТРАХАНЦЕВ Г.В., ГАВРИЛОВА И.Э., ЖУРАВЛЕВА Р.Б., УЛИТИН Р.В.

3. КУЛИКОВ А.В. Переходные характеристики электромагнитного поля над проводящей поляризующейся средой.-В кн.: Прикладная геофизика, вып. 86, М., "Недра", с. 86-98.

4. СМАЙТ В.Р. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1954, 604 с.

5. КОМАРОВ В.А. Временные характеристики вызванной поляризации.- В кн.: Методика и техника разведки. Л., 1965, с. 29-62.

В.В.Тикшаев, В.Ю.Задорожная, Б.А.Шабанов,
Т.И.Тузова

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЗСБ В НИЖНЕМ ПОВОЛОЖЬЕ

Метод становления поля в Нижнем Поволжье начал применяться с 1960 г. в модификации дальней зоны. За период с 1960 по 1967 гг. различными организациями было выполнено около 2500 координатных точек ЗС на площади около 40 тыс. кв. км. Район работ охватывал северо-западную и западную части бортовой зоны Прикаспийской впадины. Основная задача работ состояла в картировании в региональном плане поверхности кристаллического фундамента, залегающего на глубинах 3-5 км.

В результате исследований были подтверждены известные ранее крупные поднятия поверхности кристаллического фундамента и намечены новые аномальные зоны суммарной продольной проводимости осадочного чехла, геологическое истолкование которых не было однозначным.

Начиная с 1967 года, когда В.А.Сидоровым и В.В.Тикшаевым был предложен метод ЗС в ближней зоне, в нижнем Поволжье осуществлена переориентация всех электроразведочных исследований. Метод ЗСБ опробован в самых различных геологических условиях при мощности геоэлектрического разреза от первых сотен метров (использование метода при поисках бокситов и калийных солей) до первых десятков километров (глубинные зондирования). Испытаны различные системы наблюдений в методе ЗСБ и приняты для промышленного внедрения установки "петля в петле" и "совмещенные петли". Разработана система интерпретации, позволившая осуществить беспалеточную интерпретацию кривых становления поля.

За период с 1971 по 1977 гг. общее число зондирований становлением поля в ближней зоне в Нижнем Поволжье составило около 8000 на площади свыше 20000 кв. км.

Главные положительные результаты применения метода в этих условиях сводятся к подтверждению ряда элементов геоструктуры осадочного чехла, известных по данным других геофизических методов и выявлению новых структурных и литологических особенностей геоэлектрического разреза западной части Прикаспийской впадины.

В геоэлектрическом разрезе этой территории выделяются следующие опорные комплексы (снизу вверх): кристаллический фундамент, терригенный комплекс среднего и верхнего девона, карбонатные отложения верхнего девона и нижнего карбона, верейско-мелекесские терригенные отложения, надверейский каменноугольно-нижнепермский комплекс, кунгурская соль, надсолевые терригенно-карбонатные осадки.

Северное бортового уступа существуют относительно благоприятные условия для применения метода ЗСБ, в соответствии с чем эффективность его использования при поисках локальных структур достаточно высокая . По данным палеоструктурных исследований приподнятым участкам фундамента в зоне внешнего обрамления Прикаспийской впадины отвечают области резкого сокращения продольной проводимости терригенных комплексов за счет сокращения их мощности на сводах поднятий. Крупными структурами, на которых осуществлялась проверка метода, являются Советско-Степновский сложный вал, Краснокутская приподнятая зона, Кудиновский выступ кристаллического фундамента. В пределах этих структур выделен ряд зон сокращенных продольных проводимостей терригенных комплексов палеозоя.

В результате анализа и обобщения материалов электроразведки ЗСБ съемок разных лет для некоторых крупных участков северо-западной части Прикаспийской впадины составлены геоэлектрические разрезы, на которых выделяется ряд комплексов, а также карты продольной проводимости надсолевых отложений, подсолевых терригенных и карбонатных осадков, карта поверхности соли.

Типичный профиль корреляции кривых продольной проводимости $S_к$ (H) по ЗСБ, представленных как функции от глубины $H_{эф}$ показан на рис. I. Профиль пересекает бортовой уступ Прикаспийской впадины на Доргачевском участке. На профиле уверенно коррелируются поверхность соли, подсолевые каменноугольно-нижнепермские карбонатные отложения, терригенные осадки среднего карбона. На участках, где поверхность соли погружается на значительную глубину (до 4000 м), в надсолевом комплексе пород выделяется ряд низкоомных горизонтов; два проводящих пласта зафиксированы в толще соли в зоне развития соляной антиклинали.

Надсолевой комплекс пород осадочного чехла сложен, в ос-

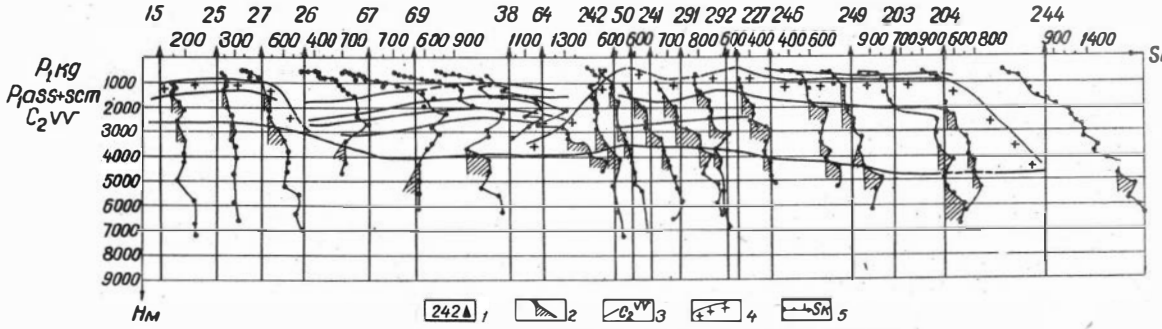


РИС. I. ПРИМЕР КОРРЕЛЯЦИИ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ РАЗРЕЗА ДЕРГАЧЕВСКОГО ПЕРЕСЕЧЕНИЯ БОРТОВОГО УСТУПА. I - ТОЧКИ ЗСБ; 2 - КРИВЫЕ ЗСБ; 3 - ГРАНИЦЫ ОДНОРОДНЫХ ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ; 4 - ПОВЕРХНОСТИ СОЛИ ПО ДАННЫМ ЗСБ; 5 - ШКАЛА ЗНАЧЕНИЙ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ.

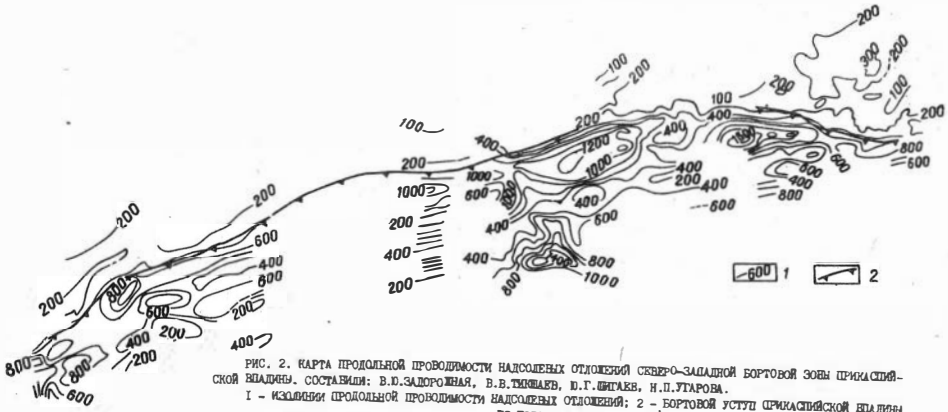


РИС. 2. КАРТА ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НАДСОЛЕВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ БОРТОВОЙ ЗОНЫ ПРИКАСПИЙСКОЙ ВПАДИНЫ. СОСТАВИЛИ: В.Ю.ЗАДОРОЖНАЯ, В.В.ТИМАЕВ, Ю.Г.ШИТАЕВ, Н.П.УГАРОВА.
I - ИЗОЛИНИИ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НАДСОЛЕВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ; 2 - БОРТОВОЙ УСТУП ПРИКАСПИЙСКОЙ ВПАДИНЫ ПО ПОДОШВЕ СОЛИ.

новном, низкоомными терригенными отложениями. Характерная для Прикаспийской впадины солянокупольная тектоника определяет мощности этого комплекса, которые изменяются в широких пределах от 400–600 м на сводах соляных куполов до 4000 м в наиболее погруженных участках межкупольных мульд. Карта продольной проводимости, построенная для этого комплекса (рис. 2), качественно отражает рельеф кровли соли. Значения продольной проводимости надсолевого комплекса ($S^{\text{надсп}}$) меняются от 150 до 1500 и более сименс.

Территория внешнего обрамления Прикаспийской впадины характеризуется малыми значениями этого параметра ($S^{\text{надс}} \leq$ 150–300 См), что связано с моноклинальным неглубоким залеганием соли. По сгущению изолиний продольной проводимости прослеживается бортовой уступ; здесь происходит резкое погружение поверхности соли в сторону Прикаспийской впадины. Распределение продольной проводимости южнее бортового уступа, в целом, отвечает известным представлениям о строении поверхности соли. Непосредственно к бортовому уступу примыкает прибортовой прогиб шириной до 20 км, в пределах которого значительное погружение соляного ложа, а также заполнение его мощными толщами высокопроводящих отложений обусловило высокие продольные проводимости (до 1500 См и более) надсолевого комплекса пород. Южнее прогиба низкие значения $S^{\text{надс}}$ и причудливый характер изолиний свидетельствует о сложной конфигурации первой соляной гряды.

Терригенные отложения среднего карбона, представленные на территории бортовой зоны Прикаспийской впадины верейско-мелекесскими осадками, бурением почти не изучены. По мнению ряда исследователей генезис этих отложений – аллювиально-дельтовый. Во внешней части бортового уступа распределение мощностей этих отложений контролировалось структурами субмеридионального Рязано-Саратовского прогиба. На карте продольной проводимости терригенных отложений среднего карбона цепочка зон сокращенных значений этого параметра совпадает с приподнятыми участками по горизонтам подсолевого палеозоя. На Ровенско-Карпенском участке в зоне бортового уступа существует полоса высокого градиента мощности верейско-мелекесских отложений, южнее которой бурением выявлена эшелонированная система складок, каждой из которых со-

ответствует зона сокращенной продольной проводимости (рис. 3). Характерно, что на оводах конседиментационных поднятий по промыслово-геофизическим данным обнаружены максимальные мощности песчано-алевритовых пород, являющихся хорошими коллекторами. Таким образом, выявленные аномальные зоны косвенно указывают на наличие повышенных их мощностей.

В пределах Саратовского Правобережья доминируют субмеридиональные простирания песчаных рукавов верейско-мелекесских авандельт. На карте все аномальные зоны отделены друг от друга участками повышенных значений продольной проводимоти о выраженной тенденцией к субмеридиональному простиранию. Важно то, что все скважины, вскрывшие максимальные мощности верейско-мелекесских отложений попадают в зоны существенно увеличенных значений продольной проводимоти или тяготеют к ним.

Литолого-фациальные свойства палеозойских карбонатных комплексов бортовой зоны Прикаспийской впадины подвержены резким изменениям с севера на юг [1,4]. Надверейский комплекс пород сложен тремя различными в петрофизическом отношении толщами: карбонатными среднего и верхнего карбона и нижней перми и сульфатно-карбонатной верхнеартинского подъяруса и филлиповского горизонта кунгура. Для всех этих толщ, в целом, сохраняется последовательноть в смене фациальных зон в южном направлении. Севернее бортовой зоны разрез представлен органогенно-обломочными известняками, сформированными в условиях мелководного шельфа. Коллекторские свойства этих пород, в основном, низки. Собственно в бортовой зоне широко развиты рифогенные известняки. Коллекторские свойства этих осадков определяются наличием пустот каркасных организмов, низкой степенью цементации пород, интенсивным выщелачиванием и кавернозностью. Минерализация пластовых вод карбонатных комплекоов палеозоя в бортовой зоне составляет 250-300 г/л. Данные электрокаротажа карбонатных отложений показывают, что удельное сопротивление биогермов существенно уменьшается по сравнению с плотными известняками. Это происходит за очет возрастания их пористоти (до 7-15%) и заполнения пор высокоминерализированной водой. С биогермными отложениями бортовой зоны Прикаспийской впадины связываются высокие перспективы при поисках нефти и газа. Южнее бортового уступа карбо-

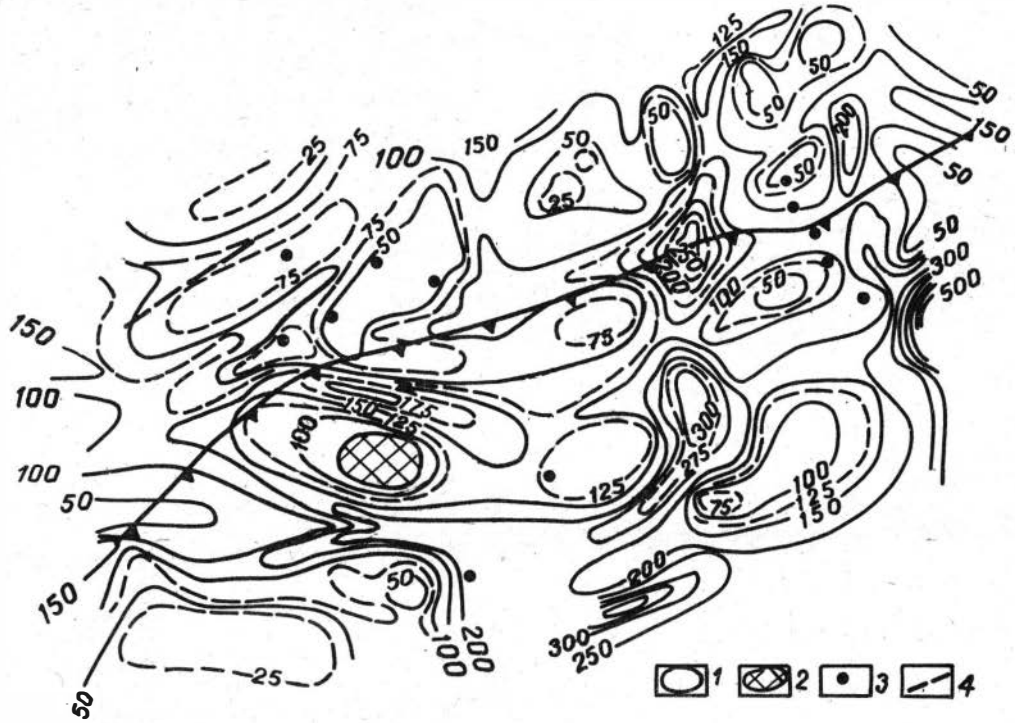


Рис. 3. Карта продольной проводимости терригенных отложений среднего карбона (Ровенско-Карпенский участок). Составила Ю.Задорожная. I – изолинии продольной проводимости; 2 – зона сильного искажения кривых ЗСБ; 3 – скважины; 4 – тектонические нарушения по данным ЗСБ; 5 – бортовой уступ Прикаспийской впадины.

натные отложения сингенетично сокращаются до 15-30 м и переходят в отложения глубоководного типа.

Для изученных электроразведкой ЗСБ участков северо-западной части Прикаспийской впадины: Ровенско-Карпенского, Ермовско-Дергачевского и Пигаревско-Карповского - построены карты продольной проводимости верхнекаменноугольно-нижнепермского комплекса пород (рис. 4), на которых вдоль бортового уступа вырисовывается цепочка увеличенных значений этого параметра. Средние сопротивления пород, определенные по данным ЗСБ, сейсморазведки и бурения в пределах выделенных аномалий составляют 2-10 Омм.

Анализ данных ЗСБ и бурения показал, что значительное увеличение продольной проводимости (и, соответственно, уменьшение сопротивления) наблюдается на участках развития мощных толщ рифогенных пород [3]. Выявлены также новые, ранее неизвестные аномальные зоны, обусловленные наличием биогермных образований с высокими коллекторскими свойствами (Пигаревско-Солянская площадь).

Малые мощности и доманиковый тип карбонатных пород за бортовым уступом не позволяют определить для них приращения продольной проводимости на кривых ЗСБ.

Изучение электроразведкой ЗСБ карбонатных отложений верхнего девона - нижнего карбона в северной бортовой зоне Прикаспийской впадины позволило выявить ряд зон увеличенных значений продольной проводимости, обусловленных наличием разновозрастных рифовых массивов. Смещение с севера на юг позднедевонско-турнейского, окско-серпуховского и малиновского карбонатных шельфов позволило дифференцировать выделенные аномалии в возрастном отношении [2].

Работы электроразведкой ЗСБ и МТЗ на Астраханском своде выполнялись в комплексе с сейсморазведкой на одних и тех же профилях, что позволило более определенно делать выводы об изменениях физических свойств пород разреза.

На исследуемой территории широко развита солянокупольная тектоника. Своды куполов приближаются к дневной поверхности. В межкупольных зонах надсолевая толща пород, мощностью до 4 км имеет сопротивление порядка 1 Омм. Соль в этих зонах сокращается в мощности до первых сотен метров. Ниже, вплоть до кристаллическо-

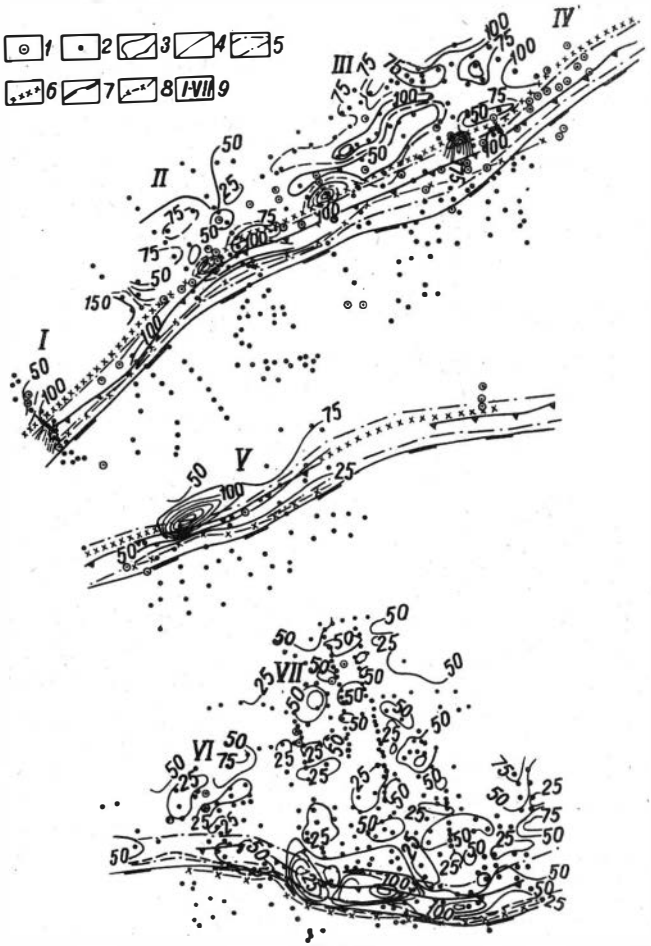


Рис. 4. Карта продольной проводимости надверейского карбонатного комплекса карбона и нижней перми. Составила В.Ю.Задорожная. I – скважины; 2 – точки ЗСБ; 3 – изолинии продольной проводимости надверейского карбонатного комплекса; 4 – бортовой уступ Прикаспийской впадины; 5 – граница распространения биогермного типа разреза перми; 6 – северная граница распространения разрезов переходного типа надверейского комплекса карбона; 7 – северная граница распространения разрезов глубоководного типа; 8 – южная граница выделения карбонатных отложений карбона и нижней перми на кривых ЗСБ. Площади: I – Ровенская; II – Краснокутская; III – Ерусланская; IУ – Карпенская; У – Ершовская; УI – Пигаревская; УII – Солянская.

кого фундамента, залегает толща, сложенная, в основном, плотными высокоомными породами, включающая в себя пласты высокоемких коллекторов. Последние на кривых ЗСБ проявляются как единый проводящий слой, заключенный между экраном (толщей соли) и кристаллическим фундаментом.

Для интерпретации МТЗ существенное значение имеет то обстоятельство, что практически повсеместно экран имеет наклон, погружаясь к центральным частям мульд. По данным М.Н.Бердичевского, в модели с наклонным высокоомным экраном вариации поля, электрический вектор которых направлен по простиранию экрана позволяют определить суммарную продольную проводимость всей осадочной толщи (S_Σ), а вариации, электрический вектор которых направлен вкрест простиранию экрана – проводимость надэкранной толщи (S_1). Вычисление проводимости подсолевого комплекса производится по формуле: $\Delta S^{под} = S_\Sigma - S_1$ Проводимость надэкранной толщи определяется также по данным ЗСБ. Однако наилучшие результаты как в отношении глубинности, так и в отношении детальности изучения разреза показывают зондирования МТЗ–ЗСБ. Совместная интерпретация комплексных кривых позволила построить карту продольной проводимости подсолевой толщи пород $\Delta S^{под}$ и выделить на ней ряд аномалий повышенных значений продольной проводимости. С привлечением данных сейсморазведки оценено среднее сопротивление пород в этих аномальных зонах и отмечено его существенное уменьшение. Это явление может быть связано как с увеличением мощности терригенных пород в разрезе, так и с фациальным замещением плотных известняков на их пористые разности. И в том и в другом случае выявленные зоны представляют большой интерес при нефтегазопоисковых работах. В пользу перспективности выделенных аномалий свидетельствует и тот факт, что в их пределах зафиксированы уменьшенные интервальные скорости сейсмических волн.

Последующим бурением скважин №№ I и 5 Ширяевских впервые на Астраханском своде в подсолевых отложениях обнаружены высокоемкие карбонатные коллектора и мощная газовая залежь.

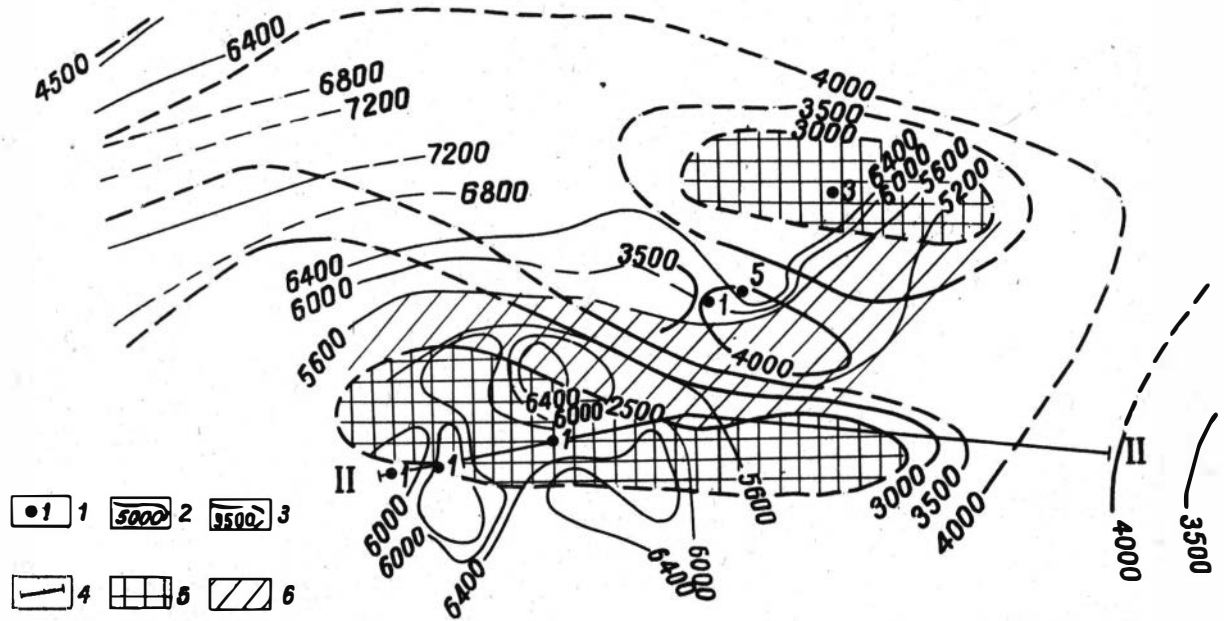


Рис. 5. Карта суммарной продольной проводимости (S_Σ) осадочного чехла Астраханского свода. Составили: Б.А.Шабанов, Р.В.Дакина.

I - скважины; 2 - изолинии интервальных скоростей сейсмических волн в подсолевой толще; 3 - изолинии суммарной продольной проводимости осадочного чехла; 4 - профиль комплексных геофизических работ; 5 - зоны сокращенной продольной проводимости осадочного чехла, соответствующие вершинам Астраханского свода; 6 - зоны минимальных интервальных скоростей в подсолевой толще.

ЛИТЕРАТУРА

I. ГРАЧЕВСКИЙ М.М., СИПКО Т.А. Фации нижнепермского нефтегазоносного барьерного рифа в Саратовском Заволжье.- "Докл. АН СССР", 1973, т. 210, № 2, с. 419-421.

2. ЗАДОРОЖНАЯ В.Ю., ТИКШАЕВ В.В., ЯЦКЕВИЧ С.В. Изучение биогермных отложений Прикаспийской впадины методом электроразведки ЗСТ.- "Сов. геология", 1978 (в печати).

3. ТИКШАЕВ В.В., ЗАДОРОЖНАЯ В.Ю. О природе повышенных значений продольной проводимости каменноугольных отложений в бортовой зоне Прикаспийской впадины.- "Экспресс-информация ВНИИОЭНГ", сер. "Нефтегазовая геология и геофизика", 1977, № 11. с. 8-11.

4. ШЕБАЛДИН В.П., ШАТАЛОВ О.В., ЯЦКЕВИЧ С.В. и др. Зональность геофизических полей северо-западной части Прикаспийской впадины и ее геологическая интерпретация.- В кн.: Латеральная изменчивость состава и физических свойств осадочной толщи в пределах локальных структур и ее отражение в зональности геофизических полей. Пермь, с. 280-287 (Тр. ВНИГРИ, Камское отд-ние, вып. 160).

М.М.Гольдман, В.С.Могилатов

СТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ, ПОГРУЖЕННОГО В ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТОЕ ПОЛУПРОСТРАНСТВО

В последние два десятилетия методы становления поля (СП) получили широкое распространение как в рудной, так и в структурной электроразведке. Как известно, одним из основных преимуществ этих методов перед методами постоянного тока и методами, использующими гармонические поля, является повышенная разрешающая способность, обусловленная более тесной связью неустановившихся полей с геоэлектрическими параметрами объекта поиска. Од-

нако, как показывает анализ теоретических и экспериментальных данных, разрешающая способность существующих модификаций СП не позволяет в ряде случаев эффективно решать поставленные геологические задачи. Например, решение актуальной в настоящее время проблемы поиска водонасыщенных коллекторов на Сибирской платформе наталкивается на ряд серьезных трудностей в районах, где соотношение продольных проводимостей пласта-коллектора и вышележащих отложений относительно невелико ($S/S_1 < 0{,}5$). В этих условиях принципиальное значение приобретает выбор такой модификации, в которой измеряемый сигнал существенно зависит даже от небольших изменений продольной проводимости разреза. Аналогичная проблема имеет место также при поисках малоамплитудных структур фундамента и в ряде других задач структурной электроразведки.

В статье исследуется новая модификация зондирований становлением поля, обладающая в некоторых геоэлектрических моделях в принципе неограниченной разрешающей способностью (точнее, ограниченной только уровнем внешних помех и собственных шумов аппаратуры), использующая в качестве источника первичного поля вертикальный электрический диполь (заземленную линию), который при наземных наблюдениях может быть помещен, например, в скважину, а в варианте морской электроразведки – непосредственно в море.

Здесь уместно подчеркнуть, что использование скважин в предлагаемой модификации необходимо главным образом для размещения вертикальной линии, а не для приближения датчиков поля к объекту поиска, как это имеет место в существующих методах скважинной электрометрии [3]. Поэтому в принципе допустимо использование любых искусственных или естественных полостей в Земле, а также неглубоких скважин, пробуриваемых специально вдоль профиля работ. В последнем случае с энергетической точки зрения может оказаться выгоднее помещать в скважину не питающую, а приемную линию.

Пусть в проводящее слоистое полупространство помещен вертикальный электрический диполь (ВЭД), момент которого I_z мгновенно уменьшается до нуля. Используя известную методику решения краевой задачи для уравнения теплопроводности с заданными на-

чальными данными и граничными условиями на дневной поверхности, в основании проводящей толщи и на бесконечном удалении от источника по горизонтали, можно получить выражения компонент электромагнитного поля для разреза с произвольным числом границ, подстилаемого изолирующим основанием [4]. Вначале ограничимся рассмотрением трех практически важных моделей среды, а именно двухслойного разреза с непроводящим (а также слабопроводящим) основанием и тонких горизонтов как высокого, так и низкого удельного сопротивления (плоскости T и S соответственно), расположенных в первом слое двухслойного разреза (рис. I а и Iб).

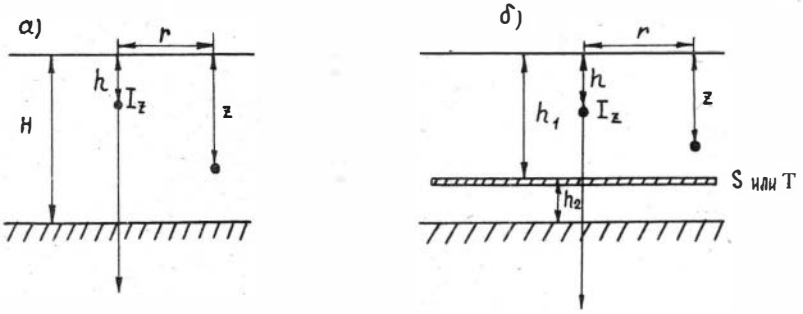


Рис.1

I. Становление поля вертикального электрического диполя (СВЭД) в двухслойной среде

Выражения для компонент электромагнитного поля, полученных для разреза с изолирующим основанием с помощью методики [4], имеют следующий вид:

(I)

$$H_\varphi = \left\{I_z/(\pi H^2)\right\}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)} \sin(\pi n z/H)\int_0^{\infty} m R_n e^{-m^2 t/(\gamma\mu H^2)} J_1(m\bar{r})\,dm\,,$$

(2)

$$E_z = \left\{I_z/(\pi\gamma H^3)\right\}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)} \sin(\pi n z/H)\int_0^{\infty} m^2 R_n e^{-m^2 t/(\gamma\mu H^2)} J_0(m\bar{r})\,dm\,,$$

$$E_{\bar r} = \{I_z/(\gamma H^3)\}\sum_{n=1}^{\infty} e^{-n^2\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\, n\cos(\pi n z/H)\int_0^{\infty} mR_n e^{-m^2 t/(\gamma\mu H^2)} J_1(m\bar r)\,dm\,, \qquad (3)$$

где γ – удельная проводимость пласта, μ – магнитная проницаемость ($\mu = 4\pi\cdot 10^{-7}$ гн/м), t – время от момента выключения тока, z и h – глубины погружения точки наблюдения и источника соответственно, H – мощность пласта, $\bar r$ – горизонтальный разнос установки в единицах мощности слоя,

$$R_n = [m\sin(\pi nh/H)]/(m^2+\pi^2n^2).$$

Как видно из (I)–(3) с увеличением относительного времени регистрации $t^* = t/(\gamma\mu H^2)$ влияние слагаемых с номером $n \geq 2$ ослабевает и в достаточно поздней стадии становления компоненты поля изменяются со временем по экспоненциальному закону:

(4)

$$H_\varphi = \{I_z/(\pi H^2)\}e^{-\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\sin(\pi z/H)\int_0^{\infty} mR_1 e^{-m^2 t/(\gamma\mu H^2)} J_1(m\bar r)\,dm\,,$$

(5)

$$E_z = \{I_z/(\pi\gamma H^3)\}e^{-\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\sin(\pi z/H)\int_0^{\infty} m^2 R_1 e^{-m^2 t/(\gamma\mu H^2)} J_0(m\bar r)\,dm\,,$$

$$E_{\bar r} = \{I_z/(\gamma H^3)\}e^{-\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\cos(\pi z/H)\int_0^{\infty} mR_1 e^{-m^2 t/(\gamma\mu H^2)} J_1(m\bar r)\,dm\,. \qquad (6)$$

Для получения более поздней асимптотики функция R_1 в подинтегральных выражениях (4)–(6) разлагается в ряд по малому параметру m и компоненты поля в этом случае выражаются через элементарные функции:

(7)

$$H_\varphi = \{I_z r/(4\pi^3 H^3)\}e^{-\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\sin(\pi z/H)\cdot L\,,$$

$$E_z = \{I_z/(2\pi^3\gamma H^3)\}e^{-\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\sin(\pi z/H)[1 - r^2\gamma\mu/(4t)]\cdot L\,, \qquad (8)$$

$$E_r = \{I_z\, r/(4\pi^2\gamma H^4)\}e^{-\pi^2 t/(\gamma\mu H^2)}\cos(\pi z/H)\,L\,. \qquad (9)$$

Здесь $L = \sin(\pi h/H) e^{-r^2 \gamma\mu/(4t)} (\gamma\mu H^2/t)^2$, r – разнос.

Сопоставление со строгими расчетами показывает, что соотношения (4)–(6) удовлетворительно описывают поле, начиная со значений параметра становления $\tau/H \geq 2$, а выражения (7)–(9) при $\tau/H \geq 20$ $(\tau^2 = 8\pi^2 t/(\gamma\mu))$.

Таким образом поле ВЭД, в отличие от всех рассматривавшихся ранее источников, в поздней стадии становления описывается экспоненциальной функцией, зависящей от электропроводности и мощности пласта. Эта особенность в поведении неустановившегося поля в принципе позволяет говорить о неограниченной разрешающей способности метода СПВЭД, так как сколь угодно малое изменение проводимости или мощности пласта с увеличением времени приводит к любому, наперед заданному, изменению регистрируемого поля. Естественно, что в реальных условиях, когда возможность измерения малых сигналов ограничена величиной внешних помех и собственных шумов регистрирующей аппаратуры, экспоненциальное затухание поля со временем не позволяет в ряде случаев реализовать отмеченное преимущество метода СПВЭД. В связи с этим практически важно исследовать поведение поля не только в поздней стадии становления, но и на всем протяжении переходного процесса.

Как показывает анализ, представление неустановившегося поля в виде бесконечных сумм (I)–(3) не позволяет эффективно производить расчеты ранних стадий становления, особенно, в случае многослойных сред. Поэтому расчеты неустановившегося поля ВЭД включали два этапа. Вначале поле вычислялось с помощью известного спектрального метода пересчета гармонических полей в нестационарные, а затем использовались асимптотические выражения (4)–(6) для расчета поля в поздней стадии становления. Такая методика позволила уверенно рассчитывать поле при любых временах измерения в разрезах с изолирующим основанием, а также производить расчеты поля в разрезах, подстилаемых средой с конечным удельным сопротивлением.

Выражения, описывающие гармоническое электромагнитное поле ВЭД, были получены для N – слойного разреза при произвольном размещении датчиков поля и, в частности, в рассматриваемой модели среды единственная, отличная от нуля, компонента электрического поля на дневной поверхности имеет вид: [I] :

$$E_r(\omega) = \{I_z/(2\pi\gamma_2)\}\int_0^\infty [(1-K_{32}e^{-2P_3\Delta h})/(1-K_{32}e^{-2P_2H})]e^{-P_2h}\lambda^2 J_1(\lambda r)\,d\lambda\,, \qquad (10)$$

где γ_2 и γ_3 – проводимости плаота и основания; $\Delta h = H-h$;

$$K_{32} = (\gamma_2P_3 - \gamma_3P_2)/(\gamma_2P_3 + \gamma_3P_2);\ P_j = \sqrt{(\lambda^2 - i\gamma_j\mu\omega)},\ j = 2,3$$

Исследуем поведение неустановившегося поля в ранней стадии становления. Поскольку источник поля окружен проводящей средой, очевидно, что поле в момент включения тока бесконечно мало. Поэтому в режиме выключения тока в источнике компоненты неустановившегоося поля в начальный момент не отличаются от соответствующих компонент на постоянном токе и, в частности, для радиальной составляющей электрического поля в разрезе с изолирующим основанием, получаем из (10):

$$E_r^0 = \{I_z/(2\pi\gamma_2)\}\int_0^\infty [sh(\lambda\Delta h)/sh(\lambda H)]\lambda^2 J_1(\lambda r)\,d\lambda\,, \qquad (11)$$

или в соответствии с [2], имеем:

$$E_r^0 = \{I_z\pi/(\gamma_2H^3)\}\sum_{n=1}^\infty (-1)^{n-1} n^2 \sin(\pi n\Delta h/H)K_1(\pi nr/H), \qquad (12)$$

где $K_1(x)$ – модифицированная функция Ганкеля первого порядка.

Отметим, что аналогичное выражение для неустановившегося поля в момент выключения тока можно также получить из соотношения (3) при $t \equiv 0$. Сопоставление со строгими расчетами показывает, что выражение (12) удовлетворительно описывает поле, пока параметр становления $\tau/\bar{r} < 1$. Интересно отметить чрезвычайно быстрое затухание электромагнитного поля в ранней стадии становления по мере удаления от источника в радиальном направлении. Пользуясь известным представлением модифицированных функций Бесселя для больших значений аргумента, получаем выражение для постоянного электрического поля в дальней зоне ($r/H > 1$):

$$E_r^0 \approx \{I_z\pi/(\gamma_2H^3)\}\sin(\pi\Delta h/H)\sqrt{H/(2r)}\,e^{-\pi r/H}. \qquad (13)$$

Таким образом в момент выключения тока в источнике электрическая энергия в среде сконцентрирована практически в локальной области, что чисто качественно объясняет отмеченный выше характер затухания поля в поздней стадии становления.

Зависимость измеряемого поля от удельного сопротивления среды в ранней стадии становления незначительна, однако, обращает на себя внимание высокая чувствительность поотоянного поля ВЭД в дальней зоне к изменениям мощности проводящей толщи.

С увеличением времени становления возрастает влияние электрических параметров среды, а также чувствительность неустановившегося поля к изменению глубины залегания изолирующего основания при регистрации переходного процесса в ближней зоне. В табл. I приведены относительные изменения поля ΔE_r% в зависимости от относительных изменений мощности проводящей толщи. В последнем столбце таблицы приведены абсолютные значения поля, возбужденного импульсом тока в линии конечных размеров, заземленной на верхней и нижней границах пласта ($\frac{r}{H} = I$).

Таблица I

$\frac{\tau}{H}$ \ ΔH%	I	2	4	8	I6	$E_r \cdot H^3/(I_z \cdot \rho_2)$
4	3	7	I4	27	5I	$0,III_{10-I}$
4,76	6	I2	24	49	I02	$0,355_{10-2}$
5,66	9	I8	38	83	I93	$0,739_{10-3}$
6,73	I3	27	58	I38	375	$0,885_{10-4}$
8,0	I8	39	9I	240	808	$0,506_{10-5}$

Из табл. I видно, что более высокая чувствительность поля ВЭД к изменению мощности пласта, по сравнению с полем, регистрируемым в установке "АВ – петля", достигается, начиная со значений параметра становления $\frac{\tau}{H} \approx 4$. Для того, чтобы оценить порядок измеряемых при этом сигналов необходимо задать конкретные значения параметров среды и установки. Полагая $H = 3000$ м, $\rho_2 = I0$ Ом м, $I = 30$а, $MN = 300$ м, получаем для времен, приведенных в табл. I, следующие величины сигналов в mkV : II0; 35; 7; 0,9; 0,05. Таким образом в рассматриваемом примере регистрация сигнала с помощью аппаратуры, применяемой в традиционных модификациях ЗСБЗ, может осуществляться до времен, удовлетворяющих соотношению: $\frac{\tau}{H} \approx 6,5$. При этом максимальная чув-

отвительноть измеряемого поля ВЭД к изменению мощноти опорного горизонта примерно в 4 раза выше, чем в стандартной уотановке "АВ – петля".

Следует отметить, что в определенных геоэлектрических уоловиях, когда макоимальные значения параметра отановления, при которых неуотановившаяоя э.д.о. еще может быть зарегиотрирована, не превышают четырехкратной мощноти олоя, рассматриваемая модификация зондирований отановлением поля не имеет никаких преимуществ перед оуществующими.

Теоретический анализ показал, что экопоненциальная завиоимость неуотановившегооя поля от геоэлектрических параметров пласта в поздней стадии отановления, отрого говоря имеет место только в олучае беоконечно больного удельного сопротивления оонования. В олучае сколь угодно высокого, но конечного значения ρ_3 всегда оущеотвует такой момент времени, начиная о которого измеряемое поле изменяется по закону:

$$E_r \approx \{I_z \cdot h \cdot r/(40\pi\rho_3^{3/2})\}(\mu/t)^{5/2} \qquad (14)$$

Еотеотвенно, что о увеличением отношения $\frac{\rho_3}{\rho_2}$ возрастает диапазон значений параметра отановления, в предолах которого поле в разрезе, подотилаемом проводящим основанием, практически не отличается от олучая $\frac{\rho_3}{\rho_2} \equiv \infty$. В таблице 2 приведены величины $\frac{E_r H^3}{(I_z \rho_2)}$ при различных значениях отнооительного сопротивления оонования и параметра отановления $\frac{\tau_2}{H}$ ($\frac{r}{H} = \frac{1}{4}$) .

Из таблицы видно, что поле в разрезах с $\frac{\rho_3}{\rho_2} \geq 20$ отличаетоя менее, чем на 10%, от поля в среде с изолирующим основанием вплоть до значений параметра отановления $\frac{\tau_2}{H} \approx 4$, т.е. до времен, когда начинаетоя проявляться повышенная чуветвительноть неуотановившегооя поля ВЭД к продольной проводимооти надопорной толщи.

П. Отановление поля ВЭД в пласте, оодержащем "плоокоть S "

Выражение для радиальной компоненты электрического поля имеет оледующий вид:

Таблица 2

ρ_2/ρ_1 / h_2/h_1	∞	100	80	60	40	20
1	0,419	0,419	0,419	0,419	0,419	0,419
1,19	0,355	0,355	0,356	0,356	0,356	0,356
1,41	0,264	0,264	0,264	0,264	0,264	0,264
1,68	0,171	0,171	0,171	0,171	0,171	0,171
2	$0,978_{10}-1$	$0,979_{10}-1$	$0,980_{10}-1$	$0,980_{10}-1$	$0,981_{10}-1$	$0,983_{10}-1$
2,38	$0,500_{10}-1$	$0,501_{10}-1$	$0,502_{10}-1$	$0,502_{10}-1$	$0,503_{10}-1$	$0,505_{10}-1$
2,83	$0,227_{10}-1$	$0,228_{10}-1$	$0,229_{10}-1$	$0,229_{10}-1$	$0,230_{10}-1$	$0,232_{10}-1$
3,36	$0,892_{10}-2$	$0,900_{10}-2$	$0,902_{10}-2$	$0,903_{10}-2$	$0,911_{10}-2$	$0,929_{10}-2$
4	$0,288_{10}-2$	$0,293_{10}-2$	$0,294_{10}-2$	$0,296_{10}-2$	$0,300_{10}-2$	$0,311_{10}-2$
4,76	$0,713_{10}-3$	$0,733_{10}-3$	$0,738_{10}-3$	$0,747_{10}-3$	$0,765_{10}-3$	$0,822_{10}-3$
5,66	$0,121_{10}-3$	$0,127_{10}-3$	$0,129_{10}-3$	$0,131_{10}-3$	$0,137_{10}-3$	$0,158_{10}-3$
6,73	$0,108_{10}-4$	$0,119_{10}-4$	$0,122_{10}-4$	$0,128_{10}-4$	$0,141_{10}-4$	$0,192_{10}-4$

$$E_r = \{I_z/(\pi\gamma h_1^3)\}\sum_{j=1}^{\infty}\left[K_j \cos(K_j z/h_1) R_j e^{-K_j^2 t/(\gamma\mu h_1^2)} \int_0^{\infty} m\varphi_j J_1(m\bar{r})\,dm\right], \qquad (15)$$

где

$$R_j = \sin(K_j h/h_1)/\left\{\cos^2(K_j)\left[1/\cos^2(K_j) + h_2/(h_1\cos^2(K_j h_2/h_1)) + S/S_1\right]\right\},$$

$$\varphi_j = m^2 \exp(-m^2 t/(\gamma\mu h_1^2))/(m^2 + K_j^2); \quad \bar{r} = r/h_1 .$$

Коэффициенты K_j удовлетворяют трансцендентному уравнению $tg(K_j) + tg(K_j h_2/h_1) = -K_j S/S_1$, из которого видно, что они монотонно возрастают с увеличением номера j. Таким образом, поле ВЭД в рассматриваемой модели среды, как и в случае двухслойного разреза с изолирующим основанием, в поздней стадии становления изменяется по экспоненциальному закону, причем показатель экспоненты зависит от всех геоэлектрических параметров среды. Это позволяет ожидать повышенной разрешающей способности метода СШВЭД к выявлению низкоомных маломощных горизонтов в разрезе, по сравнению с существующими модификациями ЗСБ. Стро-

гие расчеты поля, приведенные для рассматриваемой модели среды подтверждают этот вывод. В качестве примера на рис. 2 приведены графики неустановившегося поля ВЭД [illegible]оля, регистрируемого в установке "АВ–петля", (пунктирные линии) для различных соотношений продольной проводимости "плоскости S " и вышележащих отложений. В обоих случаях поле в среде, содержащей "плоскость S " нормируется полем в двухслойном разрезе с изолирующим основанием. Из рис. 2 видно, что относительное поле ВЭД в поздней стадии становления экспоненциально возрастает с увеличением времени, тогда как поле, измеряемое в установке "АВ–петля", стремится к постоянному значению, равному $[1+S_1/(Yh)]^3$

Интересно отметить, что поле ВЭД более чувствительно к появлению в разрезе тонкого низкоомного горизонта не только в поздней стадии становления, но практически во всем временном диапазоне, в котором "плоскость S " проявляется на кривых зондирования. Таким образом, для фиксированного момента времени относительное поле ВЭД всегда больше, чем поле, измеряемое в установке "АВ–петля". Однако практически важно сопоставить разрешающие способности сигналов, регистрируемых в каждой из установок для своего момента времени, например, такого, при котором измеряемый сигнал превышает минимально допустимый для используемой аппаратуры уровень. Полагая этот уровень равным 1mkV и выбирая параметры среды и установок такими же, как и в первом примере (в установке "АВ–петля" сторону петли положим равной 500 м), получим следующие относительные значения поля в зависимости от соотношения продольных проводимостей "плоскости S " и вышележащих отложений:

Таблица 3

тип установки \ $\frac{S}{S_1}$	I	I/2	I/4	I/8
"АВ–петля"	2,6	I,6	I,2	I,I
ВЭД	4,8	2,5	I,6	I,3

Из табл. 3 видно, что в рассматриваемых геоэлектрических условиях реальная разрешающая способность поля ВЭД выше по срав-

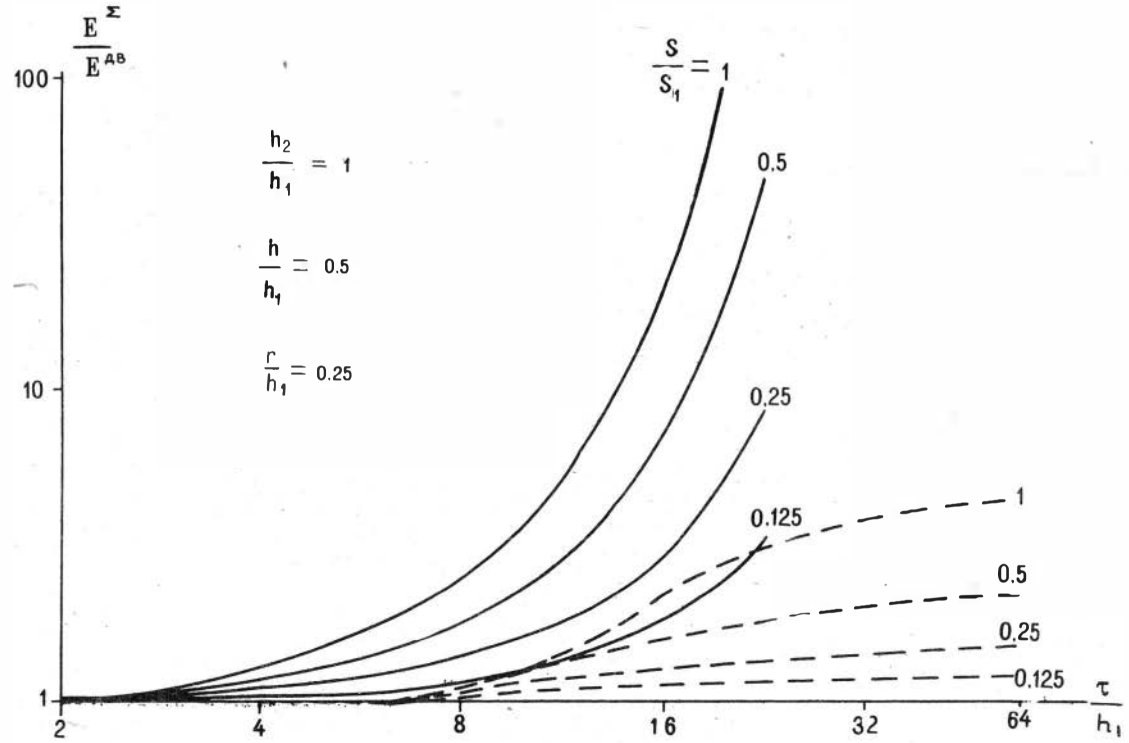

$\frac{E^{\Sigma}}{E^{дв}}$
100
10
1
$\frac{h_2}{h_1} = 1$
$\frac{h}{h_1} = 0.5$
$\frac{r}{h_1} = 0.25$
$\frac{S}{S_1} = 1$
0.5
0.25
0.125
1
0.5
0.25
0.125
2
4
8
16
32
64
$\frac{\tau}{h_1}$

Рис. 2.

нению с полем, регистрируемым установкой "АВ-петля" и это преимущество особенно ощутимо при выявлении относительно слабо проводящих или маломощных горизонтов. Если же значения $\frac{S}{S_1} > 1$, влияние "пластины S" значительно при регистрации компоненты B_z от горизонтальной заземленной линии и усложнение методики работ, связанное с применением вертикальной линии, едва ли целесообразно.

Ш. Становление поля ВЭД в присутствии тонкого высокоомного экрана

Выражение для радиальной компоненты электрического поля в пласте, содержащем бесконечно тонкий горизонт с поперечным сопротивлением $T(T = h_r \cdot \rho_r)$, имеет следующий вид:

$$E_r = \{I_z/\pi\gamma_1 h_1^3\}\int_0^\infty R(m) e^{-vt/\gamma_1\mu h_1^2} J_1(m\bar{r})\,dm; \quad (16)$$

$$R(m) = \frac{m^2\kappa_1}{m^2+\kappa_1^2}\,\frac{\cos(\kappa_1 z/h_1)\sin(\kappa_1 h/h_1)}{\sin^2\kappa_1\{1/\sin^2\kappa_1 + h_2/h_1\sin^2(\kappa_2 h_2/h_1) - \mathrm{ctg}(\kappa_1)/\kappa_1 \cdot \mathrm{ctg}(\kappa_2 h_2/h_1)/\kappa_1\}}; \quad (17)$$

$$K_1\mathrm{ctg}(K_1) + K_2\mathrm{ctg}(K_2 h_2/h_1)\,\frac{\gamma_1}{\gamma_2} + (T/T_1)m^2 = 0;\ K_i = (\gamma_i\,\frac{V}{\gamma_1} - m^2);\ i = 1,2 \quad (18)$$

γ_1 и γ_2 – электропроводности пород над экраном и под экраном соответственно.

Как видно из (18) при любом, сколь угодно большом, но конечном значении $\frac{T}{T_1}$, регистрируемое поле в достаточно поздней стадии становления ($t \to \infty, m \to 0$) практически не искажается присутствием тонкого низкоомного горизонта. Однако, учитывая весьма быстрое затухание поля ВЭД в поздней стадии становления, на практике эти времена могут оказаться недостижимыми из-за малости сигнала, и, следовательно, экранирование может иметь место и при конечных значениях поперечного сопротивления высокоомного горизонта. В связи с этим приобретает интерес исследование

неустановившегося поля во всем временном диапазоне. Результаты расчетов, выполненные как спектральным методом, так и с помощью соотношений (I6)-(I8) предоставлены на рис. 3 и 4 в виде отношения поля в среде, содержащей "плоскость Т", к нормальному полю, когда экран отсутствует и $\sigma_1 = \sigma_2$. Из сопоставления рис.3 и рис. 4 видно, что при расположении источника поля над "плоскостью Т" экранирование низкоомных отложений наблюдается до значительно более поздних времен, чем при расположении электрического диполя под экраном ($\frac{r_1}{h_1}$ = 9,5 и 5,6, соответственно). Для этих значений параметра становления в табл. 4 приведены величины сигналов на дневной поверхности, нормированные множителем $h_1^3 / I_2 \cdot \rho_1$.

Таблица 4

$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	I	I/2	I/4	I/8	I/I6
Диполь над экраном	$0{,}427_{10^{-5}}$	$0{,}911_{10^{-5}}$	$0{,}157_{10^{-4}}$	$0{,}193_{10^{-4}}$	$0{,}189_{10^{-4}}$
Диполь под экраном	$0{,}421_{10^{-3}}$	$0{,}973_{10^{-3}}$	$0{,}176_{10^{-2}}$	$0{,}242_{10^{-2}}$	$0{,}271_{10^{-2}}$

Как видно из табл. 4, расположение одного из датчиков поля в подэкранной толще является эффективным средством уменьшения влияния высокоомных горизонтов и при исследовании геоэлектрических параметров зазкранированной среды эквивалентно существенному повышению измеряемого сигнала (примерно на два порядка).

ЛИТЕРАТУРА

I. ГАСАНЕНКО Л.Б., МАРКИНА Е.А. Электромагнитное поле низкочастотного диполя в горизонтально-слоистой среде.- "Уч.записки ЛГУ. Серия физ. и геол. наук", I967, № 333, вып. I7, с. 20I-226.

2. ДИТКИН В.А., ПРУДНИКОВ А.П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М., „Физматгиз, I96I, 524 с.

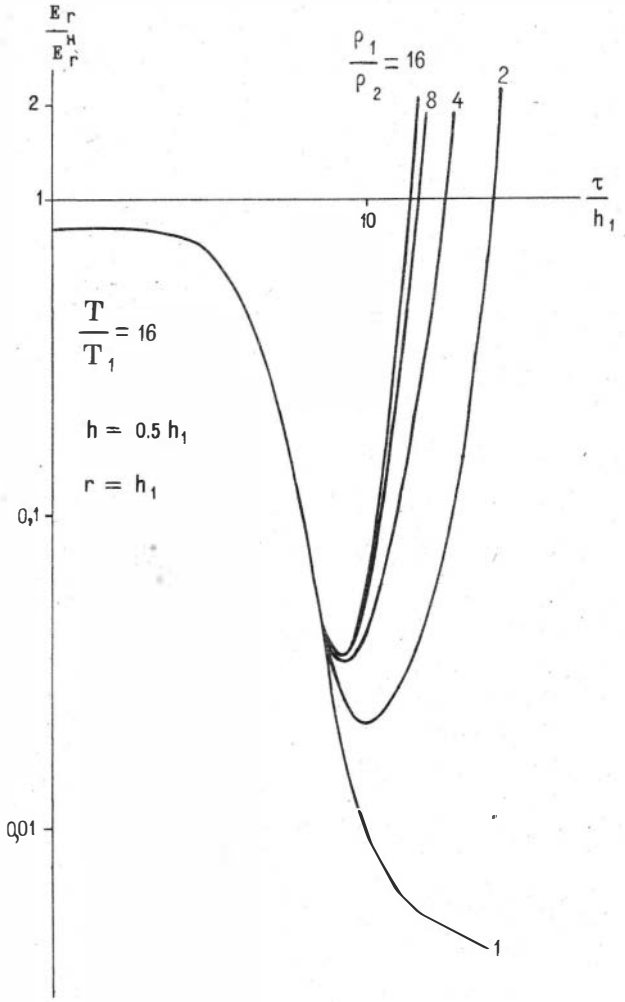


Рис. 3

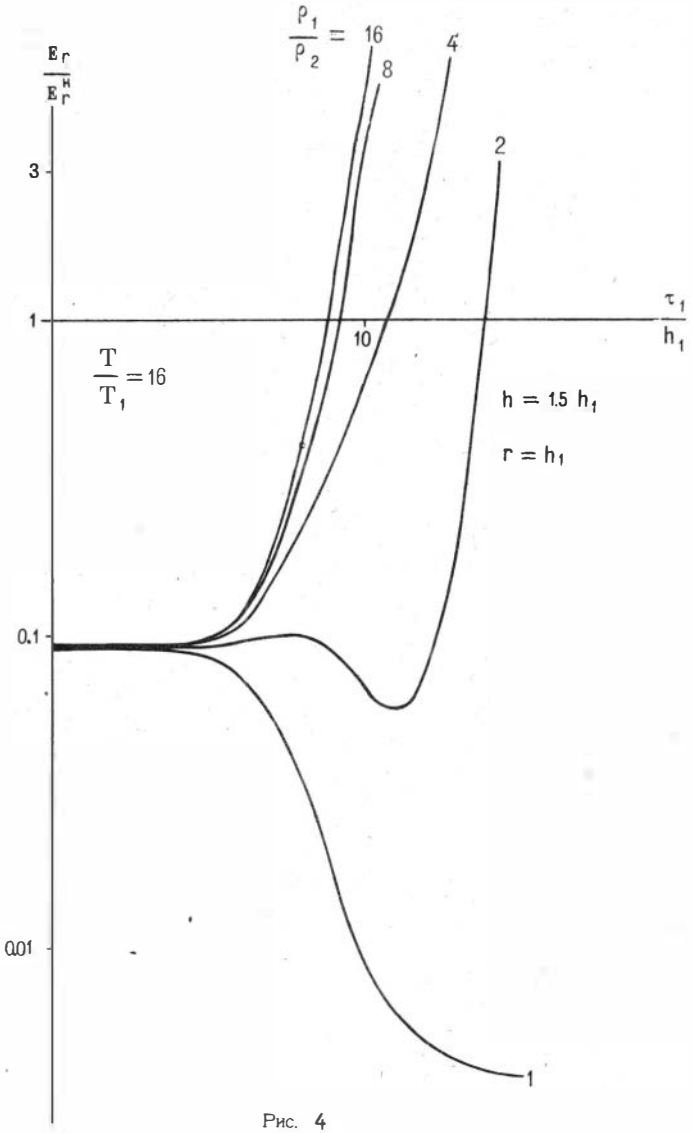

$\frac{E_r}{E_{r=0}}$
$\frac{\rho_1}{\rho_2} =$ 16
8
4
2
1
3
1
0.1
0.01
10
$\frac{\tau_1}{h_1}$
$\frac{T}{T_1} = 16$
h = 1.5 h_1
r = h_1

Рис. 4

3. ИВАНЧУК А.М., КОГАН В.Д., СИДОРОВ В.А., ТХОРЖЕВСКИЙ С.А. Способ геоэлектроразведки. Авт. свид. № 396654, 1971.

4. ТИХОНОВ А.Н., СКУГАРЕВСКАЯ О.А. О становлении электрического тока в неоднородной среде.- "Изв. АН СССР. Серия геофиз.", 1950, № 4, с. 281-293.

Я.С.Сапужак, Р.И.Кусайло, В.И.Шамотко
С.А.Дещица, А.П.Кравченко

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГЛУБИННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДОМ ЗС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ

В последние годы наряду с традиционными методами изучения земной коры и верхней мантии глубинными сейсмическими (ГСЗ) и магнито-теллурическими (ГМТЗ) зондированиями продолжают развиваться и совершенствоваться глубинные электромагнитные исследования активными полями.

Повышение глубинности последних встречает известные трудности, связанные с ограниченной мощностью источников питания и устройством длинных низкоомных линий, необходимых для создания в земле достаточно больших питающих моментов.

Одним из возможных вариантов частичного преодоления упомянутых затруднений является использование для глубинных исследований в качестве токоподводящих проводов отключенные высоковольтные линии (ВЛ) электропередач, характеризующиеся сопротивлением порядка долей ом/км с питанием от специальных источников или батарей аккумуляторов.

Отдельные примеры такого применения линий электропередач известны как у нас в стране [6], так и за рубежом [14-16]. Во всех случаях заземленные ВЛ, подключаемые к источникам постоянного тока, использовались в качестве питающих линий в различных модификациях метода сопротивлений: вертикальных или дипольных зондирований, а также площадных исследований в поле неподвижной длинной линии АВ.

Несколько отличные от описанных как с геофизической, так и энергетической сторон эксперименты были проведены Львовским филиалом Института математики АН УССР в содружестве с Львовским ордена Ленина политехническим институтом МВО и ССО УССР в процессе наладки и опробования установок плавки гололеда (УПГ) на Кавказе, о. Сахалине и на Таймырском полуострове [4].

При этих глубинных исследованиях в качестве токовых использовались заземленные на конечных подстанциях высоковольтные линии, питаемые от энергосистемы прямоугольными импульсами постоянного тока с помощью установок плавки гололеда.

В моменты коммутаций тока изучался процесс становления электромагнитного поля в ближней и дальней зонах с регистрацией вертикальной магнитной и горизонтальных электрических составляющих [4]. Использование неустановившихся электромагнитных полей наряду с чисто техническими, хотя и весьма существенными (учитывая специфику наблюдений) факторами, связанными с сокращением времени наблюдений и соответственно отключения ВЛ, имеет также известные разведочные преимущества. Последние заключаются в принципиальной возможности изучения разреза под высокоомными экранами [3], что необходимо при изучении нижних горизонтов и подошвы земной коры.

Для оценки геологических возможностей таких исследований рассмотрим получаемые с их помощью материалы и особенности их интерпретации более детально, чем в предыдущих работах [4].

На Кавказе глубинные исследования велись с использованием ЛЭП – 220 кв Дагомыс–Тверская, которую можно представить в виде двух почти равных отрезков Дагомыс–Туапсе (69 км) и Туапсе–Тверская (70 км), образующих между собой угол примерно 98^0 (рис. I,г). При этом более мелкие изломы и отклонения линий электропередач от прямой нами не учитывались.

Сила питающего тока в линии составляла 900 а, а регистрация вертикальной составляющей магнитного поля велась примерно посредине первой линии северо–восточнее ст. Лазаревская с помощью горизонтальной многовитковой петли эффективной площадью $3.46 \cdot 10^5$ м^2.

В соответствии с этим при обработке в качестве исходных принимались параметры двух линий ($A_1 B_1 = 69$ км; $r_1 = 5$ км; $\theta_1 =$

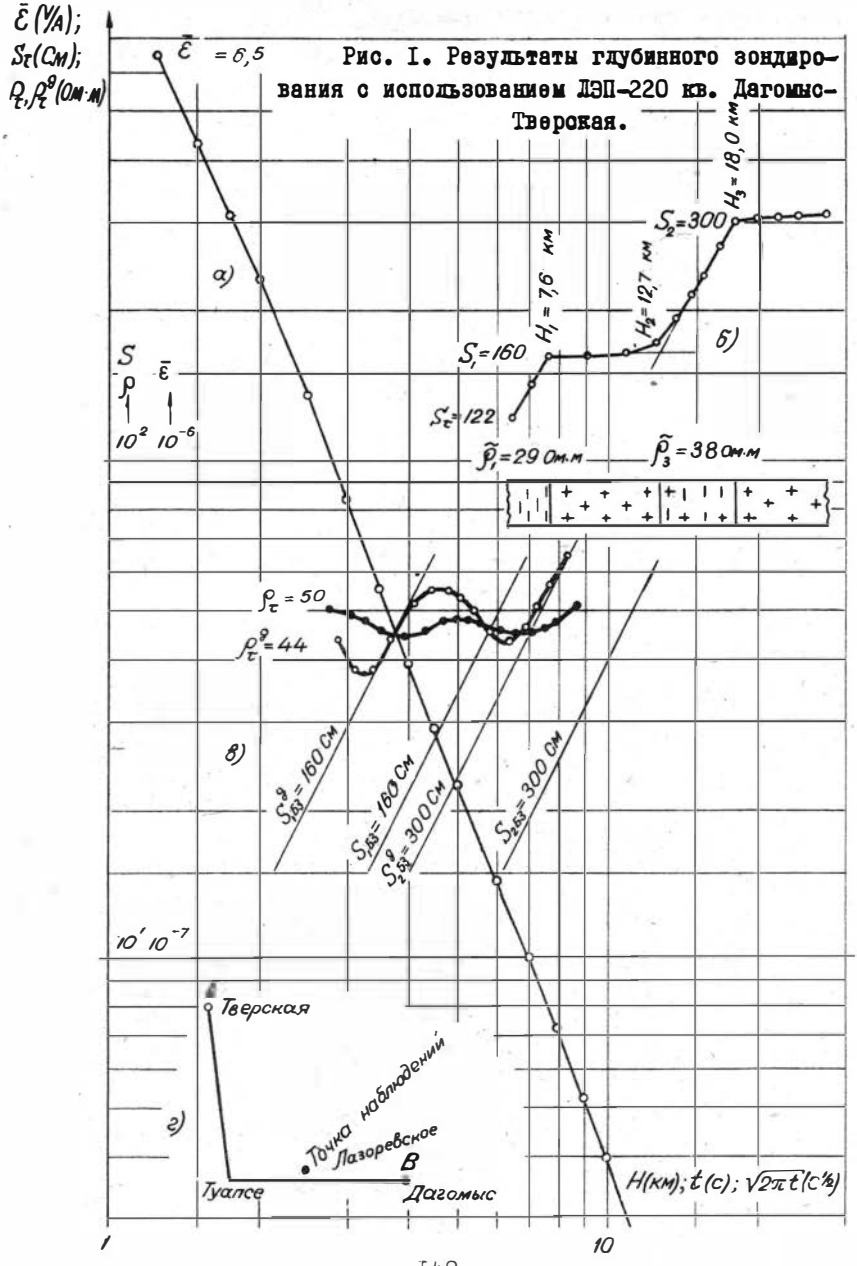


Рис. I. Результаты глубинного зондирования с использованием ЛЭП-220 кв. Дагомыс-Тверская.

30^0; $A_2B_2 = 70$ км; $r_2 = 70$ км; $\theta_2 = 40^0$), и по ним определялись одноименные эквивалентные величины из выражений:

$$K_э = \frac{I}{\frac{I}{K_1} + \frac{I}{K_2}}; \quad r_э = \frac{n}{\frac{I}{r_1} + \frac{I}{r_2}}; \quad A_эB_э = A_1B_1 + A_2B_2 .$$

По наблюденной кривой процесса становления, зарегистрированной в интервале от I.2 до I2 сек. рассчитывались кривые кажущихся сопротивлений обычных $\rho_т$ [7] и дифференциальных $\rho_т^д$, а также кажущихся проводимостей $S_к$ [I3], (рис. I). Все кривые, особенно дифференциальные достаточно отчетливо отображают в основном четырехслойный разрез типа КН. Определение продольной проводимости до поверхности высокоомных горизонтов велось как по асимптотическим ветвям кривых $\rho_т$, определяемых на основании сопоставления с палеточными кривыми [8], так и непосредственно по ординатам горизонтальных участков графиков $S_к$, полученных на уровне I60 См и 300 См (рис. I). Несколько завышенные на I0–I5% значения $S_к$ и соответственно H дают определения по координатам минимумов кривых $\rho_т$ [7]. Учитывая, что в целом количественные определения дают только примерные значения глубин, последние для большей наглядности показаны на кривых $S_к$ от H [I3] (рис. I,б).

Кровля первого высокоомного горизонта, фиксируемого на глубинах 7,6 км соответствует, судя по гравиметрическим и сейсмическим данным [2], поверхности кристаллического фундамента, а вышезалегающий горизонт сопротивлением около 30 омм характеризует отложения перекрывающего фундамент осадочного комплекса. Горизонт пониженного сопротивления, который отмечается ориентировочно в интервале глубин I2,7–I8,0 км, по-видимому, следует отнести к проводящим горизонтам, наблюдающимся в разрезе земной коры других регионов. В целом этот первый опыт показал возможность исследования с помощью линий электропередач геоэлектрического разреза до глубин порядка первых десятков километров.

Подобные описанным выше наблюдения были проведены на Южном Сахалине при испытаниях установки плавки гололеда на ЛЭП–II0 кв. Сахалинская ГРЭС – Краснополье общей длиной 56 км. Регистрация вертикальной составляющей магнитного поля велась в районе г. Шахтерска, удаленного от центра питающей линии на 4I,7 км при $\theta = 30^0$. По характеру зарегистрированной кривой процесса ста-

новления (рис. 2,а) нетрудно заключить, что, учитывая большое действующее расстояние, наблюдения, в зависимости от времени, можно отнести и к дальней и к ближней зонам. В соответствии с этим полученные данные обрабатывались и затем интерпретировались с помощью приемов, разработанных для обеих модификаций. В силу принципиальных и технических особенностей по кривым ρ_t дальней и ближней зон отмечается лишь двуслойный разрез типа $\rho_1 < \rho_2$; поэтому количественная интерпретация сводилась к оценке значений суммарной продольной проводимости S , среднего продольного сопротивления ρ_l и глубин залегания опорного горизонта H .

При определении S по палеткам для дальней [10] и ближней [8] зон наметились существенные расхождения в абсолютных их значениях, (90 и 160 См), хотя нет оснований относить их к разным стратиграфическим горизонтам. Возможно здесь сказывается влияние горизонтальных неоднородностей или значительное отклонение пункта наблюдений от экваториальной оси и близость к нему одного питающего заземления, а также возможные погрешности в определении коэффициента установки из-за аппроксимации в целом криволинейных участков линии прямыми. В соответствии с изложенным оценка глубин залегания опорного горизонта по S и ρ_l , которое можно принять равным 110 омм (примерно на уровне ρ мин.), даст значения в пределах от 9.9 до 17.6 км. Близкое к последнему значение (17 км) получено с помощью параметра m и вспомогательных функций [13].

Полученные значения глубин залегания опорного горизонта, которые можно считать предельными, позволяют связывать его с поверхностью кристаллического фундамента, который судя по материалам МТЗ и общегеологическим данным может залегать здесь на таких отметках [1,9].

Самым крупным по масштабам используемых линий и действующих расстояний был эксперимент на 150-километровой ЛЭП-220 кв. Хантайская ГЭС-Норильск, где при токах в линии 700-1000 а, произведения $M \cdot r$ достигали 10^{13} а$\cdot$м^2.

Регистрация процесса становления вертикальной магнитной и горизонтальной электрической составляющих велась примерно в экваториальной плоскости линии АВ в 68 км западнее ее центра у

пос. Потапово на правом берегу р. Енисея (рис. 2,б). Несмотря на весьма значительные размеры линии и большое расстояние переходной процесс зарегистрирован всего в интервале от 0.05 до 1.5–2.0 сек., что уже само по себе свидетельствует об очень высоком среднем продольном сопротивлении разреза. Этот вывод полностью подтверждается построениями по результатам наблюдений кривых ρ_τ и S_τ .

Первая кривая, взятая по данным магнитной составляющей, записанной на более высокой чувствительности, характеризуется весьма высокими значениями $\rho_{\tau min}$ = 6000 омм, и, соответственно, низкими значениями S порядка II См. Примерно такие же значения получены и по результатам обработки дифференциальными способами. Очевидно, такие высокие сопротивления следует связывать с гранитным или базальтовым слоем земной коры, характеризующимся здесь мощностью около 40 км [6], а проводящий слой, глубина залегания которого по кривой ρ_τ и $S_к$ оценивается в 80–90 км, относить уже к верхней мантии.

Следует отметить и существенные отличия полученных данных от кривой ВЭЗ, выполненной на той же ЛЭП-220 кв. Хантайская ГЭС – Норильск и характеризующейся значениями ρ_{min} = 40–60 омм и соответственно суммарной проводимостью S около 70 См. Вероятно, это расхождение объясняется влиянием верхних проводящих слоев осадочной толщи, характеризующейся большой изменчивостью мощности и неравномерным площадным распространением [6,9].

Полученные результаты в целом свидетельствуют о реальности использования высоковольтных линий для геофизических целей и возможности исследования с их помощью при питающих моментах 10^7 – 10^8 а·м^2 значительных глубин порядка от нескольких десятков до первой сотни километров.

В соответствии с этим, учитывая накопленный опыт, можно наметить перспективы более широкого использования в геофизике линий электропередач в качестве питающих диполей или линий, включая опоры сети ВЛ, так и электрифицированных железных дорог.

Основные направления таких исследований связаны с применением для подачи в землю кратковременных импульсов постоянного тока:

– ВЛ постоянного тока на отдельных участках между подстанциями с питанием от энергосистемы;

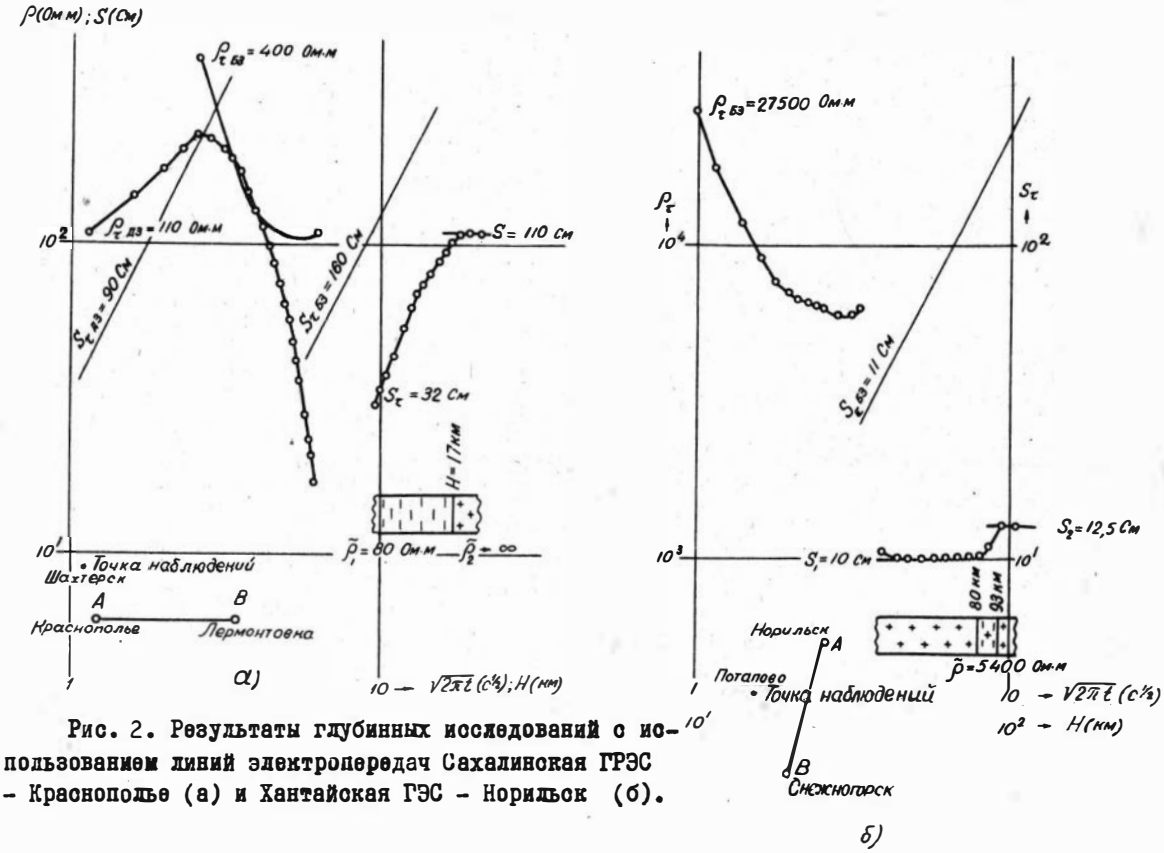


Рис. 2. Результаты глубинных исследований с использованием линий электропередач Сахалинская ГРЭС – Краснополье (а) и Хантайская ГЭС – Норильск (б).

- ВЛ постоянного и переменного токов в период профилактических или других отключений с питанием от посторонних источников: электроразведочных станций (ЭРС), батарей аккумуляторов или конденсаторов и т.п.;

- стационарных и передвижных установок плавки гололеда (УПГ) постоянным током по схеме "провод-земля", режим работы которых при геофизических исследованиях от плавки отличается лишь кратковременностью включений, (в сейсмоактивных районах УПГ, сеть которых на территории страны будет развиваться, можно использовать для периодических наблюдений за вариациями глубинной электропроводности, которая взаимосвязана с напряжениями в земной коре и может служить одним из элементов прогноза землетрясений [12]);

- передвижных выпрямительных установок напряжением до 10 кв типа трансформатор-выпрямитель, которые могут быть выполнены на базе автофургона;

- контактных сетей электрифицированных железных дорог, замыкаемых на землю в отдельных пунктах в интервале между тяговыми подстанциями в момент прохождения электровозов или с помощью специальных приспособлений.

Наряду с повышением мощности источников питания, учитывая, как правило, ограниченное число коммутаций, необходимо совершенствовать и приемно-регистрирующий комплекс. В этом плане ведутся исследования, направленные на повышение информативности и помехоустойчивости приемного тракта на базе использования оптимальной фильтрации регистрируемых сигналов.

Весьма перспективно в этом направлении создание автономных регистраторов с автоматической синхронизацией, позволяющих вести одновременно наблюдения в нескольких или многих пунктах и полнее использовать кратковременные включения линий.

Решение проблемы использования линий электропередач для геофизических исследований, фрагменты и перспективы которых приводились выше, учитывая широко развитую сеть ВЛ и электрифицированных железных дорог, сулит определенные технико-экономические выгоды и разведочные результаты, хорошо дополняющие данные ГМТЗ и ГСЗ.

Для успешного внедрения предлагаемых способов в практику

необходима координация совместных усилий научно-исследовательских организаций и подразделений Министерств геологии, энергетики и путей сообщения в интересах дальнейшего развития способов разведки земных недр.

ЛИТЕРАТУРА

I. Атлас Сахалинской области. М., I967, I35 с.

2. БАЛАВАДЗЕ Б.К. Геофизическое исследование строения земной коры бассейна Черного моря.- В кн.: Глубинное строение Кавказа. М., "Наука", I966, с. I25-I34.

3. ВАНЬЯН Л.Л. Основы электромагнитных зондирований. М., "Недра", I965, I08 с.

4. ДЕНИСЕНКО Г.И. и др. Использование контуров заземления подстанций в качестве рабочего заземления установок при плавке гололеда постоянным током.- В кн.: Плавка гололеда в электрических сетях. материалы Всесоюз. совещания. Львов, I970, с. 85-92.

5. Зондирование становлением поля в ближней зоне. М., "Недра", I976, I03 с.

6. ИВАНОВ М.К., ГИРЕНКО С.Г. Сверхглубинные ВЭЗ в Норильском районе.- "Уч. зап. н.- и. ин-та геологии Арктики. Региональная геология", вып. I7, I970, с. I59-I64.

7. КАУФМАН А.А., МОРОЗОВА Г.М. Теоретические основы метода зондирований становлением поля в ближней зоне. Новосибирск, "Наука", I970, I23 с.

8. АЛЬБОМ ТРЕХСЛОЙНЫХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ КРИВЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ СТАНОВЛЕНИЕМ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ. Методическое пособие, вып. 3, Новосибирск, I970, I08 с.

9. КУЗНЕЦОВ С.С. Геология СССР. М., "Высшая школа", I968, 440 с.

I0. МАТВЕЕВ Б.К. Графическое построение кривых электромагнитных зондирований. М., "Недра", I966, 84 с., альбом 53 л.

II. МАТВЕЕВ Б.К. Интерпретация электромагнитных зондирований. М., "Недра", I974, 232 с.

I2. МЯЧКИН В.И. и др. Физика очага и предвестники землетря-

сений.- В кн.: Поиски предвестников землетрясений. Материалы международ. симпозиума. 1974г. Ташкент, "Фан", 1976, с. 121-131.

13. Интерпретация точечных зондирований становлением (ЗСТ) над горизонтально-слоистыми разрезами. Саратов, 1972, 76 с. - Авт.: СИДОРОВ В.А., ВЕДРИНЦЕВ Г.А., ФРОЛОВ П.П. и др.

14. CANTWELL T., GALBRAITH I.N., NELSON Ir, NELSON P. Deep resistivity resultes from New York and Virginia. - "J.Geophys.Res.", 1964, N.2, p.4367-4376.

15. CANTWELL T, NELSON P., WEBB J, ORAUGE A.S. Deep resistivit measyrements in the Pacific Northwest. - "J.Geophys. Res.", 1965, N.8, p.1931-1937.

А.Э.Вишняков

ОДНОСУДОВЫЕ ВАРИАНТЫ МОРСКОЙ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ МЕТОДОМ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ В ДВИЖЕНИИ

Основные геологические задачи, стоящие перед морской электроразведкой методом становления поля могут быть сформулированы следующим образом:

1. Выявление в осадочном чехле хорошо проводящих электрический ток комплексов горных пород, соответствующих терригенным и пористым (трещиноватым) карбонатным породам, главным образом коллекторам и покрышкам; определение глубины их залегания и мощности.

2. В комплексе с сейсморазведкой, а при отсутствии отражений самостоятельно, изучение отруктурного плана комплексов пород, указанных в п. 1, при глубинах их залегания до 4-5 км.

Несмотря на очевидную важность поставленных задач морская электроразведка применяется в ограниченном объеме, так как донные варианты метода зондирований становлением поля (ЗС) обладают очень низкой производительностью по сравнению с морской сейсморазведкой методом отраженных волн (МОВ). Сравнительную производительность характеризуют следующие цифры: за смену методом МОВ исследуется 50 пог.км профилей, а методом ЗС выполняется 1

зондирование при шаге 2–4 км. С другой стороны, электроразведка обладает рядом принципиальных преимуществ, главным из которых является малое влияние на результаты исследований методом ЗС экранов упругих волн. Иными словами, электроразведка может освещать разрезы, недоступные для сейсморазведки. Кроме того, комплекс сейсморазведки и электроразведки может более объективно решать задачи литологической характеристики разреза и прямых поисков. Поэтому разработка морских вариантов метода ЗС в движении судна является крайне актуальной.

Основными задачами, которые было необходимо решать в первую очередь при разработке метода ЗС в движении являются следующие:

1 выбор рациональной электроразведочной установки;

2 создание генераторной установки с возможно большими моментами и отвечающей требованиям Главрыбвода;

3 создание приемных элементов с высокой чувствительностью, имеющих малый уровень помех в движении при волнении моря – до 4–5 баллов;

4 совмещение генераторной и измерительной установок для транспортирования одним судном;

5 совмещение мощного генераторного устройства и измерительного канала на борту одного судна;

6 разработка способов регистрации и обработки данных.

К разработке методики и аппаратуры морской электроразведки в движении НПО "Севморгео" приступило в 1975 г. Ниже излагаются основные результаты этих исследований.

Блок-схема установок и аппаратуры приведена на рис. 1.

Из электроразведочных установок изучались: совмещенная петлевая установка и четырехэлектродная установка AMNB.

Для создания движущейся петлевой установки необходимо придать ей нейтральную плавучесть и приложить не менее двух горизонтальных сил, направленных под углом друг к другу. Практически в качестве одной силы используется сила тяги судна, а второй – отводителя планерного типа. При использовании двух отводителей петля становится симметричной относительно оси (рис. 2).

Натяжение и форма равномерно движущейся в потоке петли находится на основе уравнений акад. А.Н.Крылова:

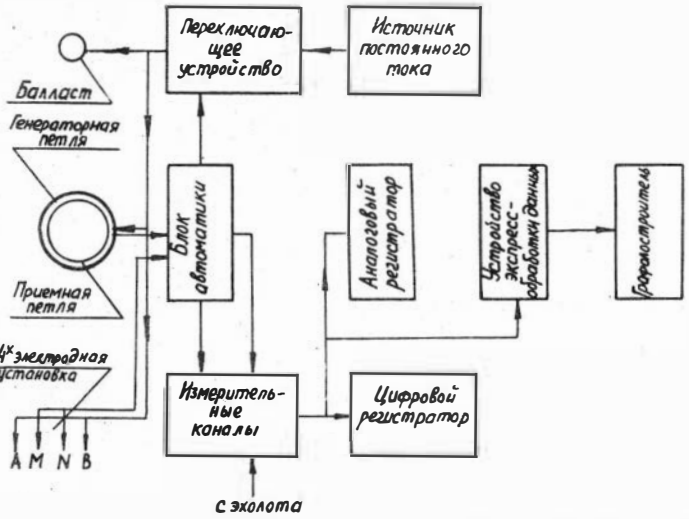


Рис.I. Блок-схема установок и аппаратуры для электроразведки в движении судна.

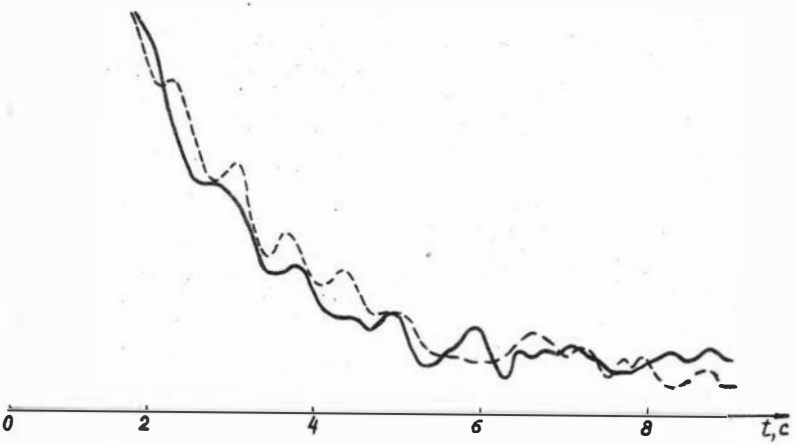


Рис.3. Осциллограммы соседних импульсов становления поля, записанных установкой AMNB при скорости судна 4 узла. Масштаб записи $3 \cdot 10^{-8} \frac{В}{А \cdot м^2}$.

передняя ветвь:

$$\begin{cases} x = \frac{T_1}{C}\left(\frac{1}{\sin\alpha_{к1}} - \frac{1}{\sin\alpha}\right) \\ y = \frac{T_1}{C}\ln\frac{\operatorname{ctg}\frac{\alpha_{к1}}{2}}{\operatorname{ctg}\frac{\alpha}{2}} \\ T_1(\operatorname{ctg}\alpha_{к1} - \operatorname{ctg}\alpha) = c\ell_1 \\ \alpha_{к1} \le \alpha \le \alpha_1 \end{cases} \qquad (I)$$

Задняя ветвь:

$$\begin{cases} x = \frac{T_2}{C}\left(\frac{1}{\sin\alpha} - 1\right) \\ y = \frac{T_2}{C}\ln\operatorname{ctg}\frac{\alpha}{2} \\ T_2\operatorname{ctg}\alpha = \ell_2 c' \\ \alpha_2 \le \alpha \le \pi/2 \\ C = 1{,}8\,\frac{\rho V^2}{2}d \end{cases} \qquad (2)$$

Уравнение связи:

$$\begin{cases} T_0\cos\alpha_0 = T_1\cos\alpha_1 - T_2\cos\alpha_2 \\ T_0\sin\alpha_0 = T_1\sin\alpha_1 + T_2\sin\alpha_2 \end{cases}, \qquad (3)$$

где T_1, T_2 – силы натяжения в передней и задней ветвях петли, T_0 – усилие отводителей, ℓ_1, ℓ_2 – длины ветвей, $\alpha_0, \alpha_{к1}, \alpha_1, \alpha_2$ – углы приложения сил, ρ – плотность воды, V – скорость движения петли, d – диаметр кабеля петли.

Сила тяги судна T находится по формуле $T = 2T_1\cos\alpha_{к1}$

Вычисления по приведенным уравнениям при $V = 2$ м/с, $\ell_1 = 400$ м, $\ell_2 = 800$ м, $d = 5\cdot10^{-2}$ м, $\alpha_0 = 90^0$ дают следующие результаты:

$\alpha_{к1} = 10^0$, $T_0 = 1400$ кГс, $T_1 = 1600$ кГс, $T_2 = 800$ кГс, $T = 3200$ кГс, $y_0 = 150$ м, $x_п = 360$ м, $x_з = 760$ м.

Таким образом, гидродинамическая петля представляет собой гибкую напряженную конструкцию. Экспериментальная проверка показала, что расчетные данные достаточно хорошо описывают реальные установки.

Важной задачей при измерениях с петлевой установкой является определение величины эффективной площади установки и контроля размеров установки в движении.

Наиболее просто площадь установки может быть определена путем измерения с борта НИС угла между буями, обозначающими края установки. Другим способом, требующим знания удельного сопротивления воды и глубины моря, является способ, основанный на изучении начальной стадии становления поля.

Экспериментальная проверка показала, что площадь движущейся петли мало изменяется при изменении скорости судна. Так, при изменении скорости движения от 2,5 до 5,0 узл. угол между буями изменяется с 15^0 до 17^0.

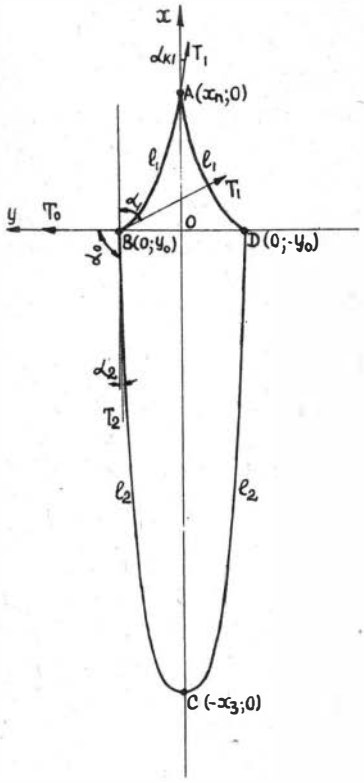


Рис.2.
Схема петлевой установки.

Уровень и спектр помех, возникающих в приемной петле при движении, сильно зависит от заглубления установки. Для установки, движущейся по поверхности на мелководном участке моря (4–6м) со скоростью 4 узла четко выделяются помехи, обусловленные морскими волнами. Их амплитуда при волнении I–2 балла составляет 0,6–0,8 мВ. при основной частоте около 0,7 Гц.

В заглубленной на 20 м петлевой установке наблюдаются помехи с периодом около 7 сек и амплитудой 0,2–0,6 мВ.

Оценки максимальных значений напряженности электрического поля вблизи генераторной петли показывают, что в море не создается опасных для ихтиофауны напряжений даже при токе 60000 А. Практически Главрыбвод не ограничивает акватории для работы с петлевыми установками.

Учитывая большие энергетические резервы НИС (например, китобойные суда имеют резервный дизель-генератор мощностью 700 кВт), можно реализовать петли с моментами $5 \cdot 10^8$ $Ам^2$ и более. Таким образом, задача создания электроразведочной системы с гидродинамической петлевой установкой является чисто технической. Основные расчетные параметры установок приведены в таблице.

В 1977 г. в море испытывалась 4-х электродная установка AMNB. Помехи, зарегистрированные приемной линией длиной 300 м, при заглублении около 100 м и скорости 4 узл имеют основную гармоническую составляющую с частотой около 1 Гц амплитудой около 0,2 мВ.

На рис. 3 приведены совмещенные осциллограммы двух соседних импульсов, записанные с установкой AMNB в движении (AB = 1300 м, MN = 300 м) при глубине моря 200 м и удельном сопротивлении воды 0,3 Омм. При осреднении и сглаживании сигналов ЭДС становления поля выделяется до времен 6-10 сек.

На всех зарегистрированных сигналах на профиле в 360 пог. км не наблюдается влияния ЭДС вызванной поляризации (ВП). Теоретические оценки показывают, что при глубинах моря более 70 м для характерных разрезов осадочного чехла островов и побережья влиянием ВП можно пренебречь.

Для работы с описанными установками разработано контакторное переключающее устройство на ток до 1200 А при напряжении 470 В (рис. 1). По заданию "Севморгео" ЛПИ им. М.И.Калинина разработал соответствующее тиристорное устройство (Лунин В.П. , Нехитров А.С.).

В качестве цифрового регистратора используется станция ВНИИморгео СЭМ-ЗС. Аналоговая регистрация ведется на осциллограф Н-115.

Управление всей аппаратурой осуществляется от блока автоматики. Устройство экспресс-обработки находится в стадии раз-

Таблица I

Наименование установки	Область применения	Глубинность исследования, км	Водоизмещение НИС, т	Мощность в импульсе, кВт	Сила тока, А	Масса установки, т	Площадь петли, АВ/2	Скорость съемки, уз.
Маломощная	Мелководье, исследование осадочного чехла	I-3	20-200	I0	50	2,0		
Средней мощности	Открытое море, исследование осадочного чехла	3-5	300-600	50	250	6,5	0,6км^2 I км	4,0-5,0
Большой мощности	Исследование осадочного чехла, изучение рельефа фундамента	4-6	I000-	600	I000	I0		
Сверхмощная	Изучение рельефа фундамента, исследование осадочного чехла впадин	5-7	3000	3000	3500	I3		
С МГД-генератором	Изучение рельефа фундамента, исследование осадочного чехла впадин	7-8	2000	60000	I5000	I3	0,6км^2 -	

работки. В его основу будет положена управляющая вычислительная машина I5ВСМ-5.

Приведенные данные позволяют сделать следующие выводы.

I. Петлевая и электродная установки являются перспективными в плане реализации метода становления поля в движении судна.

2. Наиболее проста в технологическом отношении установка AMNB. Эту установку наиболее просто можно комплексировать с морской сейсморазведкой МОВ ОГТ.

3. В дальнейшем основное внимание следует уделить разработке:

а) приемных элементов о более низким уровнем шумов в движении;

б) методики интерпретации данных с установкой AMNB и составление альбомов палеток для нее;

в) устройства для экспресс-обработки данных в движении;

г) технологического оборудования научно-исследовательского судна.

С О Д Е Р Ж А Н И Е

РАБИНОВИЧ Б.И.,СУРКОВ В.С. Результаты применения метода ЗСБ на Сибирской платформе 3

АНТОНОВ Ю.Н.,МАНШТЕЙН А.К. Разработка аппаратурного комплекса для глубинных зондирований становлением поля в ближней зоне (ЗСБ) I8

МОРОЗОВА Г.М. Метод зондирований становлением поля в ближней зоне в глубинных исследованиях 26

ТАБАРОВСКИЙ Л.А.,МОРОЗОВА Г.М. Нестационарное электромагнитное поле дипольных источников в проводящем полупространстве 40

МОРОЗОВА Г.М.,ТАБАРОВСКИЙ Л.А. Нестационарное электромагнитное поле погруженных дипольных источников 54

ТАБАРОВСКИЙ Л.А.,ГОЛЬДМАН М.М.,БЕЛОГЛАЗОВ К.С. Метод дробных шагов-интегральных уравнений при решении нестационарных задач дифракции 66

ТАБАРОВСКИЙ Л.А.,БЕЛОГЛАЗОВ К.С. Применение сплайн-интерполяции при построении разностных схем 74

СОКОЛОВ В.П.,ТАБАРОВСКИЙ Л.А.,РАБИНОВИЧ Б.И. Преобразование переходных характеристик для импульсов сложной формы ... 8I

СИДОРОВ В.А.,РАДИОНОВ А.Н.,БУЧАРСКИЙ Б.В.,МАРИНИЧЕВ А.П. ПЕРШИН И.Я. Применение зондирований становлением поля для геокартирования малых глубин и решения задач гидрогеологии 92

МИЛЛЕР А.В.,СИДОРОВ В.А.,ШЕЛПАКОВА Л.Ф. Становление электромагнитного поля при гальваническом возбуждении в присутствии проводящих неоднородностей 99

СИДОРОВ В.А., ЯХИН А.М. Приближенный способ расчета вызванной поляризации при индуктивном возбуждении 107

ТИКШАЕВ В.В., ЗАДОРОЖНАЯ В.Ю., ШАБАНОВ Б.А., ТУЗОВА Т.И. Применение метода ЗСБ в Нижнем Поволжье 113

ГОЛЬДМАН М.М., МОГИЛАТОВ В.С. Становление поля вертикального электрического диполя, погруженного в горизонтально-слоистое полупространство 123

САПУЖАК Я.С., КУСАЙЛО Р.И., ШАМОТКО В.И., ДЕЩИЦА С.А., КРАВЧЕНКО А.П. Состояние и перспективы развития глубинных электромагнитных исследований методом ЗС с использованием линий электропередач 138

ВИШНЯКОВ А.Э. Односудовые варианты морской электроразведки становлением поля в движении 147

ТЕОРИЯ И ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В РАЗВЕДОЧНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

Ответственный за выпуск Г.М.Морозова.

Технический редактор *Л.А. Жукова*

Подписано к печати 10.XI.1978г. МН 02108.
Бумага 60x84/16. Печ.л. 9,75. Уч.-изд.л. 9,08.
Тираж 400. Заказ 412. Цена 1 руб.

Институт геологии и геофизики СО АН СССР
Новосибирск, 90. Ротапринт.