

Д. С. ДАЕВ

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СКВАЖИН**

Д. С. ДАЕВ

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ
СКВАЖИН



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕДРА»
МОСКВА 1974

29660

74-21678

Давс Д. С. Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. М., «Недра», 1974, 192 стр.

В книге рассмотрены физические принципы, теория, аппаратура и способы интерпретации новых методов каротажа, в которых осуществляется измерение диэлектрической проницаемости и проводимости пород. Дана характеристика электрических свойств пород при высоких (сотни килогерц — десятки мегагерц) частотах. Приведены примеры применения диэлектрического каротажа, преимущественно при исследовании нефтяных скважин.

Изложение ведется на основе волновой трактовки, позволяющей отчетливо уяснить физическую картину явлений, происходящих при высокочастотных электромагнитных исследованиях скважин. Особое внимание уделено исследованию глубинности рассматриваемых методов каротажа.

Книга предназначена для геофизиков и геологов, а также для научных работников и студентов старших курсов геофизической специальности.

Табл. 9, ил. 86, список лит. — 90 назв.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая читателю работа содержит систематическое изложение физических основ, теории, аппаратуры и методики интерпретации данных высокочастотного каротажа. В ней рассматриваются методы, в которых возбуждение и измерение поля осуществляются зондами, состоящими из катушек, соосных скважине и разнесенных на некоторое расстояние. Методы, основанные на измерении импеданса датчиков магнитного или электрического типа, в работе не затрагиваются. Их общие принципы подробно освещены в литературе [3, 80]. Достаточно строгий анализ этих методов затруднен из-за отсутствия необходимой теоретической базы. В настоящее время работы в области теории, аппаратуры и методики высокочастотного каротажа ведутся в ряде научно-исследовательских, конструкторских и производственных организаций. Разработаны опытно-методические образцы аппаратуры диэлектрического каротажа, начато внедрение диэлектрического каротажа в производство. В этих условиях публикация монографии по высокочастотным методам исследования скважин представляется своевременной.

Поскольку физические принципы и теоретический аппарат высокочастотных методов, предназначенных для измерения проводимости пород, и методов, направленных на изучение диэлектрической проницаемости, весьма близки, изложение ведется параллельно. В каждом разделе рассматриваются вопросы, связанные с изучением проводимости на высоких частотах и измерением диэлектрической проницаемости.

Постановке исследований в области высокочастотного каротажа во многом способствовал С. Г. Комаров, относившийся к этим работам с большим интересом. Большую помощь в организации исследований оказали А. И. Богданов, Ю. В. Зубов, Н. А. Савостьянов, Н. Н. Сохранов, А. С. Кашик и В. Т. Чукин.

В выполнении исследований, результаты которых положены в основу книги, наряду с автором принимали активное участие С. Б. Денисов, В. В. Аксенов, Т. Р. Озолина, В. С. Зинченко, Ю. А. Михалевич, В. П. Рудаков, А. Д. Каринский, В. Д. Чухвичев, Г. В. Шаров и др. Весьма ценными оказались советы и помощь Л. М. Альпина, Л. Л. Ваньяна и В. И. Дмитриева.

Всем лицам, принимавшим участие в работе, автор выражает глубокую благодарность.

ВВЕДЕНИЕ

Повышение геологической эффективности буровой геофизики тесно связано с созданием новых способов исследования скважин. К параметрам, которые до последнего времени не использовались при каротаже, относится диэлектрическая проницаемость (ϵ) горных пород. Целесообразность измерения этой величины очевидна. Диэлектрическая проницаемость породы тесно связана с видом и количеством насыщающего ее флюида. Поскольку ϵ воды равна 80 отн. ед., а нефти — 2,5 отн. ед., водонасыщенные и нефтенасыщенные породы заметно различаются по диэлектрической проницаемости. Это различие сохраняется и в тех случаях, когда из-за слабой минерализации воды нефте- и водонасыщенные породы неразличимы по удельному сопротивлению. Измерение диэлектрической проницаемости представляет интерес и в других случаях, в частности, при изучении гидрогеологических и инженерно-геологических скважин.

Диэлектрическая проницаемость горных пород заметно влияет на электромагнитное поле лишь на частотах, равных десяткам мегагерц. Поэтому для изучения данного параметра должны применяться высокочастотные методы исследования.

Высокочастотные электромагнитные поля можно также использовать для изучения проводимости пород в скважине (в этом случае применяются частоты порядка единиц мегагерц). Здесь открывается возможность создания методик измерений, обеспечивающих некоторые преимущества по сравнению с известными способами изучения электропроводности.

Первые попытки создания способов измерения диэлектрической проницаемости пород в скважине принадлежат Мартинсену [88, 89]. Им предложены два метода определения ϵ . В первом методе в скважину помещается открытый конденсатор с цилиндрическими обкладками, который можно рассматривать как электрическую дипольную антенну. Комплексное сопротивление антенны-конденсатора зависит от диэлектрической проницаемости и проводимости окружающих пород. Второй вариант метода и соответствующего устройства предусматривает индуктивное возбуждение поля с помощью соленоида. Измерение импеданса соленоида позволяет характеризовать диэлектрическую проницаемость и про-

водимость окружающей среды. Теоретическое обоснование метода, основанного на измерении импеданса соленоида, дал в 1959 году Бухгейм [84].

В СССР исследования в области диэлектрического каротажа были начаты В. Н. Дахновым. В дальнейшем работы в этой области велись Г. Я. Черняком и С. М. Аксельродом [5, 2, 80]. Развиваемый ими метод во многом сходен с емкостным методом Мартинсена. Основным элементом устройства, помещаемого в скважину, здесь также является конденсатор с цилиндрическими обкладками, составляющий часть колебательного контура. Особенность метода и аппаратуры Черняка и Аксельрода состоит в том, что производится измерение двух величин — частоты тока и напряжения в колебательном контуре. В принципе это позволяет определить диэлектрическую проницаемость и тангенс угла потерь окружающей среды. Однако емкостной вариант диэлектрического каротажа к настоящему времени не нашел распространения. Это связано с недостаточной разработанностью теоретических основ данного метода измерений и его малой глубинностью. Поэтому наряду с совершенствованием емкостного метода целесообразно было продолжить поиски других вариантов диэлектрического каротажа.

В 1963—1964 годах в Сибирском отделении АН СССР автором и А. А. Кауфманом были начаты работы по созданию метода измерения ϵ , основанного на возбуждении в скважине высокочастотного электромагнитного поля и измерении амплитуды вторичного поля на некотором расстоянии от источника. В дальнейшем этот метод получил название диэлектрического индуктивного каротажа. Благодаря удалению приемника от генератора на некоторое расстояние, глубинность исследования этим методом выше, чем при измерении импеданса конденсатора или соленоида. Важным моментом является использование сравнительно простого по структуре поля, в котором вектор напряженности электрического поля не пересекает поверхностей раздела между участками среды с разными электрическими свойствами.

В 1966 году автором предложен способ высокочастотного каротажа, принцип которого состоит в измерении разности фаз электромагнитного поля между двумя разнесенными приемными катушками, находящимися на некотором расстоянии от генераторной рамки [29]. При применении частот в несколько десятков мегагерц разность фаз в основном определяется диэлектрической проницаемостью пород. Для обоснования способа и объяснения физической картины происходящих явлений используется представление об электромагнитных волнах, распространяющихся от источника поля и испытывающих на пути фазовые сдвиги и затухание, величины которых зависят от параметров среды. Несколько позже аналогичный способ был запатентован Гюн и Леви во Франции для изучения проводимости пород в скважине на частотах порядка единиц мегагерц — сотен килогерц [86]. Наряду с изме-

рением разности фаз предусматривалась возможность измерения отношения амплитуд сигналов, наведенных в разнесенных приемных катушках. В 1967 году вариант способа с измерением отношения амплитуды для исследования проводимости пород был независимо предложен И. М. Заслоновым [43].

В последующие годы в области высокочастотного каротажа рядом научно-исследовательских, конструкторских и производственных организаций (Моск. геол.-разв. ин-т, Ин-т геол. и геофиз. СО АН СССР, Сиб. науч.-исслед. ин-т геол., геофиз. и минерального сырья, Центр. геофиз. экспедиция, тресты Татнефтегеофизика и Тюменнефтегеофизика МНП, Киевское ОКБ геофиз. приборостроения и др.) были выполнены большие работы. Осуществлены теоретические исследования, созданы опытные образцы аппаратуры, проведены успешные работы в скважинах, начато внедрение высокочастотных методов в производство [31, 34, 15, 65, 44 и др.]. Таким образом, в электрическом каротаже оформилось новое направление, объединяющее группу методов, предназначенных для измерения диэлектрической проницаемости и проводимости пород в скважине и использующих для этого частоты от сотен килогерц до десятков мегагерц и зонды с разнесенными датчиками. Измерения проводятся в волновой или промежуточной зоне генератора. Это определяет специфику методики измерений и трактовки физической картины происходящих явлений.

В результате теоретических исследований получены достаточно полные материалы, характеризующие поведение высокочастотного электромагнитного поля в однородной среде, в скважине и в пластах ограниченной мощности. Это позволило сделать обоснованные выводы об оптимальных рабочих частотах, типах и размерах зондов, характеристиках высокочастотного поля, которые подлежат измерению.

Исследовано влияние скважины на результаты наблюдений и обоснованы способы его исключения. Установлено, что наиболее эффективным методом исключения влияния скважины является измерение относительных характеристик поля — разности фаз или отношения амплитуд. Измерение этих характеристик позволяет избавиться от влияния скважин вплоть до частот, равных десяткам мегагерц.

Весьма важное значение имеет обоснование волнового подхода к физической трактовке явлений в высокочастотном каротаже. Это позволило, в частности, внести ясность в очень важный вопрос о глубинности высокочастотных методов и факторах, определяющих глубинность исследования. Было установлено, что даже на частотах 40—60 МГц глубинность зондов метровой длины составляет 0,3—0,4 м. Это делает возможным использование диэлектрического каротажа при решении актуальных задач нефтепромысловой геологии, в первую очередь при определении характера насыщения пластов. Что касается методов высокочастотного каротажа, направленных на изучение проводимости пород и исполь-

зующих частоты порядка единиц мегагерц, то глубинность их практически не уступает глубинности индукционного каротажа.

Разработка аппаратуры высокочастотного каротажа проводилась, в основном, применительно к условиям нефтяных скважин. Естественно поэтому, что основной объем скважинных измерений выполнен на нефтяных месторождениях (Ромашкинском и др.). Это, однако, не означает, что высокочастотные методы имеют ограниченные перспективы при исследовании инженерно-геологических и гидрогеологических скважин. Напротив, работы, выполненные в таких скважинах в самое последнее время, указывают на высокую эффективность высокочастотных методов при детальном расчленении разреза, определении водоносных интервалов, определении литологии пород.

Опыта применения высокочастотных методов в угольных и рудных скважинах пока нет. Однако из общих соображений очевидно, что и на этих объектах измерение новых для буровой геофизики параметров — диэлектрических проницаемости и проводимости на высоких частотах представляет значительный интерес.

1

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Электромагнитные свойства горных пород характеризуются удельным электрическим сопротивлением ρ , диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Магнитная проницаемость осадочных пород практически не отличается от проницаемости вакуума и ниже не рассматривается. Факторы, определяющие удельное электрическое сопротивление пород, хорошо исследованы и подробно рассматриваются в ряде руководств по электрическим методам разведки и буровой геофизике. Диэлектрическая проницаемость горных пород, напротив, освещается достаточно полно лишь в немногих работах [36, 55, 66]. Поэтому ниже приводятся основные сведения о диэлектрической проницаемости пород, а затем обсуждается поведение удельного сопротивления и диэлектрической проницаемости при высокой частоте поля.

Прежде чем перейти к характеристике диэлектрических свойств минералов и горных пород, остановимся на отдельных положениях теории поляризации вещества.

Сведения из теории диэлектриков

В поляризующихся средах под действием электрического поля происходит ориентация имеющихся дипольных молекул или образование новых диполей за счет смещения электронов, атомов и ионов. Это приводит к появлению дополнительного вторичного поля, складывающегося с первичным. Поляризация количественно характеризуется вектором поляризации \vec{P} , который можно определить как дипольный момент единицы объема [10]. В электрическом поле поляризация обычно пропорциональна поляризующему полю:

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}, \quad (1.1)$$

где α — поляризуемость среды, \vec{E} — напряженность электрического поля.

Вещества, которые поляризуются в электрическом поле, называются диэлектриками. Часто этот термин используется в более узком смысле: для характеристичности веществ и тел, не обладающих сколько-нибудь заметной проводимостью. В общем случае всякое вещество характеризуется некоторой способностью проводить электрический ток и поляризоваться, т. е. является и проводником и диэлектриком.

Диэлектрические свойства вещества, его поляризуемость, характеризуются обычно диэлектрической проницаемостью:

$$\epsilon = 1 + 4\pi\alpha. \quad (1.2)$$

Если диэлектрическую проницаемость вакуума обозначить ϵ_0 , то

$$\epsilon = \epsilon^*\epsilon_0, \quad (1.3)$$

где ϵ^* — относительная диэлектрическая проницаемость, показывающая, во сколько раз диэлектрическая проницаемость данной среды превышает проницаемость вакуума.

Различают несколько видов поляризации: электронную, ионную, атомную, ориентационную (релаксационную), объемную и т. д. Все виды поляризации можно объединить в три основные группы: 1) поляризация смещения; 2) ориентационная (релаксационная, дипольная) поляризация; 3) структурная (объемная) поляризация.

Характерным для всех типов поляризации, входящих в первую группу (электронная, ионная, атомная поляризация), является смещение упругосвязанных зарядов под действием внешнего поля. В результате этого действия нейтральный ранее элемент объема вещества приобретает дипольный момент. Поляризация электронного смещения связана с упругим смещением электронов относительно ядра атома. Диэлектрическая проницаемость среды, обусловленная этим типом поляризации, обычно невелика. Время смещения — около 10^{-15} с. Поэтому поляризация электронного смещения не зависит от частоты поля во всем диапазоне, вплоть до оптических частот. Она наблюдается в твердых, жидких и газообразных веществах.

Поляризация ионного смещения состоит в смещении относительно друг друга ионов разного знака, связанных силами упругого притяжения. Поляризация этого вида проявляется в твердых телах с ионной решеткой. Диэлектрическая проницаемость, обусловленная ионным смещением, составляя обычно 4—15 отн. ед., у некоторых кристаллов, например титаната бария, достигает очень больших (до 300 отн. ед.) значений. Время смещения ионов составляет 10^{-12} — 10^{-13} с.

Атомная поляризация проявляется в веществе с валентными кристаллами, в котором атомы связаны в молекулы путем обмен-

ного взаимодействия валентных электронов. В этом виде поляризации происходит упругое смещение валентных электронов относительно ядер атомов. Диэлектрическая проницаемость диэлектриков с подобной поляризуемостью достигает 15 отн. ед. Атомная поляризация, так же как и два предыдущих вида, является быстрой.

Ориентационная поляризация связана с наличием в диэлектрике полярных молекул. Она характерна для воды и других полярных жидкостей. При поляризации в этих жидкостях происходит ориентация диполей в направлении поля. Ориентационная поляризация по величине намного превосходит поляризацию смещения. Например, диэлектрическая проницаемость воды при температуре 20°С равна 80 отн. ед. Поскольку тепловое движение дезориентирует молекулы, ориентационная поляризация зависит от температуры, уменьшаясь с повышением последней. Разновидностью ориентационной поляризации является особый вид — ионная поляризация, при которой происходит упорядочение распределения ионов, совершающих тепловое движение. Она наблюдается у кристаллов со слабо связанными ионами.

Структурная поляризация наблюдается в основном в неоднородных материалах, например в многофазных породах. Появление структурной поляризации связано с движением ионов, накапливающихся у межфазовых границ раздела. В отличие от других, этот вид поляризации является медленным. Он требует для своего развития гораздо большего времени, чем предыдущие виды. При радиочастотах структурная поляризация практически не наблюдается. Напротив, на частотах, равных десяткам и сотням герц, она может играть основную роль.

Диэлектрическая проницаемость минералов

Диэлектрическая проницаемость минералов меняется в довольно широких пределах. Высокими значениями ϵ характеризуется вода, обладающая ярко выраженной ориентационной поляризацией, а также некоторые соединения титана и марганца, например рутил (до 170 отн. ед.). Однако подавляющему большинству минералов свойственна поляризация смещения — электронная и ионная. Их диэлектрическая проницаемость сравнительно невелика и составляет 4—12 отн. ед. Основные пороодообразующие минералы имеют ϵ порядка 4—7 отн. ед.

Как отмечает В. Н. Кобранова [55], диэлектрическая проницаемость минералов зависит от их плотности. Если учесть, что поляризация вещества повышается с увеличением числа поляризующихся частиц в единице объема, то эта зависимость представляется вполне закономерной. В табл. 1 приведены данные о диэлектрической проницаемости ряда минералов. Следует отметить, что цифры, разных авторов, иногда сильно различаются, что объясняется трудностью определения ϵ образцов в лабораторных

Таблица 1

Минерал	ϵ , отн. ед.	Минерал	ϵ , отн. ед.
Кварц	4,0—5,0	Гипс	4,2
Калиевые полевые шпаты	4,5—6,0	Ангидрит	5,7—6,3
Мусковит	6,2—8,0	Галит	5,6—6,4
Биотит	4,8—6,0	Сильвин	4,7—4,8
Тальк	4,5—6,0	Лимонит	10,0—11,0
Кальцит	7,5—8,0	Апатит	7,4—10,5
Доломит	6,8—10,0	Галенит	18,0
Сидерит	7,0—7,5	Сфалерит	7,8—8,3
		Рутил	90,0—170,0
		Нефть	2,0—3,0

условиях, в частности, сильным влиянием влаги в образце на результаты измерений, зависимостью результатов от методики измерений и т. п.

Диэлектрическая проницаемость минералов в определенной степени зависит от температуры. Особенно резко эта зависимость выражена у воды, что вполне понятно, поскольку с ростом температуры тепловое движение все больше препятствует ориентации дипольных молекул по направлению поля.

Изменение диэлектрической проницаемости воды с температурой показано в табл. 2.

Таблица 2

t , °C	0	20	40	60	80	100
ϵ , отн. ед.	88	80	73	67	61	55

Диэлектрическая проницаемость воды слабо зависит от концентрации растворенных в ней солей. В простейшем случае бинарного электролита эта зависимость имеет вид

$$\epsilon_p^* = \epsilon_v^* + 3,79 \sqrt{x}, \quad (1.4)$$

где ϵ_p^* — относительная диэлектрическая проницаемость раствора; ϵ_v^* — относительная диэлектрическая проницаемость чистой воды; x — концентрация раствора в молях на литр.

В соответствии с формулой (1.4) при концентрации водного раствора NaCl, равной 1 моль/л, т. е. 57 г/л, диэлектрическая проницаемость возрастает всего лишь на 5% по сравнению с ϵ дистиллированной воды.

Интересно отметить, что при температуре от 0 до -2°C лед имеет высокие значения ϵ (79 отн. ед.).

Диэлектрическая проницаемость горных пород

Горная порода обычно является сложной системой, состоящей из разных компонентов. Ее диэлектрическая проницаемость зависит от состава и процентного соотношения твердой, жидкой и газообразной фаз, участвующих в строении породы. На величину ϵ влияют также частота поля и температура. Как отмечалось выше, диэлектрическая проницаемость главных породообразующих минералов равна 4—8 отн. ед., а воды — 80 отн. ед. Поэтому диэлектрическая проницаемость пород, обладающих значительной пористостью (чаще всего осадочных пород), сильно зависит от их влажности. Минералогический состав скелета этих пород влияет на величину ϵ в меньшей мере, чем в малопористых породах. Исключение составляют породы, содержащие заметные количества глинистого материала, в которых диэлектрическая проницаемость существенно зависит от глинистости. Диэлектрическая проницаемость многих изверженных пород, пористость которых часто составляет доли процента, в основном зависит от ϵ породообразующих минералов и обычно колеблется в пределах 6—12 отн. ед. В случае, когда жидкая фаза, насыщающая породу, представлена нефтью ($\epsilon^* = 2,5$), диэлектрическая проницаемость породы также невелика и составляет 6—8 отн. ед.

Рассмотрим подробнее зависимость диэлектрической проницаемости от содержания влаги в горной породе. При этом, в основном, будем опираться на результаты исследований Г. Я. Черняка [80] и С. М. Аксельрода [7].

В лабораторных опытах Г. Я. Черняка изучалась связь между пористостью и диэлектрической проницаемостью водонасыщенного песка при полном насыщении пор пресной водой. Можно считать, что пористость в данном случае равна объемной влажности песка. Измерения проводились на частоте 12 МГц в специальном конденсаторе. На рис. 1 изображены результаты измерений ϵ при разной пористости образцов. На рисунке видно, что имеется линейная зависимость ϵ от коэффициента пористости $k_{\text{п}}$. Интересно отметить, что экспериментальные данные неплохо согласуются с расчетными значениями ϵ . Расчеты выполнены по формуле Оделевского [62], рекомендуемой для случаев, когда электрические параметры компонентов смеси сильно различаются. Формула получена в предположении, что порода представляет собой статистическую смесь, в которой частицы и поры расположены хаотично. Для двухфазной смеси формула имеет вид

$$\epsilon_c^* = B + \sqrt{B^2 + (\epsilon_1^* \epsilon_2^*/2)}. \quad (1.5)$$

Здесь

$$B = [(3\theta_1 - 1)\epsilon_1^* + (3\theta_2 - 1)\epsilon_2^*]/4,$$

где ϵ_c^* — относительная диэлектрическая проницаемость смеси;

ϵ_1^* и ϵ_2^* — диэлектрические проницаемости компонент; θ_1 и θ_2 — объемные концентрации компонент.

Формула Оделевского не учитывает эффектов, возникающих при взаимодействии электролита со скелетом породы, в частности, влиянии двойных слоев на величину ϵ . Однако хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных говорит о малой роли подобных эффектов на высоких частотах, во всяком случае, при отсутствии заметной минерализации влаги.

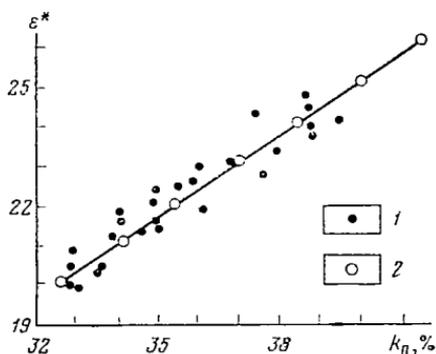


Рис. 1. Зависимость диэлектрической проницаемости от коэффициента пористости для водонасыщенного кварцевого песка.

1 — экспериментальные точки; 2 — точки, вычисленные по формуле Оделевского (1.5)

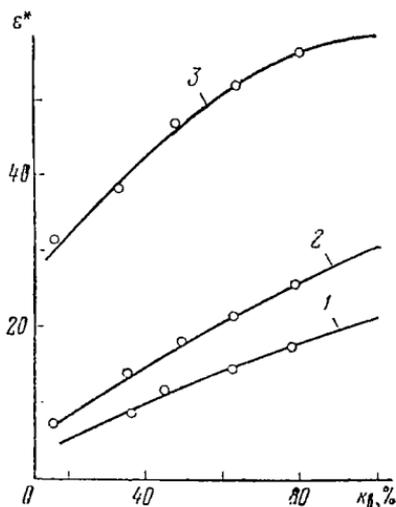


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости образцов от коэффициента водонасыщенности.

$\rho_n = 18 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $k_n = 37,5\%$.

1 — кварцевый песок; 2 — гранулярный известняк; 3 — глина

Значительный интерес представляет связь диэлектрической проницаемости с коэффициентом водонасыщенности k_n , изучавшаяся в опытах С. М. Аксельрода. Эксперименты проводились на частоте 10 МГц с помощью конденсатора резонансным методом. На рис. 2 приведены результаты определений ϵ для песка, гранулярного известняка с зернами диаметром 0,5—0,25 мм и глины. Для всех образцов характер зависимости одинаков — наблюдается рост диэлектрической проницаемости с увеличением k_n . Однако значения ϵ в зависимости от материала скелета меняются довольно существенно. Привлекают к себе внимание большие значения ϵ глины, достигающие 50—60 отн. ед. Это обстоятельство отмечается и другими исследователями. Высокая диэлектрическая проницаемость у глин, возможно, объясняется наличием значительного количества слабо связанной воды.

Выше отмечалось, что диэлектрическая проницаемость воды в малой степени зависит от ее минерализации. В соответствии с этим минерализация влаги, содержащейся в порах горной породы, также не должна существенно влиять на ее диэлектрическую проницаемость. Правда, в отличие от воды, горная порода представляет собой многофазную систему, определенную роль здесь могут играть поверхностные явления, например, образование двойных электрических слоев на границе твердой и жидкой фаз. В опытах С. М. Аксельрода с образцами из кварцевого песка ($k_{\text{п}}=37\%$) наблюдалось изменение ϵ от 20—22 до 18—30 отн. ед. при уменьшении сопротивления насыщающего раствора $\rho_{\text{р}}$, от 18 до 2 Ом·м. При этом сопротивление породы изменялось в 9 раз, т. е. пропорционально изменению $\rho_{\text{р}}$. После обработки образца четыреххлористым углеродом зависимость ϵ от сопротивления раствора почти исчезла, что позволило объяснить наблюдавшееся явление влиянием двойных слоев на поверхности раздела твердой и жидкой фаз. В то же время Г. Я. Черняк отмечает, что при изменении содержания NaCl в растворе от 0,1 до 2 г/л ($\rho_{\text{р}}=50\div 3$ Ом·м) диэлектрическая проницаемость образцов почти не изменяется.

По-видимому, можно считать, что минерализация влаги сравнительно мало влияет на диэлектрическую проницаемость горных пород. Характер этого влияния таков, что увеличение минерализации влаги ведет к некоторому увеличению ϵ породы.

Большой интерес представляет вопрос о зависимости ϵ горных пород от температуры. Уже отмечалось, что для пористых пород определяющей является поляризация ориентационно-дипольного типа, при которой полярные молекулы воды, содержащиеся в поре, ориентируются по направлению поля. Можно ожидать, что с повышением температуры из-за увеличения теплового движения молекул воды диэлектрическая проницаемость породы будет уменьшаться. К сожалению, работ по изучению температурной зависимости ϵ горных пород крайне мало. В опытах Г. Я. Черняка [80] исследовался температурный ход ϵ образцов, приготовленных из промытого мелкозернистого кварцевого песка с пористостью 33% на частоте 12 МГц. Образцы полностью насыщались дистиллированной водой, 0,1 н. водным раствором NaCl и насыщенным водным раствором гипса $\text{CaSO}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$. Полученные данные указывают на сильную температурную зависимость ϵ образцов, насыщенных минерализованным раствором, и отсутствие такой зависимости при насыщении образцов дистиллированной водой. Причины этого явления оставались невыясненными.

Иные зависимости диэлектрической проницаемости от температуры наблюдались в опытах с плотными и маловлажными образцами. В принципе, у плотных горных пород, значения ϵ которых определяются разными видами поляризации смещения, с повышением температуры можно ожидать увеличения ϵ из-за ослабления упругих связей между атомами, электронами и ионами. Как следует из данных Г. Я. Черняка, с увеличением температуры, начи-

ная с 20°С, наблюдается закономерный рост ϵ . В то же время в опытах А. Т. Бондаренко, проводившихся на частоте 5 кГц, температурная зависимость ϵ начинает проявляться лишь при 300—400°С [16]. Согласно результатам Т. Л. Челндзе, сильное влияние на температурную зависимость оказывает частота поля [79].

Характеризуя в общем состояние исследований по температурной зависимости ϵ горных пород, отметим, что малый объем экспериментов, отсутствие удовлетворительной физической интерпретации наблюдавшихся зависимостей, противоречивые данные разных авторов, указывающие на несовершенство методики измерений, заставляют считать этот вопрос открытым.

Большой практический интерес представляют данные об изменении ϵ пористой породы в зависимости от водо-и нефтенасыщенности. На рис. 3 приведены результаты лабораторных измере-

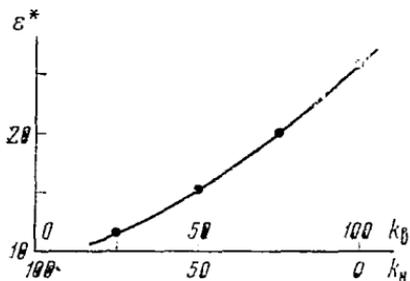


Рис. 3. Изменение диэлектрической проницаемости образца песчанника в зависимости от коэффициента водо-и нефтенасыщенности, $k_n=25\%$

ний, выполненных Б. И. Рабиновичем и А. И. Жуковым [72]. Измерения проводились резонансным методом на куметре. Для устранения контактных явлений между обкладками конденсатора и образцом помещались специальные изолирующие прокладки. Частота поля была $5 \cdot 10^4$ Гц. По полученным данным, диэлектрическая проницаемость породы почти линейно связана с водо-и нефтенасыщенностью, что хорошо согласуется с данными других исследователей.

Зависимость удельного сопротивления и диэлектрической проницаемости горных пород от частоты поля

Вопросы об изменении электрических свойств горных пород с частотой поля, границах и степени этого изменения относятся к наиболее сложным и спорным в разведочной геофизике. Несмотря на большое число исследований, дискуссий и т. п., их нельзя считать полностью решенными.

Существование дисперсии, т. е. изменения электрических свойств пород с частотой поля, не оспаривается никем из исследователей. Так А. Г. Тархов пишет: «Поведение пород в переменных электромагнитных полях может существенно отличаться от их поведения в полях постоянных. В частности, теоретически совер-

шенно закономерно явление дисперсии, т. е. изменения электрических свойств с частотой. Вопрос заключается лишь в том, начиная с каких частот влияние этого фактора становится настолько ощутимым, что возникает необходимость учитывать его при работах... переменным током» [76].

Существование дисперсии диэлектрической проницаемости горных пород связано со следующими физическими явлениями. В реальном диэлектрике поляризация складывается из нескольких

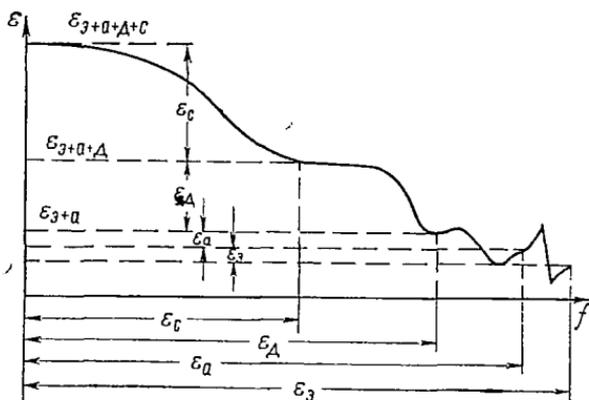


Рис. 4. Схематизированная зависимость диэлектрической проницаемости от частоты поля при проявлении различных видов поляризации.

Проницаемость, вызванная поляризацией: ϵ_3 — электронной, ϵ_a — атомной, ϵ_d — дипольной, ϵ_c — структурной

видов поляризационных процессов, рассмотренных выше. Каждый тип поляризации проявляется в определенном диапазоне частот. На рис. 4 схематически изображено изменение диэлектрической проницаемости с частотой поля f [87]. При малых частотах мы имеем максимальные значения ϵ , при оптических частотах — минимальное значение диэлектрической проницаемости. Как будет показано ниже, изменения диэлектрической проницаемости сопровождаются изменениями проводимости пород.

Отметим, что в дальнейшем нас будет интересовать поведение ϵ и ρ при частотах выше десятков килогерц. Такое уточнение необходимо, поскольку при меньших частотах могут иметь место изменения электрических параметров, связанные с проявлением структурной поляризации и электрохимическими процессами, с которыми, например, приходится сталкиваться в методе вызванной поляризации.

Механизм изменения электрических свойств горных пород с частотой схематически можно представить следующим образом¹.

¹ Как отмечалось, структурная поляризация при этом не учитывается.

При сравнительно низких частотах порода характеризуется проводимостью γ^0 (удельным сопротивлением ρ^0) и диэлектрической проницаемостью ϵ^0 . Проводимость здесь имеет чисто омический характер и обязана переносу заряженных частиц — ионов в растворах, заполняющих поры и трещины породы. Диэлектрическая проницаемость частично определяется ориентационно-дипольной поляризацией (поровая жидкость), а частично — поляризацией смещения (скелет породы). Полярные молекулы воды успевают менять ориентацию в соответствии с изменением поля. С повышением частоты начинает проявляться инерционность процессов поляризации. Полярные молекулы не успевают следовать за изменениями поля. Это приводит к появлению компоненты тока, сдвинутой на 90° по отношению к току смещения и совпадающей с током проводимости. Таким образом, в результате запаздывания поляризации происходит появление дополнительной проводимости. Этот процесс одновременно сопровождается уменьшением ϵ , поскольку поляризация не достигает своей конечной величины.

В результате причин, которые рассматриваются ниже, дисперсия ϵ и ρ происходит не скачком, а постепенно, в определенном диапазоне частот. В конце этого диапазона диэлектрическая проницаемость падает до некоторого значения, определяемого поляризацией смещения, а проводимость соответственно возрастает.

На первый взгляд кажется непонятной связь между исчезновением поляризующего действия постоянных диполей — полярных молекул — и появлением дополнительной проводимости. Это можно объяснить следующим образом: поскольку молекулы не успевают повернуться и связь противоположных зарядов в диполе не проявляется, влияние зарядов диполя на проводимость становится таким же, как влияние двух ионов противоположной полярности, движущихся в электрическом поле в соответствии с законом Ома. Дальнейшее повышение частоты не влияет на ϵ и ρ породы до тех пор, пока не начинает проявляться инерционность поляризации смещения.

Изложенные представления о частотной дисперсии в теории диэлектриков имеют математическую модель, развитую Дебаем. Прежде чем привести соответствующие выражения, необходимо ввести понятие о комплексной диэлектрической проницаемости. Как известно, плотность тока в веществе, обладающем удельной проводимостью γ и диэлектрической проницаемостью ϵ , записывается в виде

$$\vec{j} = (\gamma + i\omega\epsilon)\vec{E}, \quad (1.6)$$

где ω — круговая частота, \vec{E} — напряженность электрического поля.

Как отмечалось выше, в результате инерционности процессов поляризации появляется компонента тока, сдвинутая по сравнению с током смещения на 90° и совпадающая по направлению с

током проводимости. Это явление можно учесть, представляя ϵ в виде комплексной величины:

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (1.7)$$

В этом случае выражение (1.6) примет вид

$$\bar{j} = [\gamma + \omega\epsilon'' + i\omega\epsilon'] \bar{E} \quad (1.8)$$

Сопоставляя выражения (1.6) и (1.8), видим, что $\epsilon' = \epsilon$, а $\omega\epsilon''$ можно рассматривать как некую дополнительную проводимость. В литературе часто не выделяют отдельно омическую и «поляризационную» проводимости и вместо члена $\gamma + \omega\epsilon''$ пишут $\omega\epsilon''$, объединяя в этом члене оба вида активной проводимости.

Наряду с комплексным представлением диэлектрической проницаемости, для характеристики диэлектрика широко применяется величина, называемая тангенсом угла потерь:

$$\operatorname{tg} \delta = (\gamma + \omega\epsilon'')/\omega\epsilon'$$

Если считать, что поляризация достигает своей конечной величины по экспоненциальному закону с постоянной времени τ , называемой обычно временем релаксации, можно прийти к следующему выражению для комплексной диэлектрической проницаемости [17]:

$$\epsilon = \epsilon^\infty + \frac{\epsilon^0 - \epsilon^\infty}{1 + i\omega\tau} \quad (1.9)$$

Здесь ϵ^∞ — значение диэлектрической проницаемости при бесконечно большой частоте; ϵ^0 — значение ϵ при $\omega \rightarrow 0$.

Выделяя в выражении (1.9) действительную и мнимую части, получим

$$\epsilon' = \epsilon^\infty + \frac{\epsilon^0 - \epsilon^\infty}{1 + \omega^2\tau^2}; \quad (1.10)$$

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon^0 - \epsilon^\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (1.11)$$

Выражения (1.10) и (1.11) называются формулами Дебая. Из формулы (1.10) явствует, что максимальное значение ϵ имеет место при $\omega \rightarrow 0$. С увеличением частоты она постепенно падает до минимального значения ϵ^∞ . Фактор потерь ϵ'' зависит от частоты поля и времени релаксации и достигает максимального значения при $\omega\tau = 1$.

Приведенные выражения справедливы для случая, когда диэлектрик имеет одно время релаксации τ . Экспериментальные данные показывают, что область дисперсии может занимать достаточно широкую полосу частот. Это можно объяснить тем, что в процессе поляризации участвуют группы дипольных молекул, обладающих различными временами релаксации. Все они подчиняются формулам Дебая и составляют вместе сумму членов вида (1.10), (1.11) с разными τ . Распределение времен релаксации мо-

жет быть непрерывным или дискретным и занимать различный временной интервал.

Хотя горные породы являются сложными многофазными системами, их поведение в переменных электромагнитных полях в общем подчиняется описанным закономерностям, вытекающим из феноменологической теории диэлектрических потерь.

Обратимся к экспериментальным данным о поведении ϵ и ρ при изменении частоты поля. Достаточно полный обзор работ по изучению дисперсии ϵ и ρ горных пород содержится в монографии Э. И. Пархоменко [66]. Мы же ограничимся обсуждением нескольких характерных примеров.

Как указывалось, результаты наблюдений и взгляды разных авторов на дисперсию весьма противоречивы. В некоторых работах отмечается наличие сильной дисперсии диэлектрической проницаемости влажных горных пород, начиная с частот в десятки и сотни герц. Причем, значения ϵ , определенные в некоторых опытах, достигают 10^4 — 10^5 отн. ед. Типичными в этом отношении являются результаты опытов

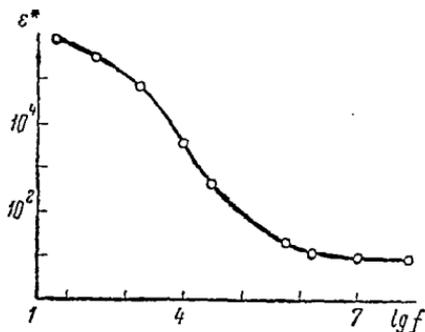


Рис. 5. Дисперсия диэлектрической проницаемости влажного песчаника в зависимости от частоты

Хауэлла и Ликастро [87] с песчаником, имеющим влажность 12% (рис. 5).

Увеличение диэлектрической проницаемости горных пород на низких частотах вполне закономерно. Это вытекает, в частности, из того факта, что именно на низких частотах проявляется влияние объемной поляризации в многофазных системах. Однако чрезмерно большие значения диэлектрической проницаемости и отсутствие убедительного истолкования этого феномена заставляет относиться к подобным данным с определенным сомнением. К тому же результаты других исследователей указывают на отсутствие заметной дисперсии сходных образцов в этом же частотном диапазоне. Причиной подобного положения являются, вероятно, трудности преодоления ряда искажающих факторов, делающих надежные определения ϵ и ρ в широком частотном диапазоне достаточно тонким физическим экспериментом. Одним из существенных источников ошибок являются процессы на контакте образец — обкладка конденсатора [75]. Многие исследователи, опираясь на результаты лабораторных и полевых экспериментов, считают, что практически влияние дисперсии при геофизических исследованиях не проявляется до частот порядка 1—3 МГц [77, 80].

Следует отметить, что, несмотря на важность лабораторных

измерений, при которых можно управлять ходом эксперимента, меняя степень водонасыщенности породы, строго контролируя ее пористость и т. п., определения ε и ρ пород в естественном залегании путем наблюдений за распространением электромагнитных колебаний являются более представительными и надежными. Большой интерес представляет определение с помощью радиоволнового просвечивания коэффициентов поглощения в разных породах и оценка на этой основе электрических свойств горных пород [64, 77].

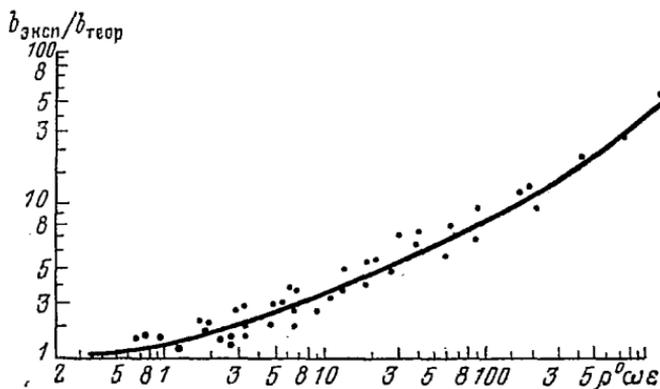


Рис. 6. Зависимость отношения коэффициентов поглощения $b_{\text{эксп}}/b_{\text{теор}}$ от параметра $\rho^0\omega\varepsilon$

В работе [64] вопрос о дисперсии проводимости исследуется путем сравнения экспериментальных $b_{\text{эксп}}$ и расчетных $b_{\text{теор}}$ коэффициентов поглощения. Экспериментальные коэффициенты поглощения определены с помощью радиоволнового просвечивания в широком диапазоне частот (0,1—220 МГц) в разных породах. Значения $b_{\text{теор}}$ получены по известной формуле [см. (2.18)], причем для расчетов использованы результаты измерений удельного сопротивления пород на постоянном токе на тех же участках, где проводились измерения радиоволновым методом. На рис. 6 показана зависимость отношения $b_{\text{эксп}}/b_{\text{теор}}$ от параметра $\rho^0\omega\varepsilon$. Совпадение экспериментальных и расчетных значений b должно свидетельствовать об отсутствии дисперсии, а расхождение их — указывать на изменение электрических свойств пород по сравнению с постоянным током. До значений параметра $\rho^0\omega\varepsilon \approx 1$ результаты расчетов и эксперимента практически совпадают, далее наблюдается увеличение отношения $b_{\text{эксп}}/b_{\text{теор}}$.

Из приведенных данных следует, что наличие дисперсии определяется не частотой поля, а величиной параметра $\rho^0\omega\varepsilon = \omega\varepsilon/\gamma^0$, характеризующего соотношение между плотностью токов смещения и токов проводимости. При преобладании токов проводимости дисперсия не проявляется. Для объяснения этой закономерности

авторы работы [64] используют феноменологическую теорию диэлектрических потерь. Основываясь на формуле Дебая и полагая, что времена релаксации τ_i распределены во всем рассматриваемом интервале частот, они записывают выражение для эффективной проводимости в виде

$$\gamma_{\text{эф}} = \gamma^0 \left[1 + \frac{\omega \epsilon}{\gamma^0} \sum \frac{\omega \tau_i}{1 + (\omega \tau_i)^2} \right]. \quad (1.12)$$

Отсюда следует, что при $\omega \epsilon^0 > 1$ происходит увеличение эффективной проводимости, что приводит к соответствующему возрастанию коэффициента поглощения $b_{\text{эксп}}$. При $\rho^0 \omega \epsilon < 1$ $\gamma_{\text{эф}}$ совпадает со значением проводимости на постоянном токе.

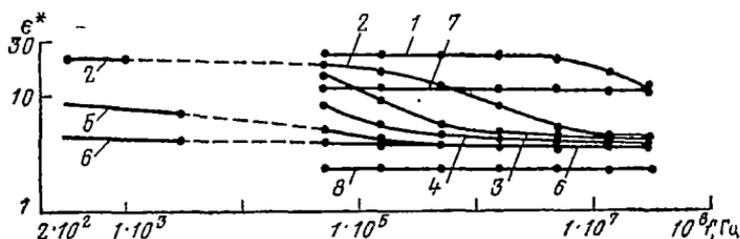


Рис. 7. Зависимость диэлектрической проницаемости образцов песчаника и нефти от частоты поля.

Образцы: 1 — насыщенный на 100% дистиллированной водой; 2 — насыщенный на 75% дистиллированной водой и на 25% нефтью; 3 — насыщенный на 50% дистиллированной водой и на 50% нефтью; 4 — насыщенный на 25% дистиллированной водой и на 75% нефтью; 5 — воздушно сухой; 6 — насыщенный на 100% нефтью; 7 — насыщенный на 25% минерализованной (0,3 н.) водой и на 75% нефтью; 8 — нефть

Следует отметить, что наблюдающееся расхождение между расчетными и экспериментальными значениями коэффициента поглощения b свидетельствует лишь о самом факте дисперсии, но не дает сведений о степени изменения с частотой величин ϵ и ρ в отдельности.

Интересные результаты по частотной зависимости ϵ и ρ получены А. И. Жуковым и Б. И. Рабиновичем [72]. Опыты проводились с образцами песчаника пористостью 25%. Образцы насыщались водой и нефтью в различном процентном соотношении. Измерения проводились на мостике и куметре резонансным методом. На рис. 7 приведены результаты измерений. Для образца 1, насыщенного дистиллированной водой, дисперсия ϵ начинается с частоты $2 \cdot 10^6$ Гц, что соответствует отношению $\omega \epsilon / \gamma \approx 1$. Эта закономерность сохраняется для образца 3, насыщенного на 50% водой и на 50% нефтью. Лишь у образца 2 (75% воды и 25% нефти) дисперсия начинается раньше, при отношении $\omega \epsilon / \gamma \approx 0,1$. У образцов с высоким сопротивлением, не содержащих заметных количеств воды (5, 6), наблюдается линейное уменьшение сопротивления с увеличением частоты. Интересно отметить, что у образца 7, насы-

ценного на 25% минерализованной водой (0,3н.) и 75% нефтью, дисперсия отсутствует до частоты 30 МГц, хотя аналогичный образец 4 с дистиллированной водой обнаруживает изменение ϵ на частотах порядка 10^4 Гц.

Отметим, что в опытах Г. Я. Черняка (см. рис. 1), проводившихся на частоте 10 МГц, влияние дисперсии не проявлялось. Об этом можно судить по тому, что экспериментальные значения ϵ водонасыщенного песка хорошо совпадают с расчетными. При расчетах использовались статические значения диэлектрической проницаемости воды и песка.

Об отсутствии заметной дисперсии ϵ пород на частотах 40—60 МГц говорят также результаты интерпретации скважинных измерений (см. раздел 7).

Не приводя здесь экспериментальных материалов других авторов, попытаемся на основе обобщения имеющихся данных, анализа результатов измерений в скважинах и выводов из теории диэлектриков с потерями сформулировать закономерности, которым, по-видимому, подчиняется поведение ϵ и ρ пород при изменении частоты поля¹.

1. Дисперсия электрических свойств горных пород проявляется в области преобладания плотности токов смещения над плотностью токов проводимости, т. е. при $\omega\epsilon/\gamma \geq 1$. Следовательно, не существует граничной частоты или полосы частот, начиная с которой у всех пород наблюдается дисперсия ϵ и ρ . Дисперсия электрических свойств зависит не только от частоты поля, но и от ϵ и ρ породы.

2. С увеличением отношения $\omega\epsilon/\gamma$ дисперсия ϵ и ρ пород развивается постепенно. До отношений $\omega\epsilon/\gamma \approx 2 \div 3$ диэлектрическая проницаемость и удельное сопротивление породы отличаются от значений ϵ и ρ на постоянном токе не более чем на 20%.

3. В породах, имеющих высокое сопротивление ($\rho = 10^3 \div 10^5$ Ом·м), дисперсия ρ может наблюдаться с частот 10^6 — 10^7 Гц и ниже. Она проявляется в виде уменьшения удельного сопротивления, т. е. увеличения γ с ростом частоты.

Причина увеличения проводимости с частотой заключается в появлении дополнительной активной проводимости благодаря инерционности процессов поляризации. Наличие даже небольших количеств влаги достаточно для существенного уменьшения удельного сопротивления пород с ростом частоты поля. Следует иметь в виду, что для изменения ρ на 2 порядка с 10^5 до 10^3 Ом·м необходимо появление дополнительной проводимости величиной всего лишь 10^{-3} См/м.

4. Изменение ϵ высокоомных пород с частотой тоже имеет место. Однако дисперсия ϵ в этом случае весьма незначительна, практически ее трудно заметить. Из-за малых количеств влаги

¹ Еще раз подчеркнем, что здесь речь идет о дисперсии связанной с релаксационной, а не со структурной поляризацией.

диэлектрическая проницаемость породы определяется здесь в основном поляризацией смещения, т. е. $\epsilon \approx \epsilon^0 \approx \epsilon^\infty$.

5. При одинаковой влагонасыщенности породы время релаксации заметно уменьшается с увеличением минерализации раствора. Это приводит к тому, что дисперсия ϵ у пород с более минерализованным раствором и, следовательно, с меньшим сопротивлением сдвигается в область более высоких частот.

Из сказанного следует, что при проведении исследований в породах с удельным сопротивлением от единиц до 50—60 Ом·м и с диэлектрической проницаемостью до 20 отн. ед. с помощью электромагнитных полей с частотой единицы или десятки мегагерц заметного проявления дисперсии не следует ожидать вплоть до частот 50—60 МГц ($\omega\epsilon/\gamma \leq 2 \div 3$). В более высокоомных породах влияние дисперсии может проявляться на меньших частотах. При рабочей частоте 1—2 МГц и ниже влияние дисперсии в области удельных сопротивлений пород от единиц до 1000 Ом·м практически отсутствует.

В заключение еще раз отметим, что приведенные данные указывают на значительную зависимость диэлектрической проницаемости горных пород от их водонасыщенности. В отличие от удельного сопротивления величина ϵ сравнительно мало зависит от минерализации влаги. Существует значительная дифференциация по диэлектрической проницаемости между нефтенасыщенными и водонасыщенными породами.

Все сказанное предопределяет большое практическое значение измерений диэлектрической проницаемости горных пород, в первую очередь при исследованиях скважин.

Следует также отметить, что ряд вопросов, связанных с электрическими свойствами горных пород, разработан к настоящему времени недостаточно глубоко. К их числу относятся закономерности изменения ϵ и ρ с частотой поля, температурная зависимость диэлектрической проницаемости и некоторые другие.

2

ОБОСНОВАНИЕ СПОСОБОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАРОТАЖА

СВЯЗЬ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ СРЕДЫ

Переменное электромагнитное поле, возбуждаемое током в задающей катушке, распространяется в окружающих породах с конечной скоростью и затуханием. В каждой точке оно характеризуется амплитудой и фазой, которые сложным образом зависят от частоты поля, типа и параметров зонда, строения окружающей среды и ее электрических свойств. В первую очередь нас будет интересовать зависимость различных характеристик поля от электрических параметров среды и частоты. Удобно рассмотреть наиболее простой случай — однородную среду.

Исходные положения

Размеры генераторной катушки обычно малы по сравнению с расстоянием до точки измерения и диаметром скважины. Поэтому при теоретическом анализе катушку можно заменить магнитным диполем, момент которого меняется во времени по закону

$$M = M_0 e^{-i\omega t}, \quad (2.1)$$

где $M_0 = Is_r n_r$ — амплитудное значение момента генераторной катушки; I — сила тока; s_r — площадь витка; n_r — количество витков генераторной катушки; $\omega = 2\pi f$ — частота поля.

Электромагнитное поле описывается уравнениями Максвелла, которые в случае гармонической зависимости от времени имеют вид

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \gamma \vec{E} - i\omega \epsilon \vec{E}; \quad (2.2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = i\omega \mu \vec{H}; \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = 0; \quad (2.4)$$

$$\operatorname{div} \bar{H} = 0, \quad (2.5)$$

где \bar{H} — напряженность магнитного поля; \bar{E} — напряженность электрического поля; γ — электропроводность среды; ϵ — диэлектрическая проницаемость среды; μ — магнитная проницаемость.

Решение системы уравнений (2.2) — (2.5) приводит к волновому уравнению

$$\nabla^2 \bar{A} + k^2 \bar{A} = 0, \quad (2.6)$$

где \bar{A} — вектор-потенциал магнитного типа ($\bar{E} = \operatorname{rot} \bar{A}$) k — волновое число.

Для определения поля достаточно найти решение волнового уравнения, удовлетворяющее крайним условиям задачи.

Не воспроизводя здесь хорошо известного решения, выпишем выражения для компонент поля магнитного диполя в однородной среде. В сферической системе координат с началом, совпадающим с диполем, момент которого ориентирован по оси $\theta=0$, они имеют вид [53]

$$E_\varphi = (i\omega\mu M/4\pi R^2) e^{ikR} (1 - ikR) \sin \theta; \quad (2.7)$$

$$H_R = (2M/4\pi R^3) e^{ikR} (1 - ikR) \cos \theta; \quad (2.8)$$

$$H_\theta = (M/4\pi R^3) e^{ikR} (1 - ikR - k^2 R^2) \sin \theta, \quad (2.9)$$

где R — расстояние от диполя до точки наблюдения;

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu + i\gamma \mu \omega. \quad (2.10)$$

Поскольку нас интересует влияние среды только на поведение поля и не важны его абсолютные значения, целесообразно упростить выражения (2.7) — (2.9), выразив компоненты E_φ , H_R и H_θ в относительных единицах — долях квазистационарного поля в воздухе, т. е. поля, вычисленного без учета токов смещения.

Компоненты поля в воздухе имеют вид

$$E_{\varphi 0} = (i\omega\mu M/4\pi R^2) \sin \theta; \quad (2.11)$$

$$H_{R 0} = (2M/4\pi R^3) \cos \theta; \quad (2.12)$$

$$H_{\theta 0} = (M/4\pi R^3) \sin \theta. \quad (2.13)$$

Компоненты поля магнитного диполя в относительных единицах запишутся в виде

$$e_\varphi = e^{ikR} (1 - ikR); \quad (2.14)$$

$$h_R = e^{ikR} (1 - ikR); \quad (2.15)$$

$$h_\theta = e^{ikR} (1 - ikR - k^2 R^2). \quad (2.16)$$

Зависимость поля от параметров среды определяется волновым числом k . Представляя k в виде комплексного числа $k = a + ib$ и выделяя действительную и мнимую части, имеем

$$a = \sqrt{\frac{\gamma\mu\omega}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega\varepsilon}{\gamma}\right)^2} + \frac{\omega\varepsilon}{\gamma}}; \quad (2.17)$$

$$b = \sqrt{\frac{\gamma\mu\omega}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega\varepsilon}{\gamma}\right)^2} - \frac{\omega\varepsilon}{\gamma}}. \quad (2.18)$$

Как видно из выражений (2.17) — (2.18), влияние среды на поле в сильной мере зависит от отношения $\omega\varepsilon/\gamma$, т. е. от соотношения между токами смещения и токами проводимости¹. При $\omega\varepsilon/\gamma \gg 1$ (преобладание токов смещения) формулы (2.17) и (2.18) упрощаются:

$$a = \omega \sqrt{\varepsilon\mu}. \quad (2.19)$$

Полагая $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^7$ Г/м и $\varepsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$ Ф/м, имеем

$$a = \omega \sqrt{\varepsilon^*/c}, \quad (2.20)$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\varepsilon^* = \varepsilon/\varepsilon_0$.

Соответственно

$$b = (\gamma/2) \sqrt{\mu/\varepsilon} \quad (2.21)$$

или

$$b = 188\gamma/\sqrt{\varepsilon^*}. \quad (2.22)$$

Таким образом, при преобладании токов смещения фазовая постоянная a не зависит от проводимости среды, а коэффициент поглощения b не зависит от частоты поля.

При $\omega\varepsilon/\gamma \ll 1$, т. е. при преобладании токов проводимости, фазовая постоянная и коэффициент поглощения численно равны:

$$a = b = \sqrt{\gamma\mu\omega/2}. \quad (2.23)$$

В этом случае ε среды не влияет на поле.

Представляет интерес установить более четко пределы применимости приближенных выражений (2.19) — (2.22). Разлагая в ряд (2.17) и (2.18) по степеням $\omega\varepsilon/\gamma$ и $\gamma/\omega\varepsilon$, можно убедиться, что приближенные зависимости (2.19) — (2.22) позволяют определить a и b с ошибкой не более 10%, если $\omega\varepsilon/\gamma \geq 1,1$, а формула (2.23) обеспечивает такую же точность при $\omega\varepsilon/\gamma \leq 0,2$.

Фазовая постоянная и коэффициент поглощения определяют длину волны λ и глубину проникновения поля δ . Длина волны соответствует расстоянию, на котором фаза плоской волны меняется на 2π : $\lambda = 2\pi/a$.

¹ Здесь и далее имеется в виду плотность токов смещения и проводимости.

Глубина проникновения соответствует расстоянию, на котором поле плоской волны убывает в e раз,

$$\delta = 1/b.$$

Из выражений (2.14)—(2.16) следует, что поле переменного магнитного диполя является комплексным и характеризуется в каждой точке двумя составляющими — реальной и мнимой, или амплитудным значением и фазой. В дальнейшем нас будет интересовать главным образом поле на оси магнитного диполя, которое в цилиндрических координатах в соответствии с выражением (2.15) записывается в виде

$$h_z = H_z/H_{z_0} = e^{ikz} (1 - ikz), \quad (2.24)$$

где H_{z_0} — вертикальная компонента поля в воздухе.

Момент диполя направлен здесь по оси z .

Идентичность выражений (2.14) и (2.15) позволяет утверждать, что выводы о поведении компоненты поля h_z будут справедливы и в отношении компоненты электрического поля e_{φ} , если вместо z иметь в виду расстояние R .

Произведя в уравнении (2.24) деление на реальную и мнимую части, имеем

$$\operatorname{Re} h_z = e^{-bz} [(1 + bz) \cos az + az \sin az]; \quad (2.25)$$

$$\operatorname{Im} h_z = e^{-bz} [(1 + bz) \sin az - az \cos az]. \quad (2.26)$$

Амплитуда h_z запишется в виде

$$|h_z| = |H_z/H_{z_0}| = e^{-bz} \sqrt{(1 + bz)^2 + (az)^2}. \quad (2.27)$$

Фаза равна

$$\varphi = az - \operatorname{arctg} [az/(1 + bz)]. \quad (2.28)$$

Приведенные выражения описывают поле, создаваемое магнитным диполем. Практически измеряется не амплитуда или компоненты поля, а э. д. с., наведенная в приемной катушке. В приемной рамке, находящейся на расстоянии z от генератора, индуцируется э. д. с., равная

$$\mathcal{E} = \oint E_{\varphi} dl, \quad (2.29)$$

где dl — элемент длины рамки.

Если поперечные размеры приемной катушки малы по сравнению с расстоянием до генератора, т. е. $z \approx R$, то, подставляя в (2.29) выражение для E_{φ} (2.7), получаем

$$\mathcal{E} = i \frac{\omega \mu M_r M_{\Pi}}{2\pi z^3} e^{ikz} (1 - ikz), \quad (2.30)$$

где $M_{\Pi} = s_{\Pi} n_{\Pi}$ — момент приемной катушки; n_{Π} — количество витков приемной катушки; s_{Π} — площадь витка.

Электродвижущая сила в воздухе при пренебрежении токами смещения будет, очевидно, равна

$$\mathcal{E}_0 = i \frac{\omega \mu M_r M_n}{2\pi z^3}. \quad (2.31)$$

Наведенная э. д. с. в приемной катушке зонда, находящегося в среде, выраженная в относительных единицах, будет

$$\mathcal{E} / \mathcal{E}_0 = e^{ikz} (1 - ikz). \quad (2.32)$$

Сравнивая уравнения (2.24) и (2.32), видим, что поле диполя и сигнал в приемной катушке зонда, выраженные соответственно в единицах поля или э. д. с. в воздухе, описываются идентичными выражениями. Аналитические выражения и расчетные графики для амплитуды поля $|h_z|$ можно одновременно рассматривать как соответствующие зависимости для амплитуды э. д. с. в приемной рамке зонда $\mathcal{E} / \mathcal{E}_0$. Аналогично связаны реальная компонента поля $\text{Re } h_z$ и реактивная компонента э. д. с. $\mathcal{E}_{\text{реакт}} / \mathcal{E}_0$; мнимая компонента поля $\text{Im } h_z$ и активная компонента э. д. с. $\mathcal{E}_{\text{акт}} / \mathcal{E}_0$. Идентичность (2.24) и (2.32) показывает, что фаза э. д. с. и фаза поля также описываются одинаковыми зависимостями.

Таким образом, изучая при теоретическом анализе зависимость поля от параметров среды, частоты и т. п., мы получаем материалы о зависимости показаний зонда от этих факторов.

Двухкатушечный зонд в однородной среде

Вначале рассмотрим поведение амплитудных и фазовых характеристик вертикальной компоненты поля в нескольких частных случаях.

Токи проводимости значительно превышают токи смещения ($\omega \varepsilon / \gamma \ll 1$). Диэлектрическая проницаемость среды не влияет на поведение поля. Действительная и мнимая части волнового числа равны и не зависят от ε [см. (2.23)]. При обычно встречающихся значениях ε и ρ горных пород этот случай охватывает широкий диапазон частот, начиная от самых низких и кончая единицами мегагерц. Выражения для амплитуды и фазы поля принимают следующий вид:

$$|h_z| = e^{-pz} \sqrt{(1 + pz)^2 + (pz)^2}; \quad (2.33)$$

$$\varphi = pz - \text{arc tg } [pz / (1 + pz)], \quad (2.34)$$

где $p = a = b = \sqrt{\gamma \mu \omega / 2}$.

Амплитуда и фаза поля зависят здесь от параметра pz .

В рамках данного приближения рассмотрим два случая.

А. Ближняя зона (область малых параметров) $|kz| \rightarrow 0$. Расстояние до точки наблюдения (длина зонда) значительно меньше длины волны в среде. Разлагая в выражении (2.24) показатель-

ную функцию в ряд и ограничиваясь несколькими первыми членами, имеем при $|kz| \rightarrow 0$ или $\rho z \rightarrow 0$

$$\operatorname{Re} h_z = 1 - (2/3) \rho^3 z^3; \quad (2.35)$$

$$\operatorname{Im} h_z = \rho^2 z^2. \quad (2.36)$$

Амплитуда и фаза суммарного поля равны соответственно

$$|h_z| = \sqrt{1 - (4/3) \rho^3 z^3}; \quad (2.37)$$

$$\varphi = \rho^2 z^2. \quad (2.38)$$

Таким образом, в области малых параметров амплитуда поля стремится к единице, т. е. к значению поля в воздухе, а фазовый сдвиг численного равен значению мнимой компоненты. Область малых параметров можно определить как зону, в которой в результате влияния среды распространяющееся поле испытывает фазовые сдвиги, но еще не испытывает заметного поглощения. При определении области малых параметров можно также исходить из вполне уместных в данном случае индукционных представлений. Поле в каждой точке можно рассматривать как сумму первичного поля и поля вторичного, создаваемого токами, индуцированными в среде. Тогда область малых параметров будет соответствовать зоне, в пределах которой токи наводятся только первичным магнитным полем. Взаимодействие между индуцированными токами отсутствует. Область малых параметров является наиболее благоприятной для индукционного жаротажа. Здесь отсутствует влияние скин-эффекта (поглощения), осложняющего интерпретацию материалов, и выполняются необходимые физические предпосылки для фокусировки поля.

Б. Волновая зона $|kz| \gg 1$. Расстояние до точки наблюдения (длина зонда) соизмеримо с длиной волны или больше ее. В этом случае вместо (2.24) имеем

$$h_z = -ikz e^{ikz}. \quad (2.39)$$

Амплитуда и фаза поля будут соответственно

$$|h_z| = \sqrt{2} \rho z e^{-\rho z}; \quad (2.40)$$

$$\varphi = \rho z - (\pi/4). \quad (2.41)$$

Амплитуда поля в рассматриваемом случае ($\omega\varepsilon/\gamma \ll 1$) с ростом ρz быстро уменьшается. На расстоянии z , равном λ , поле в значительной мере затухает. Фаза линейно возрастает с увеличением длины зонда и ρ при наличии постоянного сдвига, равного 45° .

Токи смещения соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega\varepsilon/\gamma > 0,2$). Такое соотношение между токами смещения и токами проводимости при обычных значениях ε и ρ достигается на частотах, равных десяткам мегагерц, и только при высоких ρ — на частотах, равных единицам мегагерц (табл. 3).

$\rho, \text{Ом}\cdot\text{м}$	$\epsilon, \text{отн. ед.}$	$f=1\cdot 10^6 \text{ Гц}$		$f=10\cdot 10^6 \text{ Гц}$		$f=20\cdot 10^6 \text{ Гц}$		$f=40\cdot 10^6 \text{ Гц}$		$f=60\cdot 10^6 \text{ Гц}$	
		$\sqrt{\gamma\mu\omega/2}$	$\omega\epsilon/\gamma$	$\sqrt{\gamma\mu\omega/2}$	$\omega\epsilon/\gamma$	$\sqrt{\gamma\mu\omega/2}$	$\omega\epsilon/\gamma$	$\sqrt{\gamma\mu\omega/2}$	$\omega\epsilon/\gamma$	$\sqrt{\gamma\mu\omega/2}$	$\omega\epsilon/\gamma$
1000	15		0,833		8,33		16,16		33,3		50,0
	10	0,063	0,556	0,198	5,56	0,28	11,11	0,396	22,2	0,485	33,3
	5		0,278		2,78		5,55		11,1		16,6
500	15		0,417		4,17		8,33		16,7		25,0
	10	0,089	0,278	0,28	2,78	0,396	5,55	0,56	11,1	0,686	16,6
	5		0,139		1,39		2,78		5,56		8,34
100	20		0,111		1,11		2,22		4,44		6,66
	15		0,083		0,833		1,67		3,33		5,0
	10	0,198	0,056	0,628	0,556	0,888	1,11	1,26	2,22	1,54	3,33
	5		0,028		0,277		0,55		1,11		1,66
50	20		0,055		0,555		1,11		2,22		3,33
	15		0,042		0,417		0,833		1,67		2,5
	10	0,28	0,028	0,888	0,277	1,255	0,554	1,78	1,11	2,18	1,66
	5		0,014		0,139		0,278		0,556		0,834
10	40		0,022		0,222		0,444		0,888		1,33
	30		0,017		0,166		0,333		0,666		1,0
	20	0,628	0,011	1,99	0,111	2,80	0,222	3,96	0,444	4,85	0,666
	10		0,006		0,056		0,111		0,222		0,333
	5		0,003		0,028		0,055		0,111		0,166
5	40		0,011		0,111		0,222		0,444		0,666
	30		0,008		0,083		0,166		0,332		0,5
	20	0,888	0,006	2,80	0,056	3,96	0,111	5,6	0,222	6,86	0,333
	10		0,003		0,028		0,055		0,111		0,166
	5		0,001		0,014		0,028		0,056		0,083

Выражения для амплитуды и фазы поля имеют вид (2.27) — (2.28), где a и b определяются соответственно выражениями (2.17) и (2.18). При $\omega\epsilon/\gamma \gg 1$, a и b определяются формулами (2.19) и (2.21).

А. Область малых параметров $|kz| \rightarrow 0$. Разлагая в выражении (2.24) показательную функцию e^{ikhz} в ряд и ограничиваясь тремя первыми членами, имеем при $|kz| \rightarrow 0$

$$\operatorname{Re} h_z = 1 + (\omega^2 \epsilon \mu z^2 / 2); \quad (2.42)$$

$$\operatorname{Im} h_z = (\gamma \mu \omega / 2) z^2. \quad (2.43)$$

Итак, в области малых параметров реальная компонента поля связана с диэлектрической проницаемостью среды и не зависит от ее проводимости, а мнимая, напротив, пропорциональна γ и не зависит от ϵ . Однако практическая возможность использования покомпонентных измерений для отдельного определения ϵ и γ горных пород в скважине весьма невелика, поскольку при реальных параметрах разреза и частотах, необходимых для того, чтобы диэлектрическая проницаемость оказывала влияние на поле, удовлетворение требования $|kz| \ll 1$ приводит к слишком малым расстояниям z порядка нескольких сантиметров. Таким образом, если выполняется соотношение $\omega\epsilon/\gamma > 0,2$, случай малых параметров не представляет практического интереса.

Б. Волновая зона $|kz| \gg 1$.

Амплитуда и фаза поля в этом случае описываются выражениями

$$|h_z| = \sqrt{a^2 + b^2} z e^{-bz}; \quad (2.44)$$

$$\varphi = az - \arctg a/b. \quad (2.45)$$

Отметим, что в соответствии с формулой (2.44) поле сначала увеличивается с ростом диэлектрической проницаемости среды, частоты или расстояния, а затем начинает уменьшаться вследствие затухания. Максимальное значение амплитуды будет при $z=1/b$, т. е. на расстоянии, равном глубине проникновения.

Поле в непроводящей среде ($\gamma/\omega\epsilon=0$). В этом случае $a = \omega \sqrt{\epsilon_{ц}}$, $b=0$. Выражения для амплитуды и фазы поля принимают вид

$$|h_z| = \sqrt{1 + a^2 z^2}; \quad (2.46)$$

$$\varphi = az - \arctg az. \quad (2.47)$$

В области малых параметров при $az \rightarrow 0$ имеем

$$\operatorname{Re} h_z = 1 + (a^2 z^2)/2; \quad (2.48)$$

$$\operatorname{Im} h_z = 2a^3 z^3/3. \quad (2.49)$$

В волновой зоне при $az \gg 1$ амплитуда и фаза поля будут соответственно

$$|h_z| = az; \quad (2.50)$$

$$\varphi = az - (\pi/2). \quad (2.51)$$

Следовательно, в волновой зоне в изоляторе с увеличением частоты поле линейно возрастает. Фаза поля, так же как и в предыдущем случае, пропорциональна частоте, расстоянию, $\sqrt{\epsilon}$ и имеет постоянный сдвиг, равный $\pi/2$.

Рассмотрим теперь поведение поля магнитного диполя в общем случае, не ограничиваясь асимптотическими приближениями. Как видно из выражений (2.27) и (2.28), поле зависит от двух

величин — az и bz , которые определяются двумя параметрами. В качестве параметров могут фигурировать $\sqrt{\gamma\mu\omega/2} z$ и $\omega\epsilon/\gamma$; $\omega\sqrt{\epsilon\mu}z$ и $\gamma/\omega\epsilon$; $\omega^2\epsilon\mu z^2$ и $\gamma\mu\omega z^2$; $(\gamma/2)\sqrt{\mu/\epsilon}z$ и $\omega\epsilon/\gamma$. Выбор той или иной пары параметров зависит от фактора, влияние которого на поле мы хотим исследовать.

На рис. 8—11 приведены результаты расчетов в виде графиков реальной и мнимой компонент поля, амплитудных и фазовых кривых в зависимости от параметров $\sqrt{\gamma\mu\omega/2}z$ и $\omega\epsilon/\gamma$. Если считать значения ω , ϵ и γ фиксированными, увеличение параметра $\sqrt{\gamma\mu\omega/2}z$ иллюстрирует изменение поля при удалении от источника, а изменение $\omega\epsilon/\gamma$ показывает влияние ϵ на поле. Значения $\sqrt{\gamma\mu\omega/2}$ и $\omega\epsilon/\gamma$ для разных ρ , ϵ^* и f приведены в табл. 3. На рис. 8 и 9 хорошо виден волновой характер распределения поля в пространстве. Поле имеет волновой характер, в частности при $\omega\epsilon/\gamma \rightarrow 0$, т. е. в квазистационарном приближении, когда токами смещения можно пренебречь. Правда, в этом случае оно быстро затухает, составляя на расстоянии от источника, равном длине волны, всего около 2% от поля в воздухе.

Влияние токов смещения ($\omega\epsilon/\gamma \neq 0$) приводит к тому, что с удалением от источника амплитуда поля вначале возрастает, достигая максимума, а затем постепенно уменьшается. С ростом ϵ величина максимума увеличивается, и он смещается в сторону больших расстояний от источника поля (рис. 10, а). Как отмечалось выше, при $\omega\epsilon/\gamma > 1$ максимум располагается на расстоянии от источника, равном $z = 1/b = (2/\gamma)\sqrt{\epsilon/\mu}$. Примерно такие же особенности в поведении поля наблюдаются по мере увеличения удельного сопротивления среды при уменьшении отношения $\gamma/\omega\epsilon$.

Поведение фазы с увеличением расстояния характеризуется следующими особенностями (рис. 10, б). Вблизи источника фазовый сдвиг близок нулю. Эта часть пространства соответствует области малого параметра. Размер ее зависит от ω , ρ и ϵ , увеличиваясь с уменьшением ω и γ и уменьшаясь с ростом диэлектрической проницаемости. При некотором удалении от источника фаза линейно зависит от расстояния. Чем больше ϵ , тем больше угловой коэффициент прямых на рис. 10, б, т. е. тем больше набег фазы на единице расстояния.

Интересно проследить за поведением поля в широком диапазоне изменения частоты. Представим поле диполя в функции параметров $\omega\epsilon/\gamma$ и $(\gamma/2)\sqrt{\mu/\epsilon}z$ (рис. 11), как это сделано в работе Габийяра [85]. Если считать значения ϵ , μ и γ фиксированными, изменение параметра $\omega\epsilon/\gamma$ будет соответствовать изменению частоты поля, а кривые с разными значениями $(\gamma/2)\sqrt{\mu/\epsilon}z$ будут иллюстрировать влияние частоты на разных расстояниях от генератора. Как видно из рис. 11, увеличение частоты ведет вследствие поглощения к уменьшению $|h_z|$, тем более интенсивному, чем больше расстояние до источника поля. Минимальные значения по-

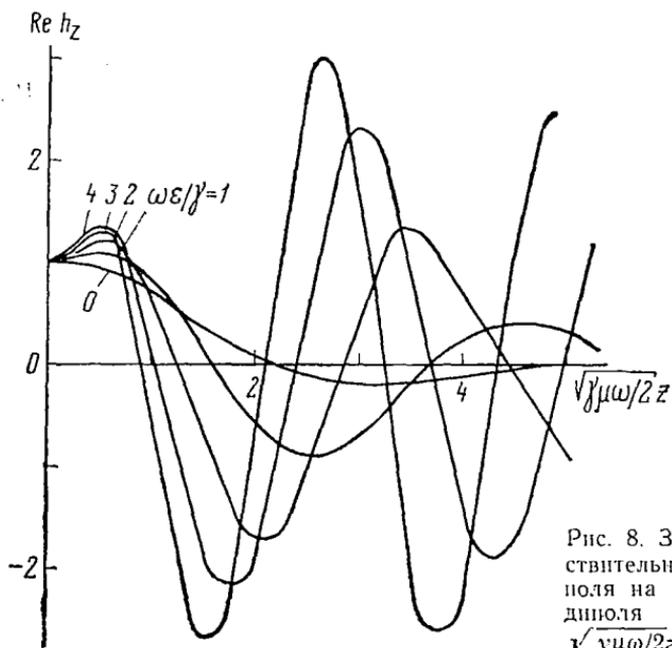


Рис. 8. Зависимость действительной компоненты поля на оси магнитного диполя от параметра $\sqrt{\gamma \mu \omega / 2 z}$ в однородной среде

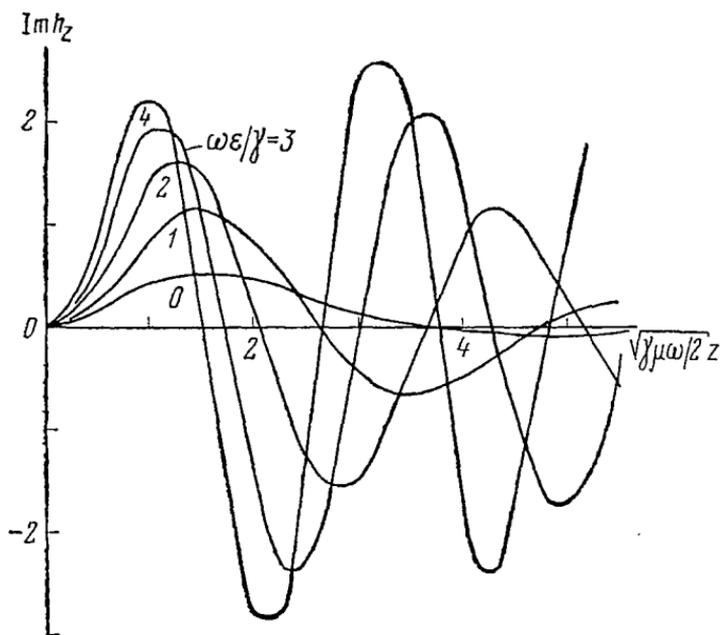


Рис. 9. Зависимость мнимой компоненты поля на оси магнитного диполя от параметра $\sqrt{\gamma \mu \omega / 2 z}$ в однородной среде

ля наблюдаются при отношениях $\omega\epsilon/\gamma$, близких к единице. При дальнейшем увеличении частоты поле линейно возрастает. Такое поведение амплитуды h_z легко объяснимо. Вначале с ростом частоты происходит быстрое увеличение коэффициента поглощения b и соответственно в формуле (2.27) превалирует влияние экспоненциального множителя e^{-bz} . При $\omega\epsilon/\gamma=1$ рост b с частотой прекращается. Дальнейшее увеличение частоты не изменяет множителя e^{-bz} , но ведет к линейному возрастанию az , а следовательно, и поля $|h_z|$.

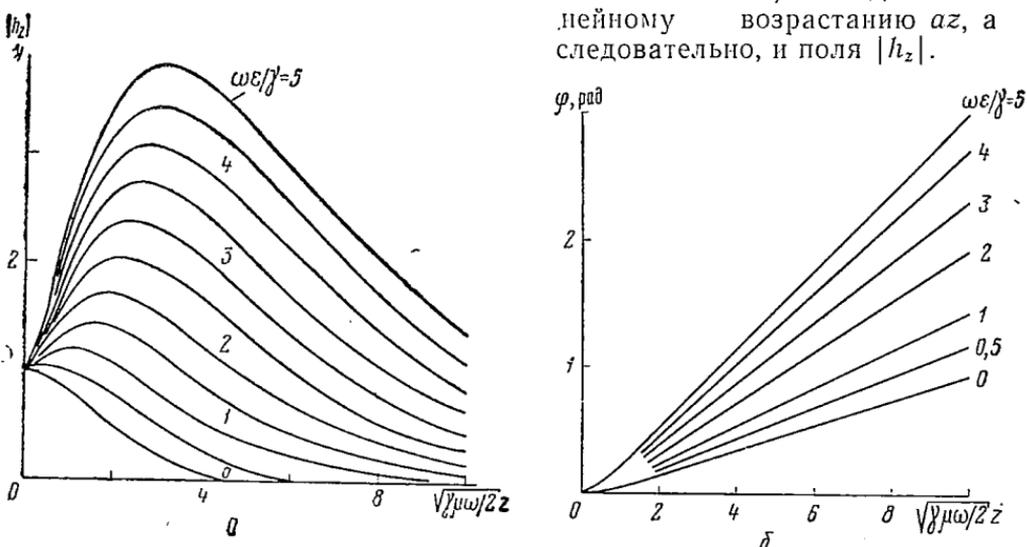


Рис. 10. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля на оси магнитного диполя от параметра $\sqrt{\gamma\mu\omega/2z}$ в однородной среде

Предметом нашего исследования являются не обобщенные параметры вида $\omega\epsilon/\gamma$ и $\sqrt{\gamma\mu\omega/2z}$, а проводимость (удельное сопротивление) и диэлектрическая проницаемость горных пород. Поэтому представляет интерес рассмотреть зависимость поля диполя от ϵ и ρ среды при фиксированных частотах и расстоянии от источника. На рис. 12—13 приведены результаты расчета амплитуды и фазы для двухкатушечного зонда длиной 1 м и для частот $1 \cdot 10^6$; $60 \cdot 10^6$ Гц.

На частоте 1 МГц (см. рис. 12) амплитуда и фаза поля зависят только от электропроводности среды. Токи проводимости здесь еще значительно превосходят токи смещения ($\omega\epsilon/\gamma < 0,2$). С повышением частоты a , b , а следовательно, фаза и амплитуда поля начинают все больше зависеть от диэлектрической проницаемости среды. Однако степень влияния γ и ϵ на амплитуду и фазу существенно различны (см. рис. 13).

Значение фазы φ [см. (2.28)] в основном определяется фазовым коэффициентом a , который при достаточно большой частоте

поля ($\omega\epsilon/\gamma \geq 1,1$) зависит только от диэлектрической проницаемости среды — $a = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$. Фаза поля в этом случае тоже перестает зависеть от проводимости пород, так как является функцией их диэлектрической проницаемости. В принципе, с помощью соответ-

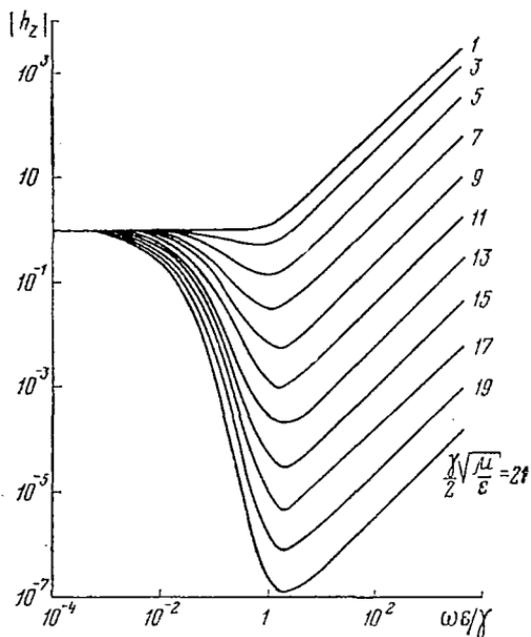


Рис. 11. Зависимость амплитуды поля на оси магнитного диполя от параметра $\omega\epsilon/\gamma$ в однородной среде

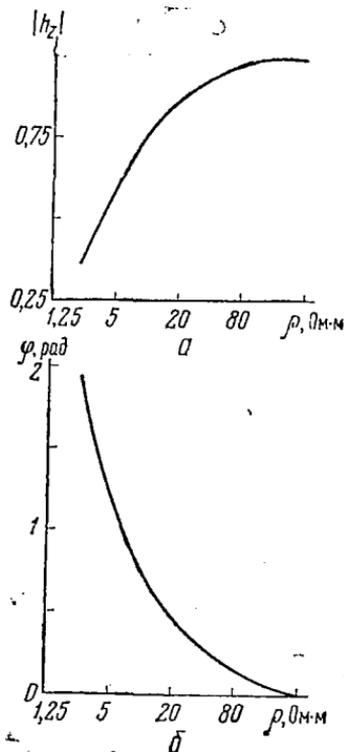


Рис. 12. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля на оси магнитного диполя от удельного сопротивления в однородной среде. $f=1$ МГц, $z=1$ м

ствующего повышения частоты можно добиться исключения влияния проводимости на фазу поля даже в низкоомных породах.

В отличие от фазы амплитуда испытывает влияние проводимости даже на очень высоких частотах. Это влияние определяется главным образом множителем e^{-bz} , входящим в выражение для амплитуды (2.27). Поскольку значение коэффициента поглощения b при $\omega\epsilon/\gamma \geq 1,1$ не зависит от частоты [см. (2.21)] и определяется значениями γ и ϵ , избавиться от влияния проводимости с помощью повышения частоты не представляется возможным. В ли-

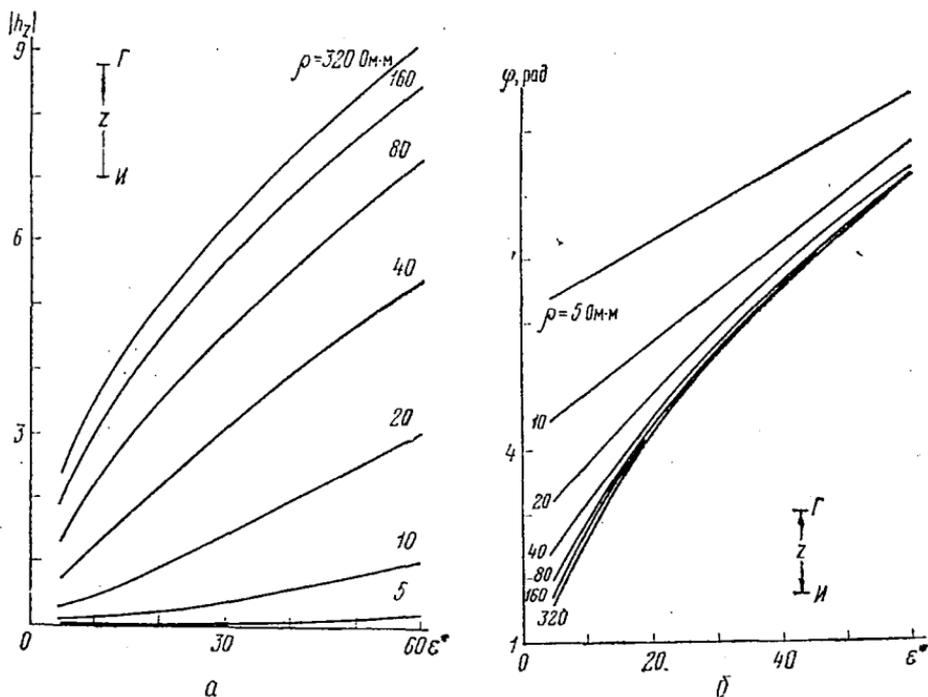


Рис. 13. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля на оси магнитного диполя от диэлектрической проницаемости в однородной среде.
 $f=60$ МГц, $z=1$ м

температуре иногда встречаются высказывания о том, что на очень высоких частотах породу с конечной проводимостью можно рассматривать как диэлектрик, пренебрегая влиянием γ на амплитуду поля. Для общего случая эти утверждения, безусловно, ошибочны.

Трехкатушечный зонд в однородной среде

В методах высокочастотного каротажа особое место занимает трехкатушечный зонд. Он состоит из двух сближенных парных (приемных или генераторных) катушек и одной относительно удаленной непарной катушки. Получим выражения для характеристик поля, измеряемых с помощью трехкатушечного зонда для случая однородной среды. :

Расстояние от непарной катушки до удаленной парной z_1 , до ближайшей парной катушки z_2 . Как будет показано в дальнейшем, интерес представляют следующие характеристики высокочастотного поля: $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_2}|$. Измерение этих величин осуществляется с помощью трехкатушечных зондов разного типа. Так, для измерения разности фаз можно использовать зонд с не связанными друг с другом приемными ка-

тушками, находящимися на расстоянии z_1 и z_2 от генераторной рамки. При измерении разностной амплитуды $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ используется обычно зонд, в котором сближенные генераторные катушки соединены последовательно и включены навстречу друг другу. Соотношение между количеством витков n в каждой генераторной катушке и расстоянием от нее до приемной рамки удовлетворяет условию

$$n_1/z_1^3 = n_2/z_2^3. \quad (2.52)$$

По принципу взаимности сближенными и последовательно соединенными могут являться и приемные катушки.

В дальнейшем при расчетах значений $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_2}|$ будет предполагаться, что условие (2.52) выполняется.

При выполнении условия (2.52) разностная амплитуда $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ в воздухе равна нулю или, точнее, близка к нулю (отличие от нуля обуславливается влиянием токов смещения в воздухе). Если представить поле в среде как сумму прямого поля, т. е. поля, в воздухе, и вторичного поля, возбуждаемого токами в среде, то величина $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ будет характеризовать амплитуду вторичного поля. В общем случае

$$|h_{z_1} - h_{z_2}| = \sqrt{(\operatorname{Re} h_{z_1} - \operatorname{Re} h_{z_2})^2 + (\operatorname{Im} h_{z_1} - \operatorname{Im} h_{z_2})^2}, \quad (2.53)$$

где $\operatorname{Re} h_{z_{1,2}}$ и $\operatorname{Im} h_{z_{1,2}}$ описываются выражениями (2.25) и (2.26).

Из формулы (2.28) получаем выражение для разности фаз в общем случае:

$$\Delta\varphi = a(z_1 - z_2) - \operatorname{arctg} \frac{a(z_1 - z_2)}{(1 + bz_1)(1 + bz_2) + a^2 z_1 z_2}. \quad (2.54)$$

Найдем выражения для перечисленных выше характеристик поля в некоторых частных случаях.

Токи проводимости значительно превышают токи смещения ($\omega\epsilon/\gamma \ll 1$). Диэлектрическая проницаемость не влияет на поведение поля. Действительная и мнимая части волнового числа равны друг другу и не зависят от ϵ , т. е. $a = b = \rho = \sqrt{\gamma\mu\omega/2}$.

А. Ближняя зона (область малых параметров) $|kz| \rightarrow 0$. Составляя на основании (2.24) выражение для разностной амплитуды, разложим показательные функции e^{ikz} в ряд. Ограничиваясь членами с наименьшей степенью, получаем

$$|h_{z_1} - h_{z_2}| = \rho^2 (z_1^2 - z_2^2). \quad (2.55)$$

Опираясь на формулу (2.28), можно получить приближенное выражение для разности фаз. Полагая в (2.28) $a = b = \rho$ и учитывая, что при малых значениях аргумента $\operatorname{arctg} x \approx x$, получаем

$$\Delta\varphi = \frac{\rho^2 (z_1^2 - z_2^2)}{1 + \rho(z_1 + z_2)}. \quad (2.56)$$

Пренебрегая в знаменателе формулы (2.56) слагаемыми ρz_1 и ρz_2 , по условию много меньшими единицы, имеем

$$\Delta\varphi = \rho^2 (z_1^2 - z_2^2). \quad (2.57)$$

Нетрудно видеть, что на основании (2.55) и (2.37) выражение для $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ можно записать в виде

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}} \right| = \frac{\rho^2 (z_1^2 - z_2^2)}{\sqrt{1 - (4/3) \rho^3 z_1^3}}, \quad (2.58)$$

или, опуская член $(4/3) \rho^3 z_1^3$, получаем

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}} \right| = \rho^2 (z_1^2 - z_2^2). \quad (2.59)$$

Таким образом, в области малых параметров выражения для всех рассматриваемых характеристик поля практически совпадают.

Б. Волновая зона $|kz| \gg 1$. В этой зоне поле осевой составляющей магнитного диполя определяется зависимостью (2.39). На основании (2.39) имеем

$$\begin{aligned} h_{z_1} - h_{z_2} &= e^{i\rho z_1} e^{-\rho z_1} (\rho z_1 - i\rho z_1) - e^{i\rho z_2} e^{-\rho z_2} (\rho z_2 - i\rho z_2) = \\ &= e^{i\rho z_2} e^{-\rho z_2} (\rho - i\rho) [e^{i\rho \Delta z} e^{-\rho \Delta z} (z_1 - z_2)], \end{aligned} \quad (2.60)$$

где $\Delta z = z_1 - z_2$.

Используя равенство $e^{i\rho \Delta z} = \cos \rho z + i \sin \rho z$, получаем после некоторых преобразований

$$|h_{z_1} - h_{z_2}| = e^{-\rho z_2} \sqrt{2} \rho z_2 \sqrt{\left(e^{-\rho \Delta z} \frac{z_1}{z_2} \right)^2 - 2e^{-\rho \Delta z} \frac{z_1}{z_2} \cos \rho \Delta z + 1}. \quad (2.61)$$

В большинстве случаев при $\Delta z = 0,2 \div 0,3$ м можно полагать, что $\cos \rho \Delta z \approx 1$. Тогда

$$|h_{z_1} - h_{z_2}| = e^{-\rho z_2} \sqrt{2} \rho z_2 \left(e^{-\rho \Delta z} \frac{z_1}{z_2} - 1 \right). \quad (2.62)$$

Выражение для разности фаз, как следует из (2.41), имеет вид

$$\Delta\varphi = \rho (z_1 - z_2) = \rho \Delta z. \quad (2.63)$$

Амплитуда поля в волновой зоне для двухкатушечного зонда определяется зависимостью (2.40).

На основании (2.61) и (2.40) получаем для относительных характеристик поля

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}} \right| = \sqrt{\left(e^{\rho \Delta z} \frac{z_2}{z_1} \right)^2 - 2e^{\rho \Delta z} \frac{z_2}{z_1} \cos \rho \Delta z + 1}; \quad (2.64)$$

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_2}} \right| = \sqrt{\left(e^{-\rho \Delta z} \frac{z_1}{z_2} \right)^2 - 2e^{-\rho \Delta z} \frac{z_1}{z_2} \cos \rho \Delta z + 1}. \quad (2.65)$$

В случае, когда $\cos p\Delta z$ можно считать равным единице, выражения (2.64) и (2.65) упрощаются:

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}} \right| = 1 - e^{p\Delta z} \frac{z_2}{z_1}; \quad (2.66)$$

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_2}} \right| = e^{-p\Delta z} \frac{z_1}{z_2} - 1. \quad (2.67)$$

Сравнивая выражения (2.62) и (2.63) — (2.67), нетрудно видеть, что в отличие от области малых параметров в волновой зоне рассматриваемые характеристики поля заметно отличаются друг от друга. Наиболее существенно отличается от других величин разностная амплитуда $|h_{z_1} - h_{z_2}|$. Как следует из (2.61) и (2.62), эта характеристика поля зависит, в частности, от длины зонда, точнее, от расстояния между генераторной и ближайшей приемной катушкой z_2 и затухания на этом интервале. В то же время разность фаз и отношение амплитуд определяются фазовым сдвигом или затуханием волны на интервале Δz между приемными рамками и не зависят от длины зонда.

Токи смещения соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega\epsilon/\gamma > 0,2$). Как отмечалось, область малого параметра имеет в данном случае чрезвычайно малые размеры. Практического интереса в каротаже она не представляет. Поэтому ограничимся рассмотрением волновой зоны $|kz| \gg 1$.

Поле осевой составляющей магнитного диполя в волновой зоне определяется выражением (2.39). Отсюда

$$\begin{aligned} h_{z_1} - h_{z_2} &= e^{iaz_1} e^{-bz_1} (b - ia) z_1 - e^{iaz_2} e^{-bz_2} (b - ia) z_2 = \\ &= e^{iaz_2} e^{-bz_2} (b - ia) [e^{ia\Delta z} e^{-b\Delta z} (z_1 - z_2)]. \end{aligned} \quad (2.68)$$

После некоторых преобразований получаем

$$\begin{aligned} |h_{z_1} - h_{z_2}| &= e^{-bz_2} \sqrt{a^2 + b^2} z_2 \times \\ &\times \sqrt{\left(e^{-b\Delta z} \frac{z_1}{z_2} \right)^2 - 2e^{-b\Delta z} \frac{z_1}{z_2} \cos a\Delta z + 1}. \end{aligned} \quad (2.69)$$

Итак, разностная амплитуда в волновой зоне зависит, в частности, от расстояния между генераторной и ближайшей к ней приемной катушкой z_2 , поглощения на этом пути e^{-bz_2} , а также от отношения z_1/z_2 , поглощения и фазового сдвига на интервале Δz ($e^{-b\Delta z}$, $\cos a\Delta z$).

Разность фаз на основании (2.45) определяется выражением

$$\Delta\varphi = a(z_1 - z_2) = a\Delta z, \quad (2.70)$$

т. е. $\Delta\varphi$ определяется фазовым сдвигом на интервале Δz , и не зависит от длины зонда и фазовых сдвигов на пути от источника поля до ближайшей из приемных катушек.

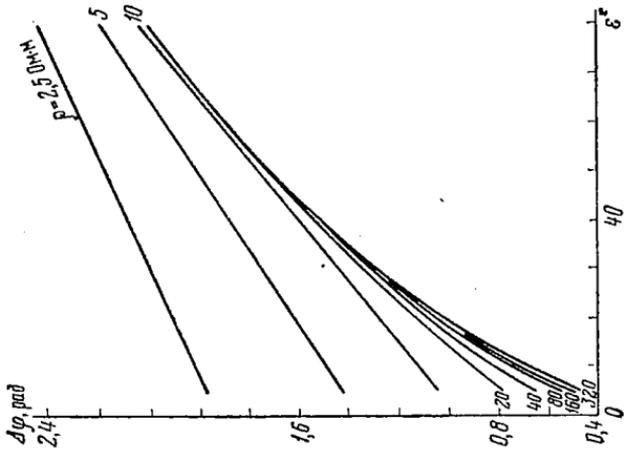


Рис. 14. Зависимость разности фаз поля от диэлектрической проницаемости в однородной среде.
 Зона 110,2110,8Г, $f=60$ МГц

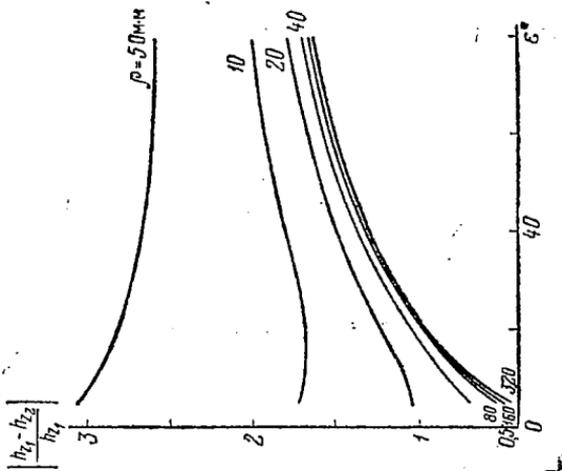


Рис. 15. Зависимость отношения $|h_{z1} - h_{z2}|/h_{z1}$ от диэлектрической проницаемости в однородной среде.
 Зона 110,2110,8Г, $f=60$ МГц

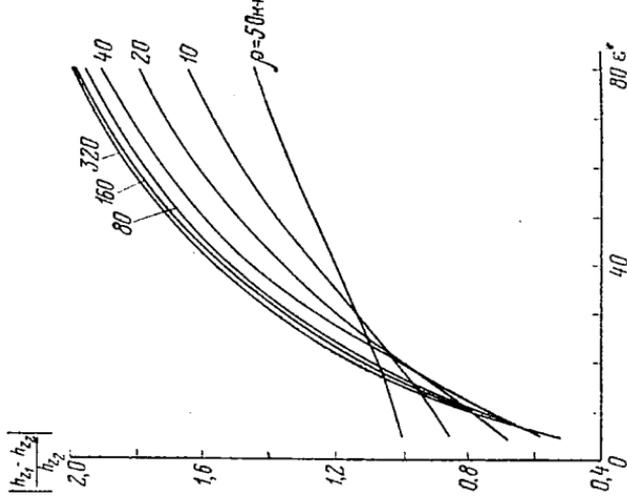


Рис. 16. Зависимость отношения $|h_{z1} - h_{z2}|/h_{z2}$ от диэлектрической проницаемости в однородной среде.
 Зона 110,2110,8Г, $f=60$ МГц

Отношение амплитуды вторичного поля к амплитуде поля в точках, удаленных на расстоянии z_1 и z_2 от генератора,

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}} \right| = e^{b\Delta z} \frac{z_2}{z_1} \sqrt{\left(e^{-b\Delta z} \frac{z_1}{z_2} \right)^2 - 2e^{-b\Delta z} \frac{z_1}{z_2} \cos a\Delta z + 1},$$

или

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}} \right| = \sqrt{\left(e^{b\Delta z} \frac{z_2}{z_1} \right)^2 - 2e^{b\Delta z} \frac{z_2}{z_1} \cos a\Delta z + 1}. \quad (2.71)$$

Аналогично

$$\left| \frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_2}} \right| = \sqrt{\left(e^{-b\Delta z} \frac{z_1}{z_2} \right)^2 - 2e^{-b\Delta z} \frac{z_1}{z_2} \cos a\Delta z + 1}. \quad (2.72)$$

Сравнивая (2.71) и (2.72), нетрудно видеть, что первое выражение при $b > 1$ определяется, в основном, первым членом, стоящим под корнем, и зависит от проводимости пород. В выражении (2.72) при $b > 1$ доминирующим является второй член и, следовательно, оно в значительной мере определяется влиянием диэлектрической проницаемости пород.

На рис. 14—16 изображены графики различных характеристик поля, измеряемых трехкатушечным зондом в зависимости от ϵ^* и ρ среды, рассчитанные по формулам (2.53), (2.54). Отметим сходство графиков $\Delta\varphi$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_2}|$, в сильной мере зависящих от диэлектрической проницаемости среды, и преобладающее влияние проводимости на отношение $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$.

Зонд с тороидальными датчиками в однородной среде

Наряду с источниками и приемниками переменного тока, выполненными в виде катушек — магнитных диполей, возможны бесконтактные датчики иного типа. Действие их основано на следующем принципе. Представим себе тороид — замкнутый круговой соленоид. При пропускании через его обмотку переменного тока магнитное поле оказывается сосредоточенным внутри тороида. В соответствии со вторым уравнением Максвелла ($\text{rot } E = -\partial B/\partial t$) изменение магнитного потока внутри тороида во времени приводит к появлению в окружающем пространстве переменного электрического поля, замкнутые силовые линии которого окружают магнитопровод. По аналогии с током электрического смещения, являющимся возбудителем вихревого магнитного поля, можно считать, что в данном случае возбудителем вихревого электрического поля является магнитный ток смещения, плотность которого j_M прямо пропорциональна скорости изменения магнитного потока в магнитопроводе тора. Пространственная геометрия электрического поля, возбуждаемого магнитным кольцевым током смещения, сходна с геометрией магнитного поля, возбуждаемого кольцевым электрическим током (магнитным диполем).

Сравнение тороидального датчика (кольцевого магнитного тока) и магнитного диполя проведем на примере однородной среды [28].

Выражения, описывающие поле кольцевого магнитного тока в однородной среде, исходя из принципа двойственности [70], [82], могут быть получены из соответствующих формул для магнитного диполя. Для перехода от поля, создаваемого электрическим током, к полю, создаваемому аналогичным по геометрии магнитным током, достаточно, как показано в [82], произвести в соответствующих выражениях следующие замены:

$$E_{\varphi} \rightarrow H_{\varphi}; \quad H_{\theta} \rightarrow E_{\theta}; \quad H_R \rightarrow E_R \quad (2.73)$$

$$I \rightarrow V; \quad i\omega\mu \rightarrow \gamma - i\omega\varepsilon,$$

где V — магнитный ток в соленоиде, равный $i\omega BS$; B — магнитная индукция; S — поперечное сечение тороида.

Произведя в формулах (2.7) — (2.9) требуемые подстановки, получаем выражения для поля магнитного кольцевого тока малых размеров в однородной среде:

$$H_{\varphi} = \frac{i\omega(\gamma - i\omega\varepsilon) BSS'}{4\pi R^2} e^{ikR} (1 - ikR) \sin \theta; \quad (2.74)$$

$$E_R = -\frac{i\omega BSS'}{2\pi R^3} e^{ikR} (1 - ikR) \cos \theta; \quad (2.75)$$

$$E_{\theta} = -\frac{i\omega BSS'}{4\pi R^3} e^{ikR} (1 - ikR - k^2 R^2) \sin \theta, \quad (2.76)$$

где S' — площадь тороида.

Сравним зависимость компоненты H_{φ} поля тороида от параметров окружающей среды с аналогичной зависимостью компоненты H_z магнитного диполя. Поле тороида в относительных единицах, долях поля квазистационарного тороида в воздухе, будет

$$h_{\varphi} = (\gamma - i\omega\varepsilon) (1 - ikR) e^{ikR}. \quad (2.77)$$

Амплитуда h_{φ} запишется в виде

$$|h_{\varphi}| = \sqrt{\gamma^2 + \omega^2 \varepsilon^2} e^{-bR} \sqrt{(1 + bR)^2 + (aR)^2}. \quad (2.78)$$

В случае преобладания токов смещения ($\omega\varepsilon/\gamma \gg 1$), пренебрегая под корнем γ^2 по сравнению с $\omega^2 \varepsilon^2$, получаем вместо (2.78)

$$|h_{\varphi}| = \omega\varepsilon e^{-bR} \sqrt{(1 + bR)^2 + (aR)^2}. \quad (2.79)$$

В случае преобладания токов проводимости ($\omega\varepsilon/\gamma \ll 1$) имеем

$$|h_{\varphi}| = \gamma e^{-bR} \sqrt{(1 + bR)^2 + (aR)^2}. \quad (2.80)$$

Сравнивая выражения (2.78) — (2.80) с выражением для амплитуды осевой компоненты поля магнитного диполя (2.27), видим, что поле тороида в большей мере зависит от параметров среды. В частности, при преобладании токов смещения зависимость поля тороида от диэлектрической проницаемости среды выражена в ω раз сильнее, чем у магнитного диполя. Можно полагать, что в определенных условиях использование зондов с тороидальными датчиками [28] позволило бы существенно увеличить точность измерений ϵ и ρ . Однако теоретическое изучение таких зондов в неоднородных средах и их практическое опробование пока не проводилось.

Приведенные аналитические зависимости и расчетные данные позволяют сделать следующие выводы.

1. Волновой характер высокочастотного поля в среде выражен тем резче, чем больше отношение плотности токов смещения к токам проводимости. Присутствие токов смещения вызывает увеличение амплитуды и фазы поля. При $\omega\epsilon/\gamma > 1$ показания в среде могут существенно превышать уровень прямого поля.

2. Измерение проводимости пород следует проводить на частотах, при которых отношение $\omega\epsilon/\gamma$ не превышает 0,2 и, следовательно, влияние ϵ на поле практически отсутствует. Исследовать проводимость можно с помощью амплитудных, фазовых или покомпонентных измерений.

3. Зависимость характеристик поля от ϵ возрастает с повышением частоты. Изучение диэлектрической проницаемости пород желательно вести на частотах, при которых отношение токов смещения к токам проводимости составляет не менее 0,5—0,6. При реальных значениях ϵ и ρ горных пород это приводит к необходимости использования частоты порядка десятков мегагерц.

4. Для получения информации о диэлектрической проницаемости пород могут быть использованы как амплитудные, так и фазовые измерения. Преимущества и ограничения разных характеристик поля при измерении ϵ следует оценивать для реальных ситуаций, т. е. с учетом влияния скважины и зоны проникновения.

5. В области малых параметров различные характеристики поля, измеряемые с помощью трехкатушечного зонда, одинаково зависят от частоты поля, параметров среды и размеров зонда.

6. В волновой зоне эта зависимость различна для разности фаз и отношения амплитуд, с одной стороны, и амплитуды вторичного поля, с другой. Разность фаз и относительные характеристики, в основном, определяются поглощением поля и фазовыми сдвигами на интервале между приемными катушками и мало зависят от длины зонда. Амплитуда вторичного поля, напротив, тесно связана с длиной зонда и зависит от поглощения и фазовых сдвигов на пути между генераторной рамкой и приемными катушками.

СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ ϵ И ρ ПОРОД В СКВАЖИНЕ НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ С РАЗНЕСЕННЫМИ ДАТЧИКАМИ

К высокочастотным методам исследования будем относить способы изучения проводимости и диэлектрической проницаемости пород, использующие частоты от 0,5—1 МГц до нескольких десятков мегагерц. Необходимость использования высоких частот определяется прежде всего тем, что диэлектрическая проницаемость, как показано выше, существенно влияет на результаты измерений лишь на частотах, равных десяткам мегагерц. С другой стороны, использование частот порядка сотен килогерц — единиц мегагерц позволяет в некоторых случаях расширить возможности электромагнитных методов каротажа при изучении проводимости пород. Таким образом, методы высокочастотного каротажа можно разделить на две группы. К первой относятся способы, использующие частоты порядка 1 МГц и предназначенные для изучения проводимости пород. Ко второй следует отнести способы изучения диэлектрической проницаемости горных пород, в которых используются частоты, равные десяткам мегагерц.

По принципу измерения высокочастотные методы можно разделить на абсолютные и относительные. В первых измеряется величина сигнала на выходе измерительной цепи зонда. Именно величина сигнала несет здесь информацию о свойствах пород. Во вторых измеряются относительные величины — сдвиг фаз или отношение амплитуд, содержащие информацию об изучаемых параметрах среды.

Различный подход к способу измерения вытекает из разных способов фокусировки — исключения влияния скважины и близлежащей части пласта на результаты наблюдений. По аналогии с методом индукционного каротажа для улучшения пространственной характеристики при высокочастотных измерениях иногда можно использовать фокусирующие зонды с включенными последовательно в одну цепь разнополярными катушками. В этом случае осуществляются абсолютные измерения. С другой стороны, высокая частота поля допускает волновую трактовку происходящих явлений. Это позволяет обосновать новую эффективную методику исключения влияния скважины и изучения электрических свойств пород, основанную на относительных измерениях.

К волновой трактовке явлений в высокочастотном каротаже

При истолковании явлений, связанных с поведением переменного электромагнитного поля в Земле, можно использовать два подхода — индукционный и волновой. В индукционной интерпретации поле в данной точке рассматривается как сумма полей, создаваемых всеми токами, индуцированными в среде, и токам в источнике. Поэтому при объяснении поведения поля здесь приходится

исходить из анализа пространственного распределения наведенных токов. При волновом подходе поле в данной точке можно рассматривать как результат прихода волны, претерпевшей на пути от источника поглощение, фазовые сдвиги, отражение и преломление на поверхностях раздела сред с разными свойствами.

Относительно критериев, которыми следует руководствоваться при выборе той или иной трактовки и границ ее применения, заметим следующее. Индукционный подход целесообразно использовать в случаях, когда длина волны электромагнитных колебаний значительно превышает некоторый характеристический размер, например размер установки, расстояние до поверхности раздела сред или рудного тела и т. п. Волновой подход к полю, напротив, целесообразно применять, если характерный размер соизмерим с длиной волны или больше нее. Иными словами, при работе в ближней зоне ($|kR| \ll 1$) можно исходить из индукционных представлений, при работе в дальней зоне ($|kR| \gg 1$) следует пользоваться волновой трактовкой наблюдаемых явлений.

В электромагнитных методах каротажа критерием при выборе волновой или индукционной трактовки наблюдаемых закономерностей, по-видимому, должно являться соотношение между длиной волны в среде и длиной зонда.

Необходимо учесть, что данные критерии указывают пределы, в которых возможно построение приближенных решений электродинамических задач, но не определяют жестко границ области, в которой обязательна та или иная трактовка поля. Эти области перекрываются, и использование волновых представлений для физической интерпретации результатов строгих расчетов возможно в более широких пределах, чем указано выше.

В способах, предназначенных для измерения диэлектрической проницаемости и использующих частоты, равные десяткам мегагерц, длины волны в породе составляет обычно 1—2 м, а длина волны в скважине 0,3—0,5 м (рис. 17). Длина зонда обычно с 0,6—1,2 м. Целесообразность, а точнее необходимость, волнового подхода здесь не вызывает сомнений. В высокочастотном каротаже, предназначенном для измерения проводимости пород (рабочая частота порядка единиц мегагерц), длина волны в скважине обычно равна 1—3 м, в низкоомных вмещающих породах 4—5 м, в высокоомных 20—30 м (рис. 18). При длине зонда 1,5—2 м наблюдения проводятся в основном в промежуточной зоне генератора. Как будет показано ниже, волновой подход позволяет здесь хорошо объяснить наблюдаемые закономерности. Заметим, что особенности поведения поля магнитного диполя в однородной среде при изменении параметров от малых до больших значений, рассматриваемые в теории индукционного каротажа как результат определенного распределения реальной и мнимой компонент тока в среде [53], можно также объяснить с волновых позиций. Поведение реальной и мнимой компонент поля, в частности, наличие экстремума на кривой мнимой компоненты, при $pz=1,57$ находит четкое

истолкование. Возможность волновой интерпретации явлений в области относительно небольших значений параметра не означает, что она всегда является предпочтительной.

Правильный выбор той или иной физической трактовки исследуемых явлений имеет важное значение потому, что он приводит к созданию и обоснованию соответствующей методики измерений, позволяющей подчеркнуть влияние полезных факторов и ослабить или исключить влияние отдельных явлений или участков среды. В настоящее время физические принципы почти всех электромагнитных методов разведки, за исключением радиоволновых, рассматриваются исходя из индукционных представлений. В ряде случаев, например, в методах, изучающих переходные процессы, использование волновых представлений явилось бы, как нам кажется, весьма полезным.

Приведем некоторые сведения из электродинамики о поведении электромагнитных волн при падении на поверхность раздела двух сред и распространении в волноводах. Эти сведения окажутся полезными при анализе расчетных материалов.

Отражение от поверхности раздела двух сред. На значительном расстоянии от локального источника поле в пределах ограниченного участка приобретает структуру плоской волны. При небольших расстояниях от

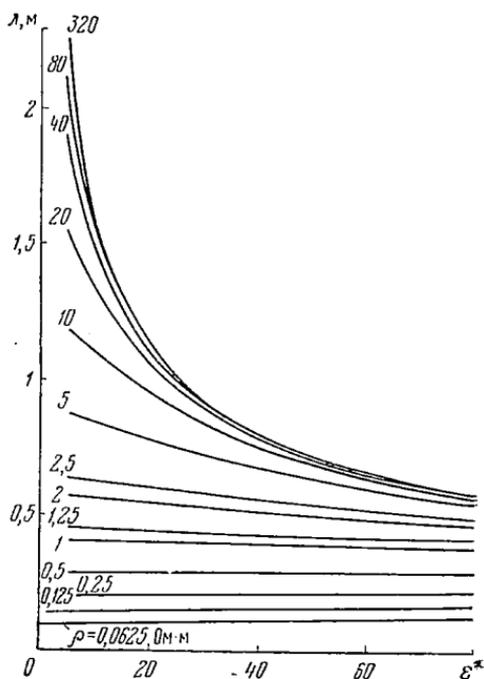


Рис. 17. Зависимость длины волны от диэлектрической проницаемости в однородной среде.

$f = 60$ МГц

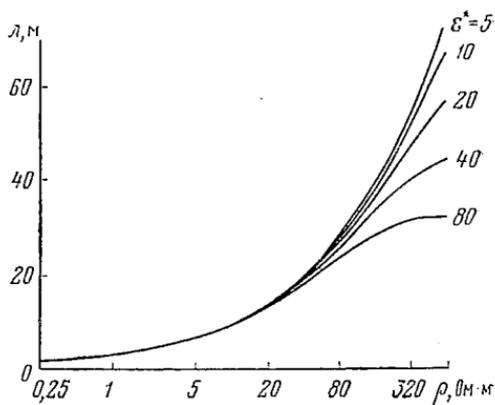


Рис. 18. Зависимость длины волны от удельного сопротивления среды.

$f = 1$ МГц

источника сферическая волна может быть представлена в виде совокупности плоских волн. Поэтому интересны выводы физической оптики о закономерностях отражения и преломления плоских волн на поверхностях раздела двух сред с разными свойствами. Учет граничных условий для вектора-потенциала или составляющих поля приводит к коэффициентам отражения и преломления, связывающим амплитуду и фазу отраженной и преломленной волн с полем падающей волны [18]. Коэффициенты принимают различный вид в зависимости от ориентировки векторов поля падающей волны относительно поверхности раздела. нас будут интересовать два частных случая.

А. Вертикальный магнитный диполь над плоской поверхностью раздела. Примем, что среда, в которой находится источник поля, характеризуется волновым числом k_1 , среда, лежащая ниже поверхности раздела, — волновым числом k_2 . В этом случае коэффициент отражения описывается выражением

$$V = \frac{H_1}{H_0} = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 + \sin^2 \theta}}, \quad (2.81)$$

где H_1 и H_0 — напряженности поля падающей и отраженной волн; $n = k_2/k_1$ — относительный показатель преломления; θ — угол между нормалью к поверхности раздела и направлением падения волны. На оси диполя, т. е. при $\theta = 0$, имеем

$$V = \frac{1 - (k_2/k_1)}{1 + (k_2/k_1)}. \quad (2.82)$$

При $\omega \varepsilon_1/\gamma_1 \ll 1$ и $\omega \varepsilon_2/\gamma_2 \ll 1$, т. е. в случае преобладания токов проводимости в обеих средах, коэффициент отражения не зависит от частоты и определяется только отношением удельных сопротивлений:

$$V = \frac{1 - \sqrt{\rho_1/\rho_2}}{1 + \sqrt{\rho_1/\rho_2}}. \quad (2.83)$$

При $\omega \varepsilon_1/\gamma_1 \ll 1$ и $\omega \varepsilon_2/\gamma_2 \gg 1$, т. е. при преобладании токов смещения

$$V = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_2^*/\varepsilon_1^*}}{1 + \sqrt{\varepsilon_2^*/\varepsilon_1^*}}. \quad (2.84)$$

Из выражений (2.83) и (2.84) следует, что при отражении от среды с меньшим удельным сопротивлением ($\rho_2 < \rho_1$) и преобладании токов проводимости ($\omega \varepsilon_{1,2}/\gamma_{1,2} \ll 1$) или большей диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon_2^* > \varepsilon_1^*$) и преобладании токов смещения ($\omega \varepsilon_2/\gamma_{1,2} \gg 1$) фаза изменяется на 180° (отражение с потерей полу волны). В случае $\rho_2 > \rho_1$ или $\varepsilon_2^* < \varepsilon_1^*$ фаза волны при отражении

не изменяется. При $\rho_2 \gg \rho_1$ или $\epsilon_2^* \ll \epsilon_1^*$ $V=1$; при $\rho_2 \ll \rho_1$ или $\epsilon_2^* \gg \epsilon_1^*$ $V=-1$.

Б. Горизонтальный магнитный диполь над плоской поверхностью раздела. Среда, в которой находится источник поля, характеризуется волновым числом k_1 , среда, лежащая ниже поверхности раздела, — волновым числом k_2 . Если момент магнитного диполя лежит в плоскости падения волны, коэффициент отражения имеет вид

$$V = \frac{H_1}{H_0} = \frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}. \quad (2.85)$$

При $\theta=0$ выражение (2.85) принимает вид

$$V = - \frac{1 - (k_2/k_1)}{1 + (k_2/k_1)}. \quad (2.86)$$

При преобладании токов проводимости ($\epsilon \omega_{1,2}/\gamma_{1,2} \ll 1$) коэффициент отражения не зависит от частоты и определяется отношением удельных сопротивлений:

$$V = - \frac{1 - \sqrt{\rho_1/\rho_2}}{1 + \sqrt{\rho_1/\rho_2}}. \quad (2.87)$$

При преобладании токов смещения ($\omega \epsilon_{1,2}/\gamma_{1,2} \gg 1$)

$$V = - \frac{1 - \sqrt{\epsilon_2^*/\epsilon_1^*}}{1 + \sqrt{\epsilon_2^*/\epsilon_1^*}}. \quad (2.88)$$

Из формул (2.87), (2.88) следует, что при преобладании в среде токов проводимости и $\rho_1 > \rho_2$ или преобладании токов смещения и $\epsilon_2^* > \epsilon_1^*$ отражение происходит без изменения фазы. Напротив, при $\rho_1 < \rho_2$ или $\epsilon_2^* < \epsilon_1^*$ при отражении происходит поворот фазы на 180° (отражение с потерей полуволны). При $\rho_1 \ll \rho_2$ или $\epsilon_2^* \ll \epsilon_1^*$ $V = -1$; при $\rho_1 \gg \rho_2$ или $\epsilon_2^* \gg \epsilon_1^*$ $V = 1$. Формулы (2.85) — (2.88) справедливы также в случае, когда магнитный диполь находится на оси цилиндрической поверхности, делящей пространство на две области — внутреннюю с волновым числом k_1 и внешнюю с волновым числом k_2 .

При выполнении определенных условий [18, 68] с помощью коэффициентов отражения и преломления и законов геометрической оптики можно производить приближенные расчеты полей в неоднородных средах в присутствии поверхностей раздела. Поскольку выражения для коэффициентов отражения, приведенные выше, будут в дальнейшем использоваться только при качественном анализе результатов строгих расчетов, этот вопрос здесь не рассматривается.

Распространение электромагнитных волн в несовершенных волноводах. В некоторых случаях для понимания механизма распространения электромагнитных волн в скважине или зоне проникновения удобно пользоваться физическими представлениями, вытекающими из теории волноводов.

В полых волноводах с металлическими стенками могут распространяться волны электрического и магнитного типа (т. е. имеющие соответственно продольную электрическую или магнитную составляющую поля) разной структуры. Нас в основном будет интересовать волна H_{01} , имеющая составляющие E_φ , H_r и H_z , возбуждаемая в цилиндрическом волноводе соосным токовым витком. Можно показать [20], что распространение волны в таком волноводе происходит только при условии $\lambda < \lambda_{\text{крит}}$, т. е. если рабочая длина волны меньше критической $\lambda_{\text{крит}}$. Волны с большей длиной быстро затухают. Критическая длина волны или соответствующая ей критическая частота определяется размером поперечного сечения волновода. Так, для волны H_{01} критическая длина волны

$$\lambda_{\text{крит}} = 0,84d, \quad (2.89)$$

где d — диаметр волновода.

Таким образом, для металлической трубы диаметром 0,2 м критическая длина волны составляет 0,17 м ($f_{\text{крит}} = 1700$ МГц) ¹.

Если полость волновода заполнена веществом, обладающим некоторой проводимостью γ_1 и диэлектрической проницаемостью ϵ_1^* , то длина волны в этой среде уменьшается и в таком волноводе могут распространяться более низкочастотные колебания, чем в полом. При конечном значении проводимости материала, заполняющего волновод, некоторое затухание будет иметь место и при частоте выше критической. Однако это затухание следует отличать от быстрого затухания на частотах, при которых длина волны становится больше критической. Наличие поглощения в материале, заполняющем волновод, приводит к тому, что переход от распространяющихся волн (частота выше критической) к нераспространяющимся (частота ниже критической) происходит не резко, а постепенно.

При замене металлических стенок волновода стенками из материала с конечной проводимостью и при неограниченном увеличении их толщины также возрастает затухание распространяющейся волны и переход от распространяющихся волн к затухающим становится более плавным. Если же проводимость стенок значительно превышает проводимость материала, заполняющего полость, основные черты, характерные для распространения волны в волноводе, остаются справедливыми и для данного случая.

Явления, происходящие при распространении электромагнитных волн в волноводе, получают наглядное толкование, если распро-

¹ Отсюда следует, что если зонд высокочастотного устройства находится в обсадной трубе, сигнал в приемных катушках должен практически отсутствовать.

страняющуюся волну представить в виде суммы плоских волн, идущих под углом β к оси волновода. В случае круглого волновода это будет бесконечное число плоских волн, направления распространения которых образуют круговой конус. Угол β зависит от частоты поля. При очень высоких частотах угол β очень мал и плоские волны распространяются почти в направлении оси волновода, т. е. оси z . С уменьшением частоты угол β возрастает, приближаясь при критической частоте к $\pi/2$. В этом случае распространение по оси z отсутствует.

Конечная проводимость стенок и материала, заполняющего волновод, на распространение волны влияет при таком подходе следующим образом. При идеально проводящих стенках отражение плоских волн и их прохождение в волноводе происходят без потерь. В таком же волноводе, но заполненном материалом с конечной проводимостью, отражение происходит без потерь, но прохождение плоских волн сопровождается поглощением, что соответствует затуханию волны, распространяющейся по волноводу. Наконец, при конечном сопротивлении стенок волновода коэффициент отражения становится меньше единицы и при каждом акте отражения происходит ослабление поля плоских волн, что также эквивалентно появлению дополнительного затухания волны, распространяющейся вдоль волновода. В высокочастотном каротаже аналогия с несовершенными волноводами уместна при анализе процессов распространения электромагнитных волн в непроводящей скважине или при повышающем проникивании.

Способы высокочастотного каротажа, основанные на измерении относительных характеристик поля

При обосновании способов измерения проводимости и диэлектрической проницаемости на высоких частотах будем исходить из волновых представлений, исследуя особенности распространения электромагнитной волны в среде: ее поглощение и фазовые сдвиги, преломление и отражение на поверхностях раздела. Заметим, что в установившихся гармонических колебаниях нет перемещающегося в пространстве фронта волны и, используя выражения «волна распространяется...», «волна проникает...» и т. п., будем иметь в виду перемещение в пространстве произвольно выбранной синфазной поверхности.

Рассмотрим в общих чертах механизм распространения высокочастотных электромагнитных колебаний при наличии скважины.

С помощью генераторной катушки в скважине возбуждается высокочастотное электромагнитное поле. Волна, распространяющаяся от источника, частично отражается от стенки скважины, а частично проникает во вмещающие породы (рис. 19, а). Волна в скважине быстро затухает, поскольку диаметр скважины во много раз меньше длины волны. Хорошо проводящий буровой раствор также способствует затуханию волны, распространяющейся по

скважине. Волна, прошедшая во вмещающие породы, напротив, может распространяться на значительное расстояние, определяемое электрическими параметрами пород. Проходящая волна, скользя вдоль границы раздела, образует в скважине преломленную (боковую) электромагнитную волну, скорость распространения которой в направлении по оси скважины совпадает со скоростью распро-

странения колебаний во вмещающих породах. Если длина зонда в несколько раз превышает диаметр скважины, поле в точке приема определяется боковой волной. Путь волны от источника до приемника складывается из участков AB , BC и CD , на каждом из которых происходят затухание и фазовый сдвиг колебаний.

В справедливости изложенных представлений о распространении высокочастотных колебаний при наличии скважины можно убедиться, сравнив значения фазы и амплитуды поля для конкретных случаев, вычисленные по формулам, полученным на основании строгого решения данной задачи и по приближенным формулам, полученным в предположении, что поле в точку измерения приходит в виде боковой волны¹. Совпадение результатов

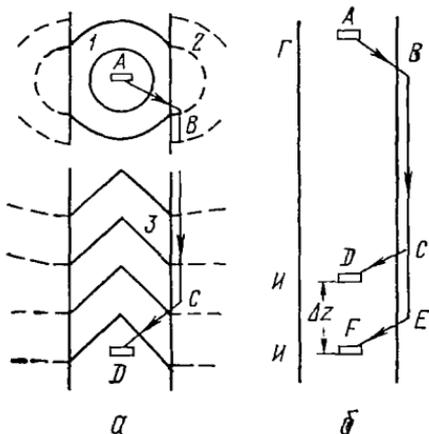


Рис. 15. Схема распространения электромагнитных колебаний в скважине и окружающих породах. a — двухэлементный зонд; b — трехэлементный зонд. 1, 2, 3 — соответственно синфазные поверхности прямой, проходящей и преломленной (боковой) волн; Γ — генераторная катушка; И — измерительные катушки; $ABCD$ и $ABCEF$ — путь волны; Δz — база зонда

расчетов должно, очевидно, свидетельствовать о правильности высказанных выше положений.

Как показывают расчеты, такое совпадение действительно наблюдается при выполнении следующего основного условия: длина зонда в 2—3 раза превышает диаметр скважины. Это условие выполняется в подавляющем большинстве случаев, встречающихся при каротаже. Исключение составляют каверны большого диаметра.

Амплитуда и фаза поля в точке приема зависят от затухания и фазовых сдвигов на отдельных участках пути, пройденных волной. Наряду с затуханием и фазовым сдвигом на участке BC , определяемыми интересующими нас электрическими параметрами пород, фаза и амплитуда зависят от скважины (участки AB и CD).

¹ Подробнее о приближенном решении и сравнении результатов расчетов см. в разделе 3.

Поскольку фазовая постоянная и коэффициент затухания для бурового раствора обычно выше, чем для горных пород, влияние скважины на амплитуду и фазу поля в точке приема может быть определяющим. Следовательно, необходим такой способ измерения, при котором влияние скважины исключается. Этого можно добиться, осуществляя относительные измерения с помощью трехкатушечного зонда с двумя приемными катушками, разнесенными на некоторое расстояние Δz (рис. 19, б). В этом случае путь волны от генератора до первой и второй приемных катушек будет различаться на длину отрезка Δz . Поскольку скважина вносит одинаковый фазовый сдвиг в волну, пришедшую к первой и ко второй приемным катушкам, в разности фаз ее влияние исчезает. Разность фаз $\Delta\varphi$ будет определяться свойствами окружающих пород на отрезке Δz . Аналогично можно утверждать, что отношение амплитуд также свободно от влияния скважины. Хотя влияние скважины сказывается на амплитуде сигнала в каждом из приемников, в отношении амплитуд это влияние исключается, так как пути волн, приходящих к первой и второй катушкам, различаются только интервалом Δz . Отношение амплитуд характеризует затухание волны на интервале Δz .

Отметим, что измерение разности фаз или отношения амплитуд с помощью трехкатушечного зонда при благоприятных условиях позволяет исключать влияние не только скважины, но и зоны проникновения.

Важнейшей особенностью данного способа измерений является то, что для исключения влияния скважины и зоны проникновения не требуется выполнения условий, необходимых для обычных фокусирующих зондов, используемых в индукционных методах исследования. Каких-либо ограничений на фазовые сдвиги индуцированных в среде токов не налагается. Это означает, что данный метод сохраняет фокусирующие свойства даже на частотах, равных десяткам мегагерц, и при низких сопротивлениях раствора.

В зависимости от частоты поля с помощью измерений фазового сдвига и отношения амплитуд можно проводить изучение диэлектрической проницаемости или проводимости пород, вскрытых скважиной.

Поскольку в данном способе измеряются характеристики распространения электромагнитной волны, целесообразно назвать его волновым электромагнитным каротажем. В зависимости от рабочей частоты и измеряемого параметра будем различать волновой диэлектрический каротаж (ВДК) и волновой каротаж проводимости (ВКП).

Волновой диэлектрический каротаж. Измерения ведутся на частоте 40—60 МГц. Зонд трехэлементный с двумя разнесенными приемными катушками (см. рис. 19, б). Основным измеряемым параметром $\Delta\varphi$. В однородной среде разность фаз характеризуется выражением (2.54).

При частотах порядка десятков мегагерц и длине короткого

двухкатушечного зонда более 0,4—0,5 м последний член в (2.54), определяющий локальный характер источника, практически равен нулю и разность фаз в среде подобно плоской волне определяется простым соотношением (2.70). Поскольку влияние скважины при измерении относительных характеристик поля исключается, выражения (2.54) и (2.70) в большинстве случаев остаются справедливыми и для двухслойной среды (скважина — пласт неограниченной мощности).

При $\omega\epsilon/\gamma > 1,1$ выражение (2.70) с учетом (2.20) записывается так:

$$\Delta\varphi = (\omega \int \bar{\epsilon}^*/c) \Delta z,$$

т. е. разность фаз определяется диэлектрической проницаемостью пород. При $1,1 \geq \omega\epsilon/\gamma \geq 0,2$ разность фаз зависит не только от ϵ , но и от ρ .

Значения $\Delta\varphi$ в присутствии скважины при разных ϵ и ρ пород ϵ_{Π} и ρ_{Π} и бурового раствора ϵ_c и ρ_c совпадают со значениями $\Delta\varphi$ в однородной среде с параметрами пород, поскольку влияние скважины при измерении $\Delta\varphi$ исключается. Например, зависимость $\Delta\varphi$ от ρ и ϵ пород для зонда И0,2И0,8Г и частоты 60 МГц в присутствии скважины полностью соответствует палетке для однородной среды, изображенной на рис. 14. На этом рисунке видно, что при удельном сопротивлении пород менее 40—50 Ом·м для определения значения ϵ в результате измерений необходимо вводить поправку на влияние ρ . В породах более высокого сопротивления поправки вводить не требуется.

Первый вариант волнового диэлектрического каротажа предусматривает регистрацию в скважине одной относительной характеристики поля — разности фаз $\Delta\varphi$ на частоте, равной нескольким десяткам мегагерц [31]. Переход от измеренных значений $\Delta\varphi$ к величине ϵ_{Π} осуществляется с помощью расчетных кривых, подобных изображенным на рис. 14. Необходимые при этом значения ρ_{Π} берутся из данных электрического каротажа на постоянном токе (градиент-зонд, потенциал-зонд, боковой каротаж) или индукционного каротажа. К настоящему времени этот вариант ВДК опробован наиболее широко.

Другие варианты ВДК основаны на регистрации двух относительных характеристик высокочастотного поля и их совместной обработке, что позволяет в благоприятных условиях определить оба неизвестных параметра породы¹ — ϵ_{Π} и ρ_{Π} . В качестве двух характеристик поля можно использовать разность фаз $\Delta\varphi$ и отношение амплитуд $|h_{z_1}/h_{z_2}|$. Разность фаз зависит, главным образом, от диэлектрической проницаемости пород, а отношение амплитуд — от их проводимости. Совместная обработка этих двух величин

¹ Имеется в виду, что показания высокочастотного каротажа определяются параметрами пласта и не зависят от зоны проникновения. Влияние последней исследуется в разделе 4.

позволяет с помощью соответствующей номограммы определить значения ϵ_n и ρ_n . Неблагоприятная вертикальная характеристика кривой $|h_{z_1}/h_{z_2}|$ ограничивает возможности практического использования этого способа, особенно при небольшой мощности пластов.

Более благоприятные возможности для отдельного определения ϵ_n и ρ_n открываются при совместной регистрации $\Delta\varphi$ и отношения $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$ [35]. Последняя величина подобно $\Delta\varphi$ обладает хорошей вертикальной характеристикой и не зависит от удельного сопротивления бурового раствора.

Она, в основном, определяется влиянием сопротивления пород. В общем случае аналитические зависимости для $\Delta\varphi$ и $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$ являются трансцендентными, и поэтому искомые величины ϵ_n и ρ_n не могут быть выражены в явном виде. Однако они могут быть определены по результатам измерений с помощью номограммы. На рис. 20 приведена номограмма для частоты 60 МГц и зонда ИО,2ИО,8Г. На ней нанесены два семейства кривых; одно соответствует серии различных возможных значений $\Delta\varphi$, другое — $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$. Искомые значения ϵ_n и ρ_n пород определяются как абсцисса и ордината точек пересечения наблюдаемых значений разности фаз и отношения амплитуд.

В качестве двух измеряемых величин, обладающих хорошей вертикальной характеристикой и свободных от влияния скважины, а при благоприятных условиях и зоны проникновения, можно использовать отношения $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$ и $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_2}|$. Как было показано [см. (2.71) и (2.72)], первое из них на частотах, равных десяткам мегагерц, определяется влиянием ρ_n , второе — влиянием ϵ_n . С помощью номограммы, подобной приведенной на рис. 20, по измеренным отношениям определяется ϵ_n и ρ_n . Последний способ не имеет принципиальных преимуществ перед совместной регистрацией разности фаз и отношения $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$, но

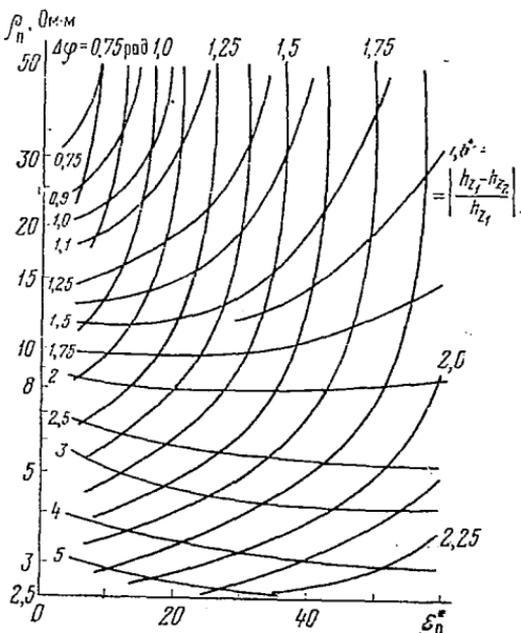


Рис. 20. Номограмма для определения диэлектрической проницаемости и удельного сопротивления пород по результатам измерений разности фаз поля и отношения $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$.

Зонд ИО,2ИО,8Г. $f=60$ МГц

открывает новый, перспективный путь для построения скважинной аппаратуры.

Волновой каротаж проводимости. Рабочая частота 1—3 МГц. В этом случае токи смещения, а следовательно, и диэлектрическая проницаемость среды практически не влияют на результаты измерений ($\omega\varepsilon/\gamma \leq 0,2$). Зонд трехэлементный. Измеряемый параметр — разность фаз или отношения амплитуд.

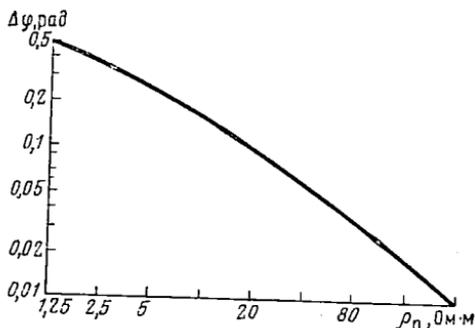


Рис. 21. Зависимость разности фаз поля от удельного сопротивления пород.

Зонд 110,3111,7Г. $f=1$ МГц

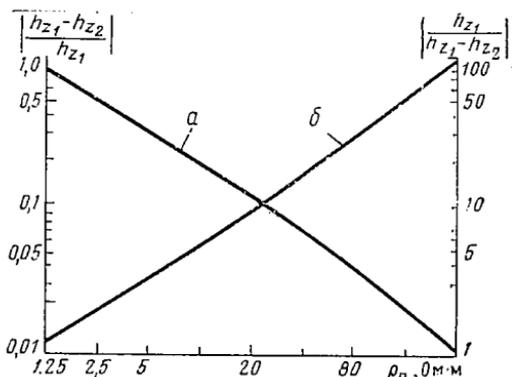


Рис. 22. Зависимость отношений $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ (а) и $|h_{z_1}/(h_{z_1} - h_{z_2})|$ (б) от удельного сопротивления пород.

Зонд 110,3111,7Г. $f=1$ МГц

Уменьшение рабочей частоты по сравнению с волновым диэлектрическим каротажом ведет к заметному увеличению длины волны. При длине зонда, равной нескольким метрам, измерения производятся в промежуточной или волновой зоне и разность фаз как в однородной среде, так и при наличии скважины будет определяться выражением (2.54).

С учетом того, что $a=b=\rho$, оно запишется в виде

$$\Delta\varphi = \rho\Delta z - \arctg \frac{\rho\Delta z}{1 + \rho(z_1 + z_2) + 2\rho^2 z_1 z_2}.$$

Зависимость $\Delta\varphi$ от удельного сопротивления пород для частоты 1 МГц изображена на рис. 21.

Наряду с разностью фаз для определения проводимости можно было бы измерять отношение амплитуд высокочастотных сигналов, наведенных в двух разнесенных приемных катушках.

Отношение $|h_{z_1}/h_{z_2}|$ характеризует затухание волны на интервале Δz и зависит от проводимости породы. Однако кривая $|h_{z_1}/h_{z_2}|$ имеет неудовлетворительную вертикальную характеристику. От этого недостатка можно избавиться, регистрируя отношение $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$. На рис. 22 изображена зависимость этого параметра от сопротивления пород. При необходимости можно регистрировать обратную величину — отношение $|h_{z_1}/(h_{z_2} - h_{z_1})|$. Оба

отношения свободны от влияния скважины, а при соответствующем выборе длины зонда и от зоны проникновения.

Измерение проводимости или сопротивления волновым методом, по-видимому, заметно расширяет возможности электрокаротажа. Во-первых, этим методом можно работать в скважинах с сильной минерализацией бурового раствора, во-вторых, можно обеспечить значительную глубинность исследования при сохранении хорошей вертикальной характеристики и разрешающей способности. Подробно этот вопрос исследуется в следующих разделах. Здесь же мы ограничимся несколькими предварительными замечаниями. Глубинность в волновом каротаже зависит, в основном, от длины зонда, т. е. от разности между генераторной и приемными катушками, а вертикальная характеристика — разрешающая способность — определяется регистрируемой величиной и базой зонда Δz . Породы, находящиеся в интервале между генераторной и ближайшей к ней приемной катушкой, при дифференциальном методе измерений на показания влияют мало. Поэтому в волновом каротаже для увеличения глубинности можно использовать зонд длиной 2—3 м и более. В отличие от этого в фокусирующих зондах индукционного типа с увеличением разности заметно ухудшается вертикальная характеристика зонда, поскольку результаты измерения определяются породами, находящимися между генераторной и приемной катушками.

Способы высокочастотного каротажа, основанные на измерении амплитуды поля

Информацию о диэлектрической проницаемости и проводимости пород в скважине можно получить, измеряя не только относительные характеристики поля, но и амплитуду вторичного поля. Разработка методов высокочастотного каротажа с индуктивными датчиками была начата именно с этих сравнительно простых и близких к индукционному каротажу вариантов. Способ изучения диэлектрической проницаемости пород путем измерения амплитуды вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ на частотах, равных десяткам мегагерц, получил название диэлектрического индуктивного каротажа (ДИК) [26]. Способ изучения проводимости пород с фокусирующими зондами, позволяющими измерять амплитуду поля на частотах 1—2 МГц — высокочастотного индукционного каротажа (ВИК) [14, 33].

Диэлектрический индуктивный каротаж. Рабочая частота 20—30 МГц. Зонд трехкатушечный. Измеряемый параметр — амплитуда вторичного поля.

При рассмотрении физических основ диэлектрического каротажа с разнесенными датчиками вначале исходили из индукционных представлений, рисуя следующую картину. Через генераторную рамку пропускается ток с частотой десятки мегагерц. Созданное этим током переменное электромагнитное поле возбуждает в

окружающих породах вихревые токи. В силу осевой симметрии генераторной рамки и скважины токовые линии имеют вид замкнутых окружностей, не пересекающих поверхностей раздела. Ввиду высокой частоты индуцированных в среде токи представляют собой сумму токов смещения и токов проводимости. Плотность первых пропорциональна диэлектрической проницаемости пород, плотность вторых — их проводимости. Как токи проводимости, так и токи смещения являются источником вторичного магнитного поля, которое, наряду с прямым полем, наводит сигнал в приемной рамке.

Перемещая снаряд по скважине и регистрируя э. д. с. на выходе приемной катушки, мы можем судить о диэлектрической проницаемости и проводимости окружающих пород.

В случае двухкатушечного зонда сигнал в приемной катушке зависит не только от токов, индуцированных в породах, но от прямого поля и от токов, введенных в буровом растворе, причем влияние последних двух факторов является преобладающим. Поэтому необходимо использовать фокусирующий трехкатушечный зонд, позволяющий уменьшить влияние скважины и компенсировать прямое поле. Возможность применения фокусирующего зонда базируется на том факте, что вблизи источника токи в среде сдвинуты на 90° относительно тока в генераторной рамке. Включая в токовую (или приемную) цепь фокусирующую катушку обратной полярности, можно попытаться добиться компенсации токов в этой области (или соответственно сигналов от этой области). Прямое поле компенсируется подбором числа витков в катушках в соответствии с формулой (2.52). Однако на частотах, равных десяткам мегагерц, фокусирующие свойства зонда с последовательным включением разнополярных катушек ограничены.

Нетрудно видеть, что индукционные представления, вполне верные, удобно использовать, когда длина волны в среде намного превышает размеры зонда и области, определяющей сигнал. В данном же случае удобнее исходить из волновой картины. Как будет показано ниже, волновой подход позволяет объяснить многие наблюдаемые закономерности.

Слабое место ДИК — подверженность результатов измерений влиянию скважины при низком и высоком удельном сопротивлении бурового раствора. В первом случае на результатах измерений сказывается избыточная по сравнению с вмещающими породами проводимость скважины, во втором — ее избыточная диэлектрическая проницаемость. Зонды диэлектрического индуктивного каротажа обладают несколько менее благоприятными вертикальными характеристиками по сравнению с зондами волнового диэлектрического каротажа, где измеряется разность фаз. Влияние проводимости пород сказывается на результатах измерений в методе ДИК несколько сильнее, чем в волновом диэлектрическом каротаже. Соответствующие поправки здесь надо вводить и при сопротивлении пород выше $40\text{--}50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

Наиболее простой вариант ДИК заключается в измерении одного параметра — амплитуды вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$. При определении ϵ пород используются данные об их сопротивлении, полученные с помощью других способов каротажа — бокового, стандартного электрического и т. д. Переход от измеряемой величины $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ к ϵ породы осуществляется с помощью специальных палеток. На рис. 23 в качестве примера изображена такая палетка для зонда ИО,8ИО,2Г.

С помощью диэлектрического индуктивного каротажа были выполнены первые количественные определения ϵ_n в скважинах.

В варианте ДИК, основанном на измерении двух характеристик высокочастотного поля, в качестве исходных данных измеряются значения амплитуды вторичного поля на двух частотах [27]. Частота поля влияет на соотношение между токами смещения и токами проводимости. Проводя измерения на двух частотах с фокусирующим трехкушечным зондом, можно получить данные для отдельного определения ϵ и ρ пород. Поскольку уравнения типа (2.53), определяющие значение амплитуды вторичного поля, являются трансцендентными, определение ϵ_n и ρ_n должно производиться с помощью специальных номограмм, сходных с приведенной на рис. 20. В качестве исходных данных для отдельного определения ϵ_n и ρ_n можно также использовать другие характеристики поля [27].

Высокочастотный индукционный каротаж. Применение индукционного каротажа в разрезах с удельным сопротивлением пород выше 30—40 Ом·м затруднительно из-за малого уровня сигналов от окружающей среды. Наряду с улучшением метрологических характеристик аппаратуры, работающей на частотах 20—50 кГц, возможен иной путь расширения диапазона измерений. Поскольку величина полезного сигнала пропорциональна частоте поля, при измерениях в высокоомных породах целесообразно исполь-

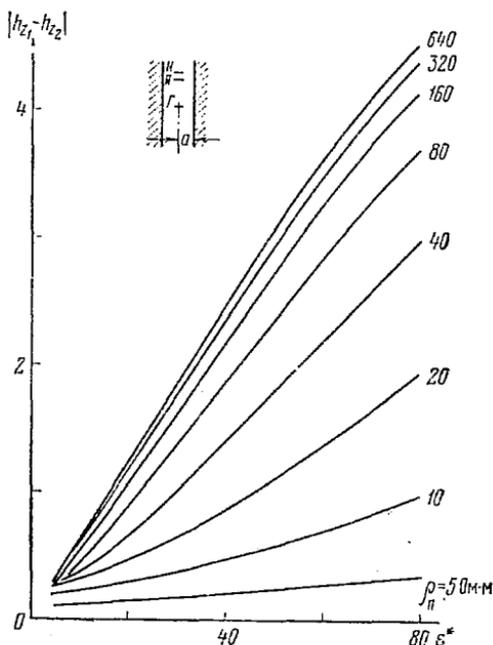


Рис. 23. Зависимость амплитуды $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от диэлектрической проницаемости пород. Зонд ИО,8Г0,2Г, $f=30$ МГц, $\rho_c=1$ Ом·м, $\epsilon_c^*=80$, $a=0,1$ м

зовать относительно высокие рабочие частоты. Простой расчет показывает, что увеличение предела измерений до 150—200 Ом·м требует увеличения частоты до 1—1,5 МГц, если принять за минимальный уровень полезного сигнала сигнал, равный 1% от прямого поля основного зонда.

С повышением частоты и увеличением верхнего предела измерений соответственно изменяется нижняя граница измерительного диапазона. Для трехкатушечного зонда длиной 1 м и частоты 1,5 МГц при измерении амплитуды вторичного поля она становится равной 1,5—2 Ом·м. Этот предел является недостаточным для практики. Таким образом, можно прийти к выводу о целесообразности предложения С. М. Аксельрода [1], в котором перекрытие широкого диапазона измерений осуществляется с помощью двух частот. Использование частоты 50—10 кГц позволяет проводить измерения в диапазоне 0,3—20 Ом·м, и частоты 1—2 МГц — в диапазоне 10—200 Ом·м. Глубинность исследования на частотах 1—2 МГц в разрезах со средними и высокими удельными сопротивлениями является вполне удовлетворительной. Если, следуя М. И. Плюснину [71], определять ее как диаметр цилиндрической области, создающей сигнал, равный 90% сигнала от однородной среды¹, то, как видно из экспериментальных и расчетных данных, приведенных в работах [14, 33], она составляет в среде с $\rho_n=20$ Ом·м около 3,5 м, а при $\rho_n=80$ Ом·м — более 4 м. Диаметр зоны исключения равен 0,6 м. Иными словами, в высокоомных породах радиальные характеристики зондов высокочастотного индукционного каротажа практически соответствуют характеристикам обычной аппаратуры ИК. В низкоомных породах, обладающих удельными сопротивлениями, равными единицам омметров, фокусирующие свойства высокочастотных зондов нарушаются. В двухчастотной аппаратуре индукционного каротажа, о которой упоминалось выше, это затруднение легко преодолевается: в этих случаях используются показания низкочастотного канала.

Экспериментальные образцы аппаратуры высокочастотного индукционного каротажа успешно опробованы в высокоомных разрезах [14, 33]. В настоящее время ведется ее опытно-конструкторская разработка.

Принцип измерения и теория высокочастотного индукционного каротажа мало отличаются от принципа измерения и теории обычного индукционного метода, к настоящему времени достаточно полно разработанного [53, 71]. Поэтому вопросы, связанные с индукционным каротажем на высоких частотах, в настоящей работе не рассматриваются.

¹ В разделе 4 дано иное определение глубинности.

3

ПРЯМЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАРОТАЖА

Разработка теории высокочастотного каротажа включает в себя несколько этапов: выбор модели, получение соответствующих строгих или приближенных решений, их анализ, создание программ для расчетов на ЭВМ, накопление и анализ расчетных материалов.

Теория методов высокочастотного каротажа в основном базируется на строгих решениях нескольких электродинамических задач, сформулированных применительно к условиям буровой геофизики. Решения имеют вид сложных интегральных выражений и малодоступны для непосредственного анализа. Поэтому основной способ получения нужных материалов — численные расчеты по строгим формулам на ЭВМ для различных частных случаев и обобщение результатов расчета. Этот метод, получивший название математического моделирования, все шире применяется во многих отраслях науки и техники.

Наряду со строгими решениями, большую роль играют приближенные асимптотические выражения, которые помогают дать физическое истолкование и систематизировать результаты численных расчетов. Приближенные решения имеют также самостоятельное значение. Как показано ниже, они позволяют осуществить расчеты высокочастотных полей для некоторых случаев, не имеющих строгих решений.

Относительно выбора модели для теоретического анализа отметим следующее. Достаточно общей является модель среды в виде пласта ограниченной мощности с зоной проникновения филътра бурового раствора при наличии скважины (рис. 24, а). Однако строгое решение волнового уравнения методом разделения переменных для сочетания цилиндрических и горизонтальных поверхностей раздела невозможно. Метод интегральных уравнений позволяет получить строгое решение, но трудности, возникающие на пути практического использования этого способа при массовых расчетах еще не полностью преодолены. Поэтому будем рассмат-

ривать отдельно среды с цилиндрическими и плоско-параллельными поверхностями раздела.

Для изучения влияния скважины на результаты высокочастотного каротажа используем двухслойную модель среды. При относительно низкой частоте поля влияние проникновения бурового раствора в пласт допустимо исследовать с помощью трехслойной (рис. 24 б) или четырехслойной модели. Последняя модель поз-

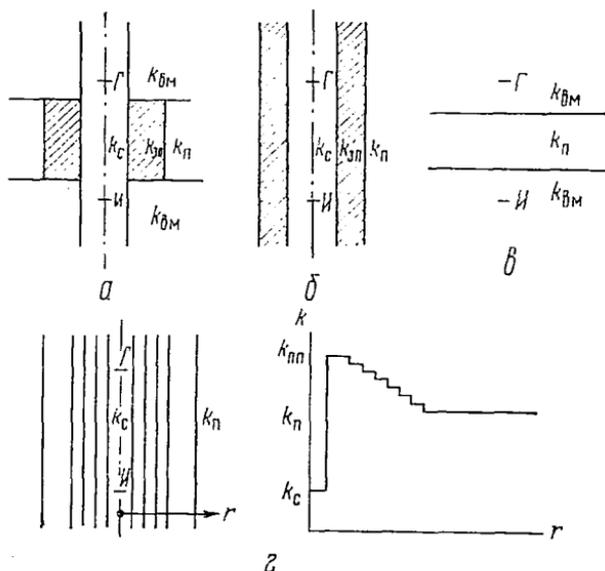


Рис. 24. Модели среды в прямых задачах теории электромагнитного каротажа.

а — пласт ограниченной мощности — скважина — зона проникновения; б — скважина — зона проникновения — пласт бесконечной мощности; в — пласт ограниченной мощности; г — модель с постепенным изменением параметров в зоне проникновения. k_c , $k_{пп}$, $k_{зп}$, $k_{п}$, $k_{вм}$ — волновые числа скважины, промытого пласта, зоны проникновения, пласта и вмещающих пород

воляет учесть влияние корпуса прибора на поле. При частотах, равных десяткам мегагерц, будем использовать более сложную модель среды, отражающую постепенное изменение электрических параметров в зоне проникновения в интервале от промытой зоны до неизменной части пласта¹. Плавное изменение удельного сопротивления и диэлектрической проницаемости имитируется здесь системой цилиндрических слоев малой толщины. Электрические параметры каждого слоя постоянны и отличаются от сосед-

¹ Необходимость перехода к многослойной модели при высоких частотах подробнее рассматривается в разделе 4.

него слоя на небольшую величину (см. рис. 24, з). Для изучения влияния мощности и параметров пласта на форму кривых высокочастотного каротажа используем модель, изображенную на рис. 24, в.

В данной работе рассматриваются варианты высокочастотного каротажа с источником поля в виде катушки малых размеров. Поэтому прямые задачи в математическом отношении сводятся к решению задач о поле вертикального магнитного диполя в цилиндрически-слоистых и горизонтально-слоистых средах.

Ниже дано приближенное решение задачи о поле магнитного диполя в цилиндрической полости, строгое решение задач о поле магнитного диполя в цилиндрически-слоистой среде с произвольным числом слоев и в присутствии пласта конечной мощности.

Приближенная теория высокочастотного каротажа для двухкатушечного зонда в среде с цилиндрической поверхностью раздела

Если генераторная и приемная рамки находятся в цилиндрической полости на некотором расстоянии друг от друга, электромагнитные колебания могут прийти в точку приема (рис. 25, а) в виде прямой волны 1, волн, отраженных от поверхности раздела между двумя средами 2, и в виде боковых (преломленных) волн 3. В общем случае поле в точке наблюдения является результатом интерференции волн разных типов. Однако при определенном соотношении между диаметром полости и длиной зонда, а также между электрическими свойствами среды внутри полости и вне ее в точке приема может преобладать волна одного типа, которая и будет определять сигнал в приемной катушке.

В реальных условиях длина зонда z всегда существенно превышает радиус скважины a . Обычно $z = (8 \div 10) a$ и во всяком случае $z > (3 \div 4) a$. Удельное сопротивление бурового раствора ($\rho_c \leq 1 \div 1,5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$), как правило, меньше сопротивления окружающих пород, т. е. обычно $|k_1| > |k_2|$, где k_1 — волновое число бурового раствора, k_2 — окружающих пород. В этих условиях прямая

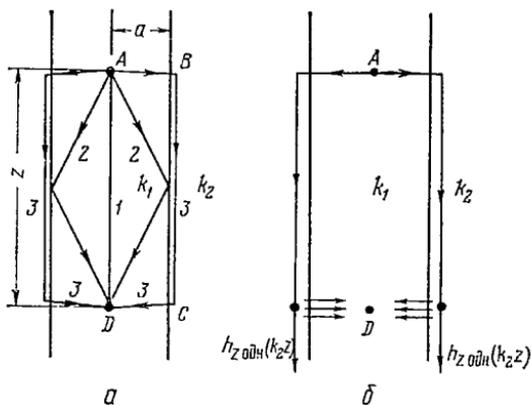


Рис. 25. Схема распространения электромагнитных волн в среде с цилиндрической полостью.

а — пути распространения волн в скважине; б — к выводу формулы (3.22). Волны: 1 — прямая; 2 — отраженная; 3 — боковая

и отраженная волны должны иметь в точке приема значительно меньшую интенсивность, чем боковая волна. Измеряемое поле в основном должно определяться боковой волной.

В сухих скважинах или в скважинах с раствором на нефтяной основе, т. е. при $\rho_1 \gg \rho_2$, затухание прямой и отраженной волн также весьма велико. Это связано с тем, что длина волны в непроводящей скважине даже при частотах, равных десяткам мегагерц, составляет 5—10 м, т. е. во много раз превышает диаметр полости. В соответствии с рассмотренными представлениями теории волноводов прямые волны в этих условиях распространяться по скважине не могут и быстро затухают.

Таким образом, при соблюдении основного условия $z \gg a$ во всех реальных случаях поле в точке наблюдения должно определяться боковой волной. На пути от источника эта волна претерпевает поглощение и фазовые сдвиги на участках AB , BC и CD (см. рис. 25, *a*). Следовательно, поле в точке приема зависит от электрических параметров и диаметра скважины (участки AB и CD) и от длины зонда и свойств вмещающих пород (участок BC).

Попытаемся получить из соответствующих строгих решений асимптотическое выражение для поля магнитного диполя в цилиндрической полости при условии, что боковые волны являются доминирующими. Решение задачи проведем в два этапа. Вначале получим приближенное выражение для поля во внешней среде для точек, расположенных у стенки скважины (точка c на рис. 25, *a*). При этом будем считать, что $|k_{1,2}a| \ll 1$, т. е. длина волны в скважине и вмещающих породах больше диаметра скважины. Это допущение фактически означает, что мы пренебрегаем изменением поля на участке AB , так как оно мало по сравнению с изменением на интервале BC . Сходные оценки были сделаны ранее Ю. К. Калинин для электрического диполя [52]. На втором этапе получим асимптотическое выражение для поля внутри скважины, в частности на ее оси. Для этого полученное ранее приближенное выражение изменим таким образом, чтобы учесть влияние скважины, т. е. изменением поля на участках AB и CD .

Примем, что вертикальный магнитный диполь находится на оси цилиндрической полости радиуса a . Полость заполнена материалом с проводимостью γ_1 и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Внешняя область характеризуется параметрами γ_2 и ϵ_2 .

В цилиндрической системе координат (r, φ, z) строгое выражение для вертикальной компоненты магнитного поля во внешней среде в единицах квазистационарного поля в воздухе имеет вид [61]

$$h_z^{(2)} = (-z^3/\pi) \int_0^\infty \lambda^2 D_2 K_0(\lambda_2 r) \cos \lambda z d\lambda, \quad (3.1)$$

где

$$D_2 = \frac{\lambda_1^2 [I_1(\lambda_1 a) K_0(\lambda_1 a) + I_0(\lambda_1 a) K_1(\lambda_1 a)]}{\lambda_2 [\lambda_2 I_1(\lambda_1 a) K_0(\lambda_2 a) + \lambda_1 I_0(\lambda_1 a) K_1(\lambda_2 a)]}, \quad (3.2)$$

Здесь $I_0(\lambda_1 a)$, $I_1(\lambda_1 a)$, $K_0(\lambda_1 a)$, $K_0(\lambda_2 a)$, $K_1(\lambda_1 a)$, $K_2(\lambda_1 a)$ — модифицированные функции Бесселя;

$$\lambda_{1,2} = \sqrt{\lambda^2 - k_{1,2}^2}.$$

Будем считать, что выполняются условия

$$z \gg a; \quad (3.3)$$

$$|k_1 a| \ll 1; \quad |k_2 a| \ll 1. \quad (3.4)$$

В этом случае выражение (3.2) можно существенно упростить. На основании (3.3) можно утверждать, что область, существенная при интегрировании, соответствует малым значениям λ , т. е. интеграл b (3.1) определяется значениями функции при $\lambda \rightarrow 0$. Следовательно, можно считать, что аргументами функции Бесселя является $|\lambda_{1,2} a| \approx |k_{1,2} a|$. Это позволяет, основываясь на соотношениях (3.4), заменить в знаменателе выражения (3.2) некоторые функции Бесселя их приближенными значениями, справедливыми при малых значениях аргумента:

$$I_1(\lambda_1 a) \approx 0; \quad I_0(\lambda_1 a) \approx 1; \quad K_1(\lambda_2 a) \approx 1/\lambda_2 a. \quad (3.5)$$

Числитель (3.2) представляет собой вронскиан функций $I(\lambda_1 a)$ и $K(\lambda_1 a)$. Для него действительно выражение

$$I_1(\lambda_1 a) K_0(\lambda_1 a) + I_0(\lambda_1 a) K_1(\lambda_1 a) = 1/\lambda_1 a. \quad (3.6)$$

Подставляя (3.5) и (3.6) в (3.2), имеем $D_2 = 1$.

Таким образом, поле во внешней среде

$$h_z^{(2)} = (-z^3/\pi) \int_0^\infty \lambda^2 K_0(\lambda_2 r) \cos \lambda z d\lambda. \quad (3.7)$$

Принимая во внимание, что выражение для вектора-потенциала магнитного диполя в однородной среде имеет вид $\Pi = e^{ihR}/4\pi R$ и известную формулу Зоммерфельда

$$e^{ihR}/R = (2/\pi) \int_0^\infty K_0(\sqrt{\lambda^2 - k^2} r) \cos \lambda z d\lambda,$$

можно написать

$$\Pi = (1/2\pi) \int_0^\infty K_0(\sqrt{\lambda^2 - k^2} r) \cos \lambda z d\lambda. \quad (3.8)$$

Отсюда

$$(\partial^2 \Pi / \partial z^2) = (-1/2\pi^2) \int_0^\infty \lambda^2 K_0(\sqrt{\lambda^2 - k^2} r) \cos \lambda z d\lambda. \quad (3.9)$$

Связь между вектором-потенциалом и вертикальной компонентой поля магнитного диполя, как известно, имеет вид

$$H_z = k^2 \Pi + (\partial^2 \Pi / \partial z^2). \quad (3.10)$$

Из выражений (3.8) — (3.10) вытекает, что правая часть формулы (3.7) представляет собой зависимость для Z -компоненты поля диполя в однородной среде с волновым числом k_2 на расстоянии $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ от источника в долях поля в воздухе. Для точек, расположенных у стенки скважины ($r = a$), ввиду того что $z \gg a$, можно считать $R \approx z$. Поэтому

$$h_z^{(2)} = h_{z \text{ одн}}(k_2 z) = e^{ik_2 z} (1 - ik_2 z). \quad (3.11)$$

Следовательно, при принятых допущениях поле у стенки скважины равно полю магнитного диполя в однородной среде с параметрами γ_2 и ϵ_2 .

На втором этапе решения задачи попытаемся учесть влияние скважины на поле в точке измерения. Будем полагать, что сигнал в приемной катушке создается волной, проникающей в скважину из ограниченного кольцевого участка внешней среды, находящегося на расстоянии z от источника. В пределах этого участка поле однородно и равно $h_{z \text{ одн}}(k_2 z)$. Такое предположение эквивалентно допущению о том, что поле, проникающее в скважину, имеет структуру цилиндрической волны и не зависит от φ и z , т. е.

$$\partial \bar{H} / \partial z = 0; \quad \partial \bar{H} / \partial \varphi = 0. \quad (3.12)$$

Из сказанного вытекает следующая формулировка второго этапа задачи. Пространство разделено бесконечной цилиндрической поверхностью радиуса a на две области: внутреннюю — с электропроводностью γ_1 и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 — и внешнюю — с электрическими параметрами γ_2 и ϵ_2 . Во внешней среде у поверхности задано осесимметричное возбуждающее поле h_z , создаваемое магнитным диполем, которое в пределах ограниченной области не зависит от z . Требуется определить магнитное поле на оси внутренней области.

Выпишем уравнения Максвелла для случая гармонической ($e^{-i\omega t}$) зависимости поля от времени:

$$\text{rot } \bar{H} = (\gamma - i\omega\epsilon) \bar{E}; \quad (3.13)$$

$$\text{rot } \bar{E} = i\omega\mu \bar{H}. \quad (3.14)$$

Из выражений (3.13) и (3.14) получаем

$$\text{rot rot } \bar{H} - k_1^2 \bar{H} = 0, \quad (3.15)$$

где $k^2 = \omega^2 \epsilon_1 \mu + i\gamma_1 \mu \omega$.

В цилиндрической системе координат с учетом (3.12) уравнение (3.15) принимает вид

$$(d^2 H / dr^2) + (dH / r dr) + k_1^2 H = 0. \quad (3.16)$$

Решением уравнения (3.16) являются функции Бесселя нулевого порядка от комплексного аргумента. Поскольку на оси сква-

жины при $r=0$ поле должно иметь конечные значения, в решении может использоваться только функция J_0 :

$$H(r) = cJ_0(k_1r). \quad (3.17)$$

Постоянную c определяем с помощью известного значения поля у стенки скважины при $r=a$. Воспользовавшись формулой (3.11), запишем

$$h_{z \text{ одн}}(k_2z) = cJ_0(k_1a). \quad (3.18)$$

Тогда

$$c = h_{z \text{ одн}}(k_2z)/J_0(k_1a). \quad (3.19)$$

Отсюда получаем выражение для поля в скважине в относительных единицах:

$$h_z = h_{z \text{ одн}}(k_2z) J_0(k_1r)/J_0(k_1a). \quad (3.20)$$

На оси скважины поле

$$h_z = h_{z \text{ одн}}(k_2z)/J_0(k_1a). \quad (3.21)$$

Выражение (3.21) учитывает влияние скважины на поле на пути от окружающих пород до приемной катушки. Основываясь на принципе взаимности, можно предположить, что влияние скважины при распространении поля от источника до внешней среды будет аналогичным. Тогда выражение для поля диполя на оси цилиндрической полости примет вид

$$h_z = h_{z \text{ одн}}(k_2z)/J_0^2(k_1a). \quad (3.22)$$

Влияние цилиндрической полости на поле внутри нее можно определить иным способом. Поскольку поле на оси скважины создается волной, проникающей из внешней области, задача сводится к определению того изменения, которое претерпевает возмущающее поле на пути от стенки скважины до точки измерения. Это изменение можно определить, взяв отношение поля у стенки скважины к полю на ее оси.

Как показано ниже, строгое выражение для вертикальной компоненты поля у стенки скважины во внутренней области (при $r=a$) записывается в виде

$$h_z^{(r=a)} = h_{z \text{ одн}}(k_1z) + (z^3/\pi) \int_0^\infty \lambda_1^2 c_1' J_0(\lambda_1a) \cos \lambda z d\lambda. \quad (3.23)$$

На оси скважины (при $r=0$) поле определяется формулой

$$h_z^{(r=0)} = h_{z \text{ одн}}(k_1z) + (z^3/\pi) \int_0^\infty \lambda_1^2 c_1' \cos \lambda z d\lambda. \quad (3.24)$$

Первый член в формулах (3.23) и (3.24) представляет собой поле диполя в однородной среде с волновым числом k_1 на расстоянии z от источника. Его можно рассматривать как прямую волну, распространяющуюся по цилиндрической полости от источника

к точке наблюдения. Интегральный член в выражениях (3.23) и (3.24) характеризует отраженную и боковую волны.

Прежде чем определить отношение $h_z^{r=0}/h_z^{r=a}$, произведем некоторые упрощения в (3.23) и (3.24). При $z \gg a$ и $|k_1| \gg |k_2|$ первым членом в обоих выражениях можно пренебречь, поскольку в данном случае интенсивность прямой волны на оси и у стенки скважины много меньше, чем боковой. При $z \gg a$ аргумент функции Бесселя $\lambda_1 a$, как отмечалось выше, можно считать равным $ik_1 a$. В результате функция $J_0(\lambda_1 a)$ в формуле (3.23) заменится функцией $J_0(k_1 a)$ [поскольку $J_0(ik_1 a) = J_0(-k_1 a) = J_0(k_1 a)$] и вынесится за знак интеграла. С учетом сделанных упрощений искомое отношение будет иметь вид

$$h_z^{(r=0)}/h_z^{(r=a)} = 1/J_0(k_1 a). \quad (3.25)$$

Подставляя в выражение (3.24) вместо $h_z^{r=a}$ значение поля во внешней среде у стенки скважины, получаем

$$h_z^{(r=0)} = h_{z \text{ одн}}(k_2 z)/J_0(k_1 a). \quad (3.26)$$

Полагая, что влияние скважины на пути волны от источника до вмещающей среды аналогично влиянию на пути от вмещающей среды до приемника, путем решения системы уравнений Максвелла для цилиндрической волны, проникающей в скважину, получаем выражение (3.22).

Отметим, что формула (3.22) справедлива для частного случая, когда боковая волна распространяется в скважине по нормали к стенкам. Это следует из принятого допущения, что $|k_1| \gg |k_2|$, или допущения о том, что поле, проникающее в скважину, имеет структуру цилиндрической волны. Практически пределы применимости выражения (3.22) можно установить путем сравнения результатов расчетов по этой формуле и результатов строгих расчетов по формуле (3.24). Как будет показано в дальнейшем, выражение (3.22) применимо в большинстве реально встречающихся случаев.

При практическом использовании выражения (3.22) следует иметь в виду, что обычно из-за преобладания в скважине токов проводимости $\omega \epsilon_1 / \gamma_1 \ll 1$ аргумент функции J_0 принимает простой вид $(\sqrt{\gamma_1 \mu \omega a} \sqrt{i})$. Как известно, функции Бесселя с подобным аргументом носят название функций Кельвина. Они представляют собой комплексные числа, действительная и мнимая части которых обозначаются символами ber и bei :

$$J_0(\sqrt{\gamma_1 \mu \omega a} \sqrt{i}) = \text{ber}(\sqrt{\gamma_1 \mu \omega a}) - i \text{bei}(\sqrt{\gamma_1 \mu \omega a}).$$

Вычисления амплитуды и фазы поля с помощью формулы (3.22) удобно проводить, применяя имеющиеся таблицы модуля и аргумента функций Кельвина. В этом случае

$$|h_z| = |h_{z \text{ одн}}(k_2 z)| / b_0^2; \quad (3.27)$$

$$\varphi = \varphi_{0\text{дл}}(k_2 z) + 2\beta_0, \quad (3.28)$$

где b_0 и β_0 — соответственно модуль и аргумент функции Кельвина, т. е.

$$J_0(\sqrt{\gamma_{1\mu\omega} a} \sqrt{i}) = b_0(\sqrt{\gamma_{1\mu\omega} a}) e^{-i\beta_0(\sqrt{\gamma_{1\mu\omega} a})}.$$

В общем случае, когда нельзя пренебречь токами смещения во внутренней области, при вычислениях по приближенной формуле (3.22) следует пользоваться таблицами функций от комплексного аргумента, имеющимися, например, в [23].

Необходимо подчеркнуть следующую особенность приближенного выражения (3.22). Влияние вмещающей среды и влияние скважины в нем полностью разделены. Числитель, характеризующий влияние внешней среды на поле, является функцией частоты, электрических параметров внешней среды и длины зонда и не зависит от электрических свойств и диаметра скважины. Напротив, знаменатель зависит только от параметров цилиндрической полости. Отсюда следует вывод, что в тех случаях, когда справедливо выражение (3.22), распространение поля во вмещающей среде не зависит от влияния скважины. Это открывает возможность построения приближенной теории для сред с комбинацией горизонтальных и цилиндрических границ раздела, в частности, для случая скважина — пласт. В отличие от теории малого параметра здесь не накладывается ограничений на частоту поля и проводимость отдельных участков среды, разумеется, при соблюдении соотношения $|k_1| \gg |k_2|$.

В табл. 4—6 приведены примеры расчетов амплитуды и фазы поля по строгим и приближенным (3.22) формулам для частот 1 и 60 МГц, различных параметров скважины и пласта и зондов разной длины. Анализ этих материалов позволяет сделать следующие выводы.

1. Наблюдается вполне удовлетворительное совпадение результатов строгих и приближенных расчетов. Это подтверждает справедливость предположения о приходе сигнала в точку наблюдения в виде боковой волны, поскольку приближенные выражения получены исходя из такого допущения.

2. На частоте 1 МГц (см. табл. 4) при $z/a \geq 6$ расхождение¹ между результатами строгих и приближенных расчетов, как для $|h_z|$ так и для φ , не превышает 5—6%.

3. Для частот, используемых в диэлектрическом каротаже (десятки мегагерц), относительная ошибка значений фазы, вычисленных по приближенной формуле, не превышает 6—8%, составляя обычно 2—3%. С увеличением длины зонда расхождение между значениями фазы, полученным по строгим и приближен-

¹ Под расхождением имеется в виду относительная ошибка δ значения амплитуды или фазы поля, полученного по приближенному выражению. За истинное значение величины $|h_z|$ или φ принимается значение, полученное при расчете по строгой формуле.

z, м	$\rho_c = 0,25 \text{ Ом} \cdot \text{м}$						$\rho_c = 1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$						$\rho_c = 4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$						
	h_z			φ , рад			h_z			φ , рад			h_z			φ , рад			
	строгое	приб- лижен- ное	δ , %	строгое	при- бли- женное	δ , %	строгое	при- бли- женное	δ , %	строгое	приб- лижен- ное	δ , %	строгое	приб- лижен- ное	δ , %	строгое	приб- лижен- ное	δ , %	
0,6	1,25	0,80	0,789	0,2	0,725	0,747	3,0	0,801	0,801	0	0,598	0,629	5,2	0,801	0,801	0	0,567	0,600	5,8
	5,0	0,950	0,947	0,3	0,358	0,356	0,6	0,953	0,953	0	0,232	0,238	2,6	0,953	0,953	0	0,201	0,209	4,0
	20,0	0,980	0,989	0	0,225	0,216	4,0	0,992	0,992	0	0,099	0,098	1,0	0,992	0,992	0	0,068	0,069	1,9
	80,0	0,996	0,995	0,1	0,184	0,173	6,0	0,999	0,999	0	0,0588	0,0555	4,3	0,999	0,999	0	0,0263	0,0261	0,8
1,0	1,25	0,558	0,556	0,2	1,34	1,36	1,5	0,558	0,558	0	1,22	1,26	2,5	0,559	0,559	0	1,19	1,22	2,8
	5,0	0,856	0,856	0,1	0,606	0,606	0	0,856	0,856	0	0,482	0,488	1,2	0,859	0,859	0	0,451	0,459	1,8
	20,0	0,968	0,967	0,1	0,308	0,303	1,6	0,970	0,970	0	0,185	0,185	0	0,970	0,970	0	0,154	0,159	3,2
	80,0	0,993	0,993	0	0,206	0,200	2,9	0,996	0,996	0	0,083	0,082	1,6	0,997	0,997	0	0,0524	0,0525	0,2
1,8	1,25	0,215	0,215	0	2,68	2,71	1,0	0,216	0,216	0	2,566	2,598	1,2	0,216	0,216	0	2,53	2,56	1,3
	5,0	0,617	0,616	0,2	1,202	1,206	0,3	0,618	0,618	0	1,081	1,088	0,6	0,618	0,618	0	1,05	1,059	0,8
	20,0	0,877	0,877	0,2	0,541	0,540	0,2	0,888	0,888	0	0,421	0,422	0,2	0,888	0,888	0	0,39	0,393	0,8
	80,0	0,978	0,978	0	0,283	0,28	1,1	0,980	0,980	0	0,160	0,162	1,2	0,980	0,980	0	0,13	0,133	2,1

Примечание $f = 1 \text{ МГц}$; $\alpha = 0,1 \text{ м}$

Таблица 5

z, м	$\rho_{п, м}$	$\epsilon_{п}^* = 5$						$\epsilon_{п}^* = 20$						$\epsilon_{п}^* = 80$					
		h_z			Ф, рад			h_z			Ф, рад			h_z			Ф, рад		
		строгое	приб- лизжен- ное	$\delta, \%$	строгое	приб- лизжен- ное	$\delta, \%$	строгое	приб- лизжен- ное	$\delta, \%$	строгое	приб- лизжен- ное	$\delta, \%$	строгое	приб- лизжен- ное	$\delta, \%$	строгое	приб- лизжен- ное	$\delta, \%$
10	0,0188	0,0187	0,5	8,09	7,76	4,1	0,0332	0,0338	1,8	8,70	8,39	3,6	0,0982	0,117	19,4	11,2	10,9	2,2	
0,6	40	0,0559	0,058	3,7	6,87	6,53	4,9	0,113	0,115	1,8	7,96	7,60	4,5	0,229	0,283	23,6	11,0	10,7	2,9
160	0,0912	0,0891	2,1	6,03	6,10	5,3	0,170	0,172	1,1	7,81	7,44	4,9	0,236	0,356	24,5	11,0	10,6	3,1	
10	0,00526	0,0048	9,5	10,2	9,82	3,0	0,0136	0,0129	5,1	11,3	11,0	2,7	0,0755	0,0842	11,9	15,6	15,4	1,3	
1,0	40	0,0446	0,0413	7,3	8,05	7,75	3,7	0,127	0,122	3,9	10,1	9,79	3,1	0,329	0,379	15,1	15,4	15,2	1,2
160	0,120	0,109	9,1	7,37	7,07	4,0	0,264	0,250	2,3	9,91	9,58	3,3	0,483	0,559	15,7	15,4	15,1	1,9	
10	0,000269	0,000234	13,0	14,2	14,0	1,7	0,00147	0,0013	11,6	16,7	16,2	2,7	0,0274	0,0286	4,4	24,7	24,5	0,60	
1,8	40	0,0191	0,0168	12,0	10,6	10,3	2,4	0,103	0,093	6,8	14,8	14,3	1,6	0,414	0,446	7,7	24,3	24,1	0,86
160	0,141	0,122	13,5	9,50	9,23	2,8	0,399	0,360	9,7	14,4	14,0	2,7	0,833	0,881	5,8	24,2	24,0	0,94	

Примечание. $f = 60$ МГц; $\rho_c = 0,25$ Ом·м; $a = 0,1$ м.

z, #	$\epsilon_{II}^* = 5$						$\epsilon_{II}^* = 20$						$\epsilon_{II}^* = 80$					
	$ h_z $		Ф. рад		Ф. рад		$ h_z $		Ф. рад		Ф. рад		$ h_z $		Ф. рад		Ф. рад	
	стро- гое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %	строгое	прибли- женное %
10	0,326	0,312	4,2	4,810	4,812	0,04	0,536	0,564	5,2	5,38	5,44	1,1	1,25	1,96	56,8	7,72	7,95	2,9
0,6	40	0,887	0,930	5,3	3,7	3,2	1,701	1,918	12,7	4,73	4,65	1,8	2,82	4,72	67,5	7,64	7,72	1,0
160	1,40	1,49	6,6	3,28	3,15	3,9	2,51	2,87	1,49	4,60	4,48	2,5	3,5	5,94	69,7	7,63	7,68	0,6
10	0,085	0,081	4,7	7,19	6,87	4,4	0,208	0,215	3,3	7,95	8,03	1,0	0,929	1,403	51,2	12,22	12,47	2,0
40	0,665	0,688	3,4	4,85	4,8	1,0	1,84	2,02	10,4	6,88	6,84	0,7	3,95	6,32	59,6	12,1	12,3	1,6
160	1,74	1,82	4,5	4,21	4,13	2,0	3,74	4,17	11,6	6,70	6,626	1,1	5,75	9,35	62,6	12,06	12,12	0,5
10	0,004	0,0039	5,1	11,08	11,05	0,3	0,0213	0,0218	2,3	13,2	13,3	1,0	0,324	0,476	46,9	21,3	21,6	1,4
40	0,274	0,280	2,1	7,41	7,38	0,4	1,43	1,56	9,0	11,3	11,3	0	4,79	7,43	56,1	20,97	21,1	0,8
160	1,98	2,03	2,8	6,33	6,28	0,7	5,44	5,00	10,2	11,08	11,05	0,3	9,57	15,1	57,3	20,95	21,07	0,6

Примечание. $f = 60$ МГц; $\rho_c = 10$ Ом·м; $\alpha = 0,1$ м.

ным формулам, уменьшается. Это вполне понятно, поскольку с ростом z падает относительная роль постоянного фазового сдвига, вносимого скважиной [см. (3.28)].

4. Амплитуда высокочастотного поля, вычисленная по приближенной формуле в области обычных для горных пород значений диэлектрической проницаемости ($\epsilon_n^* \leq 20$), отличается от h_z , полученных с помощью строгого расчета, не более чем на 10—12%. При $z/a \geq 6$ относительное различие между строгими и приближенными расчетами сравнительно мало зависит от длины зонда. Это связано с тем, что в соответствии с формулой (3.22) влияние скважины на амплитуду поля определяется функцией $J_0^2(k_1 a)$, которая зависит только от параметров скважины.

5. При высоких частотах и малом различии в волновых числах скважины и окружающих пород наблюдается значительное расхождение между амплитудами поля, вычисленными по строгой и приближенной формулам (см. табл. 6, $\epsilon_n^* = 80$). Причина этого различия связана с тем, что в данном случае в соответствии с законом Снеллиуса ($\sin i = k_2/k_1$) волна в скважине распространяется не по нормали к границе раздела, как в случае $|k_1| \gg |k_2|$. Легко видеть, что при близких значениях k_1 и k_2 угол падения может составлять десятки градусов. Следовательно, путь волны в данном случае будет значительно отличаться от принятого при выводе формулы (3.22). При заметной разнице в значениях коэффициентов поглощения в первой и второй средах это приведет к соответствующим различиям амплитуд, подсчитанных по формулам (3.22) и (3.24).

Поле вертикального магнитного диполя в цилиндрической слоистой среде (n -слойная среда)

Будем полагать, что пространство разделено бесконечно длинными коаксиальными цилиндрическими поверхностями, имеющими радиусы $a_1, a_2, a_3, \dots, a_{n-1}$ на n областей. Каждая область заполнена однородной изотропной средой с проводимостью γ_m ($m = 1, 2, 3, \dots$) и диэлектрической проницаемостью ϵ_m ($m = 1, 2, 3, \dots$). Все среды однородны по магнитной проницаемости и немагнитны $\mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_n = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м. Во внутренней области находится источник поля в виде переменного магнитного диполя. Его момент M ориентирован по оси цилиндров. Зависимость от времени — $M = M_0 e^{-i\omega t}$. Требуется определить поле, возбуждаемое этим источником.

Введем цилиндрическую систему координат с началом в источнике поля и осью z , совпадающей с осью системы цилиндров и моментом диполя.

Решение данной задачи сводится к решению волнового уравнения способом разделения переменных. Определение неизвестных коэффициентов в подобных задачах обычно осуществляется

путем решения системы уравнений, образуемых на основе условий сопряжения [53, 61]. Однако при увеличении числа поверхностей раздела свыше 5—7 система уравнений становится настолько сложной и выражения для поля получаются столь громоздкими, что возможность их практического использования, по-видимому, отпадает. Желательно поэтому получить рекуррентные соотношения, позволяющие представить решение задачи в компактном виде и применить единый алгоритм расчета независимо от числа слоев. Это осуществлено В. И. Дмитриевым, который получил рекуррентные формулы для цилиндрически-слоистой среды при возбуждении поля магнитным или электрическим диполем с моментом, ориентированным по оси цилиндров [41].

Основная идея метода заключается в переходе от дифференциального уравнения второго порядка к уравнению первого порядка, от уравнения Бесселя к уравнению Рикатти. В случае кусочно-однородной среды решение уравнения Рикатти при использовании краевых условий позволяет получить простые рекуррентные соотношения.

Из физической сущности задачи вытекают краевые условия, которые заключаются в том, что при $R = \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow 0$, т.е. при приближении к источнику, поле должно стремиться к полю магнитного диполя в однородной среде, а при $R \rightarrow \infty$ поле стремится к нулю. На поверхностях раздела при $r = a_m$ тангенциальные компоненты магнитного и электрического полей меняются непрерывно.

Ввиду осевой симметрии задачи будут существовать три компоненты поля: H_r , H_z и E_φ . Будем искать решение задачи непосредственно для компоненты поля E_φ , не вводя представления о векторе-потенциале.

Ниже излагается решение Дмитриева.

С помощью второго уравнения Максвелла (2.3) выразим H_r и H_z через E_φ :

$$H_r = \frac{i}{\omega\mu} \cdot \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}; \quad H_z = -\frac{i}{\omega\mu} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r}. \quad (3.29)$$

Из уравнения (2.2) получаем уравнение для E_φ :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (rE_\varphi)}{\partial r} \right] + \frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial z^2} + k^2 E_\varphi = 0, \quad (3.30)$$

где $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu + i \gamma \mu \omega$ — квадрат волнового числа.

Произведя разделение переменных, ищем решение уравнения (3.30) в виде интеграла Фурье. Так как E_φ по z четное, решение строится в виде интеграла по $\cos \lambda z$:

$$E_\varphi = \int_0^\infty F(\lambda, z) \cos \lambda z d\lambda, \quad (3.31)$$

где функция F удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{d(rF)}{dr} \right] - (\lambda^2 - k^2) F(r) = 0. \quad (3.32)$$

Введем вместо функции $F(r)$ новую функцию $Y(r)$ —аналог адмитанса для цилиндрической волны,

$$Y(r) = \frac{1}{r^2 F(r)} \cdot \frac{d[rF(r)]}{dr}. \quad (3.33)$$

Как известно, с линейными дифференциальными уравнениями второго порядка тесно связано уравнение Рикатти

$$y' = P(x)y^2 + Q(x)y + R(x).$$

Решение U линейного дифференциального уравнения сводится преобразованием вида

$$y = -U'/f(x)U$$

к решению уравнения Рикатти. Таким образом, функция $Y(r)$ в соответствии с формулами (3.32) и (3.33) должна удовлетворять уравнению Рикатти

$$Y'(r) + rY^2(r) = (\lambda^2 - k^2)/r. \quad (3.34)$$

Покажем, что, зная $Y(r)$, можно вычислить электромагнитное поле в любой точке пространства.

При $0 < r < a$ общее решение уравнения (3.32) имеет вид

$$F(r) = A(\lambda)K_1(\lambda_1 r) + B(\lambda)I_1(\lambda_1 r), \quad (3.35)$$

где $\lambda_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$; A и B — неизвестные коэффициенты.

В первой среде поле может быть представлено в виде суммы поля в однородной среде и функции, выражающей искажающее влияние цилиндрических неоднородностей. Компонента E_φ поля магнитного диполя в однородной среде

$$E_\varphi = -\frac{i\omega\mu M_0}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{e^{ikr}}{R} \right]. \quad (3.36)$$

Используя известное представление e^{ikr}/R в интегральной форме, получаем на основании выражения (3.31) для однородной среды с параметрами скважины

$$F_{\text{одн}} = (-i\omega\mu M_0/2\pi^2) \lambda_1 K_1(\lambda_1 r). \quad (3.37)$$

Выражение (3.36) является условием возбуждения. Поскольку функция, учитывающая влияние неоднородности среды, может содержать только член с $I_1(\lambda_1 r)$, окончательно имеем

$$F(r) = (i\omega\mu M_0/2\pi^2) \lambda_1 [-K_1(\lambda_1 r) + c_1(\lambda) I_1(\lambda_1 r)]. \quad (3.38)$$

В соответствии с (3.33), используя значение $Y_{r=a_1} = Y_1$, получаем

$$c_1(\lambda) = -\frac{\lambda_1 K_0(\lambda_1 a_1) + Y_1 a_1 K_1(\lambda_1 a_1)}{\lambda_1 I_0(\lambda_1 a_1) - Y_1 a_1 I_1(\lambda_1 a_1)}. \quad (3.39)$$

Подставляя (3.38) в (3.31), получаем выражение для E_φ при $0 \leq r \leq a_1$:

$$E_\varphi = (-i\omega\mu M_0/4\pi) \left\{ \partial [e^{iK_1 R}/R]/\partial r + (2/\pi) \int_0^\infty \lambda_1 c_1(\lambda) I_1(\lambda_1 r) \cos \lambda z d\lambda \right\}, \quad (3.40)$$

или

$$E_\varphi = E_{\varphi \text{ одн}} - (i\omega\mu M_0/2\pi^2) \int_0^\infty \lambda_1 c_1(\lambda) I_1(\lambda_1 r) \cos \lambda z d\lambda.$$

Таким образом, для определения поля в скважине необходимо знать функцию $Y(r)$ при $r=a$.

При $a_1 \leq r \leq a_{n-1}$, зная $Y(r)$, можем из выражения (3.33) определить $F(r)$. Действительно, выражение (3.33) представляет собой линейное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого может быть записано следующим образом:

$$F(r) = [a_1 F(a_1)/r] \exp \int_{a_1}^r r Y(r) dr. \quad (3.41)$$

Значение $F(a_1)$ определяется с помощью формул (3.38) и (3.39). Подставляя выражения для $F(r)$ и $F(a_1)$ в (3.31), можем найти E_φ . Поскольку $F(r)$ и $F(a_1)$ определяются с помощью $Y(r)$ и Y_1 , можем утверждать, что вычисление E_φ при $a_1 \leq r < a_{n-1}$ возможно, если известна функция $Y(r)$.

При $r \geq a_{n-1}$ из условия излучения вытекает, что в общем решении вида (3.35) может использоваться только член с $K_1(\lambda_n r)$. Учитывая это обстоятельство и определяя коэффициент при $K_1(\lambda_n r)$ через значение функции $F(r)$ при $r=a_{n-1}$, имеем

$$F(r) = F(a_{n-1}) \frac{K_1(\lambda_n r)}{K_1(\lambda_n a_{n-1})}, \quad (3.42)$$

где $F(a_{n-1})$ по аналогии с (3.41) определяется выражением

$$F(a_{n-1}) = \frac{a_1 F(a_1)}{a_{n-1}} \exp \int_{a_1}^{a_{n-1}} r Y(r) dr. \quad (3.43)$$

Следовательно, вычисление поля в любой области возможно, если известна функция $Y(r)$, являющаяся решением уравнения Рикатти (3.34). В кусочно-однородной среде уравнение (3.34) в соответствии с (3.33) удовлетворяет решению при $a_{m-1} \leq r \leq a_m$:

$$Y(r) = -\frac{\lambda_m}{r} \cdot \frac{K_0(\lambda_m r) - c'_m(\lambda) I_0(\lambda_m r)}{K_1(\lambda_m r) + c'_m(\lambda) I_1(\lambda_m r)}. \quad (3.44)$$

Обозначим $Y_{(r=a_m)} = Y_m$ и $Y_{(r=a_{m-1})} = Y_{m-1}$. В соответствии с (3.44) имеем

$$Y_{m-1} = - \frac{\lambda_m}{a_{m-1}} \cdot \frac{K_0(\lambda_m a_{m-1}) - c'_m(\lambda) I_0(\lambda_m a_{m-1})}{K_1(\lambda_m a_{m-1}) + c'_m(\lambda) I_1(\lambda_m a_{m-1})}, \quad (3.45)$$

где $c'_m(\lambda)$ определяется через Y_m следующим образом:

$$c'_m(\lambda) = \frac{\lambda_m K_0(\lambda_m a_m) + Y_m a_m K_1(\lambda_m a_m)}{\lambda_m I_0(\lambda_m a_m) - Y_m a_m I_1(\lambda_m a_m)}. \quad (3.46)$$

Формулы (3.45) и (3.46) являются рекуррентными соотношениями, позволяющими последовательно определить все c'_m , Y_m и E_φ в любой точке пространства. Однако для решения уравнения Рикатти и определения c'_m и Y_m необходимо задать начальное условие. Подставляя выражение (3.42) в (3.33), можем найти значение Y_r при $r = a_{n-1}$, т. е.

$$Y_{n-1} = - \frac{\lambda_n K_0(\lambda_n a_{n-1})}{a_{n-1} K_1(\lambda_n a_{n-1})}. \quad (3.47)$$

Выражение (3.47) и будет требуемым начальным условием. Таким образом, в n -слойной среде $c'_n(\lambda) \equiv 0$, что связано с отсутствием отраженной волны в последнем слое.

Зная, согласно (3.47), значение Y_{n-1} , определяемое только радиусом a_{n-1} и электрическими параметрами последнего слоя ϵ_n и γ_n , с помощью формул (3.45) и (3.46) вычисляем все Y_m и c'_m вплоть до c'_1 .

В соответствии с формулами (3.40) и (3.29), учитывая, что $c'_1 = -c_1$, имеем следующие выражения для компонент поля в первой среде:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= E_{\varphi \text{ одн}} + (i\omega\mu M_0/2\pi^2) \int_0^\infty \lambda_1 c'_1 I_1(\lambda_1 r) \cos \lambda z d\lambda; \\ H_r &= H_{r \text{ одн}} + (M_0/2\pi^2) \int_0^\infty \lambda_1^2 c'_1 I_1(\lambda_1 r) \sin \lambda z d\lambda; \\ H_z &= H_{z \text{ одн}} + (M_0/2\pi^2) \int_0^\infty \lambda_1^2 c'_1 I_0(\lambda_1 r) \cos \lambda z d\lambda. \end{aligned} \quad (3.48)$$

Вертикальная компонента поля, выраженная в единицах поля квазиэлектростатического магнитного диполя, имеет вид

$$h_z = h_{z \text{ одн}} + (z^2/\pi) \int_0^\infty \lambda_1^2 c'_1 I_0(\lambda_1 r) \cos \lambda z d\lambda. \quad (3.49)$$

Нетрудно убедиться, что выражение (3.49) при подстановке в него (3.45) и (3.46) и $n=2$ дает формулу для двухслойной среды, полученную В. Н. Никитиной [61], при $n=3$ — для трехслой-

ной среды, полученную А. А. Кауфманом [53] и Г. Н. Зверевым [46], при $n=4$ — для четырехслойной среды, полученную Д. С. Даевым [30].

Методика численных расчетов для цилиндрических слоистых сред

Расчет поля на оси скважины при любом числе цилиндрических поверхностей раздела сводится к численному интегрированию выражения (3.49), где c'_1 определяется зависимостями (3.45) и (3.46).

При численном интегрировании выражения (3.49) важно знать поведение подинтегральной функции $\lambda_1^2 c'_1$ при малых и больших значениях переменной интегрирования. Можно показать, что при $\lambda \rightarrow 0$ функция $\lambda_1^2 c'_1$ имеет конечное значение, а при больших значениях λ функция $\lambda_1^2 c'_1$ убывает по экспоненциальному закону.

Расчет поля по выражению (3.49) включает в себя три основные операции: расчет бесселевых функций от комплексного аргумента, вычисление подинтегральной функции, собственно интегрирование. Как видно из формул (3.45) и (3.46), для вычисления подинтегрального выражения необходимо найти функции I_0 , I_1 , K_0 и K_1 от комплексного аргумента. Стандартных программ для вычисления этих функций на ЭВМ нет. Вычисление бесселевых функций проводилось отдельно для малых и больших значений аргумента. В интервале $|\lambda_m a|$ от 0 до 4 расчет осуществлялся по формулам степенных рядов, обеспечивающих хорошую точность, до $|\lambda_m a| \leq 6$:

$$\begin{aligned}
 I_0(z) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k!)} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k}; \\
 I_1(z) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!(k+1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k+1}; \\
 K_0(z) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k} \sum_{m=1}^k m^{-1} - I_0(z) \left(\ln \frac{z}{2} + \gamma\right); \quad (3.50) \\
 K_1(z) &= \frac{1}{z} - \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!(k+1)!} \left(\frac{z}{2}\right)^{2k+1} \left\{ \sum_{m=1}^k m^{-1} + \frac{1}{2(k+1)} \right\} + \\
 &\quad + I_1(z) \ln \left(\frac{z}{2} + \gamma\right),
 \end{aligned}$$

где $\gamma=0,5772156$ — постоянная Эйлера.

Для вычисления функций Бесселя при $|\lambda_m a| > 4$ использовались разложения, приведенные в работе [83]:

$$K_0(x) x^{1/2} e^x = g_0 + (2/x) g_1 + (2/x)^2 g_2 + \dots + (2/x)^6 g_6; \quad (3.51)$$

$$K_1(x) x^{1/2} e^x = h_0 + (2/x) h_1 + (2/x)^2 h_2 + \dots + (2/x)^6 h_6,$$

где

$$\begin{aligned} g_0 &= 1,25331414, & h_0 &= 1,25331414; \\ g_1 &= -0,07832358, & h_1 &= 0,23498619; \\ g_2 &= 0,02189568, & h_2 &= -0,03655620; \\ g_3 &= -0,01062446, & h_3 &= +0,01504268; \\ g_4 &= 0,00587872, & h_4 &= -0,00780353; \\ g_5 &= -0,00251540, & h_5 &= 0,00325614; \\ g_6 &= 0,00053208, & h_6 &= -0,00068245; \end{aligned}$$

$$I_0(x) x^{1/2} e^{-x} = c_0 + c_1 (3,75/x) + c_2 (3,75/x)^2 + \dots + c_8 (3,75/x)^8; \quad (3.52)$$

$$I_1(x) x^{1/2} e^{-x} = d_0 + d_1 (3,75/x) + d_2 (3,75/x)^2 + \dots + d_8 (3,75/x)^8,$$

где

$$\begin{aligned} c_0 &= 0,398942280, & d_0 &= 0,398942280; \\ c_1 &= 0,013285917, & d_1 &= -0,039880242; \\ c_2 &= 0,002253187, & d_2 &= -0,003620183; \\ c_3 &= -0,001575649, & d_3 &= 0,001638014; \\ c_4 &= 0,009162808, & d_4 &= -0,010315550; \\ c_5 &= -0,020577063, & d_5 &= 0,022829673; \\ c_6 &= 0,026355372, & d_6 &= -0,028953121; \\ c_7 &= -0,016476329, & d_7 &= 0,017876535; \\ c_8 &= 0,003923667, & d_8 &= -0,004200587. \end{aligned}$$

Согласно [83], сходимость выражений (3.51) и (3.52) обеспечивается в интервале $2 < |x| < \infty$, а максимальная погрешность счета, по данным формулам составляет $|\epsilon|_{\max} \approx 10^{-6}$.

Представляет интерес сравнить результаты вычисления функций Бесселя по формулам (3.50), (3.51) и (3.52) на стыке при $|\lambda_m a| = 4$. Соответствующие данные представлены в табл. 7. Приведенные результаты показывают, что относительная погрешность счета на стыке не превышает 10^{-5} .

Неосциллирующая часть подынтегральной функции $\lambda^2 c'_i$ вычислялась в каждой точке интервала интегрирования в виде действительной и мнимой частей. При больших значениях аргумента $\lambda_m a$ расчеты $c'_i(\lambda)$ непосредственно по формулам (3.45) и (3.46) приводят к потере точности, особенно при большом числе слоев. Поэтому целесообразно несколько преобразовать эти выражения.

Функция	Re	
	по формулам (3.50)	по формулам (3.51), (3.52)
$I_0(\lambda_m a)$	-0,252616588 · 10	-0,252612153 · 10
$I_1(\lambda_m a)$	-0,253063216 · 10	-0,253062037 · 10
$K_0(\lambda_m a)$	-0,365547226 · 10 ⁻¹	-0,365547725 · 10 ⁻¹
$K_1(\lambda_m a)$	-0,396073068 · 10 ⁻¹	-0,396072418 · 10 ⁻¹

Продолжение табл. 7

Функция	Im	
	по формулам (3.50)	по формулам (3.51), (3.52)
$I_0(\lambda_m a)$	0,229837097 · 10	0,229832945 · 10
$I_1(\lambda_m a)$	0,1876933779 · 10	0,187693945 · 10
$K_0(\lambda_m a)$	0,191044373 · 10 ⁻²	0,191043479 · 10 ⁻²
$K_1(\lambda_m a)$	0,507769878 · 10 ⁻²	0,507770069 · 10 ⁻²

Примечание. $|\lambda_m a| = 4$; $\lambda_m a = 2,828 + i 2,828$.

Введем новую величину

$$s_m = c'_m e^{-2\lambda_m a_{m-1}}. \quad (3.53)$$

Подставляя (3.53) в (3.54), имеем

$$Y_{m-1} = - \frac{\lambda_m}{a_{m-1}} \frac{K_0(\lambda_m a_{m-1}) e^{\lambda_m a_{m-1}} - s_m I_0(\lambda_m a_{m-1}) e^{-\lambda_m a_{m-1}}}{K_1(\lambda_m a_{m-1}) e^{\lambda_m a_{m-1}} + s_m I_1(\lambda_m a_{m-1}) e^{-\lambda_m a_{m-1}}}. \quad (3.54)$$

Используя формулу (3.46) и умножая числитель и знаменатель (3.53) на $e^{-2\lambda_m a_m}$, получаем выражение для s_m :

$$s_m = \frac{\lambda_m K_0(\lambda_m a_m) e^{\lambda_m a_m} + Y_m K_1(\lambda_m a_m) e^{\lambda_m a_m}}{\lambda_m I_0(\lambda_m a_m) e^{-\lambda_m a_m} - Y_m I_1(\lambda_m a_m) e^{-\lambda_m a_m}} e^{-2\lambda_m (a_m - a_{m-1})}. \quad (3.55)$$

Нетрудно видеть, что в выражениях (3.54) и (3.55) используются непосредственно разложения (3.51) и (3.52), а не значения функций I_n и K_n , для получения которых необходимо умножение и деление на экспоненциальные множители. Расчет по формулам (3.54) и (3.55) ведется при $|\lambda_m a| \geq 4$.

Как показывают расчеты, неосциллирующая часть подынтегральной функции при изменении переменной интегрирования от 0 до ∞ изменяется плавно и не имеет особых точек.

При численном интегрировании выражения (3.49) необходимо учитывать следующие обстоятельства. Подынтегральная функция состоит из двух сомножителей $\lambda_1^2 c'_1$ и осциллирующей функции $\cos \lambda z$. На начальном участке функция $\lambda_1^2 c'_1$ изменяется весьма

быстро. Это приводит к необходимости интегрирования с мелким постоянным шагом. Наличие осциллирующего множителя $\cos \lambda z$ не вносит здесь каких-либо осложнений, и интегрирование можно проводить обычным методом с заменой всей подынтегральной функции трехчленом. Однако применение мелкого постоянного шага на всем интервале интегрирования привело бы к весьма большим затратам машинного времени. Поэтому при достаточно больших значениях λ , при которых изменение функции $\lambda_1^2 c_1'$ становится медленным, применялся прием, впервые использованный при расчетах геофизических задач Л. Л. Ваньяном [21]. Сущность приема сводится к следующему. Интервал интегрирования делится на отрезки неравной длины. Поскольку по мере увеличения λ подынтегральная функция убывает, увеличивается длина отрезков. Степенным полиномом интерполируется уже не вся подынтегральная функция, а только медленно меняющийся сомножитель $\lambda_1^2 c_1'$. Пусть $\lambda_i, \lambda_{i+1}, \lambda_{i+2}$ — три значения переменной интегрирования, которым соответствуют значения функции $\lambda_1^2 c_1' = F(\lambda): F(\lambda_i), F(\lambda_{i+1}), F(\lambda_{i+2})$. Разность $\lambda_{i+2} - \lambda_i$ выбирается такой, чтобы $F(\lambda)$ на данном интервале удовлетворительно аппроксимировалась трехчленом:

$$F(\lambda) = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2.$$

Интеграл на участке $\lambda_{i+2} - \lambda_i$

$$I_i = \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+2}} (a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2) \cos \lambda z d\lambda = a_0 \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+2}} \cos \lambda z d\lambda +$$

$$+ a_1 \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+2}} \lambda \cos \lambda z d\lambda + a_2 \int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+2}} \lambda^2 \cos \lambda z d\lambda.$$

Интегралы от $\cos \lambda z$ являются табличными и выражаются в элементарных функциях.

Значения a_0, a_1, a_2 находятся из системы уравнений

$$a_0 + a_1 \lambda_i + a_2 \lambda_i^2 = F(\lambda_i); \quad a_0 + a_1 \lambda_{i+1} + a_2 \lambda_{i+1}^2 = F(\lambda_{i+1});$$

$$a_0 + a_1 \lambda_{i+2} + a_2 \lambda_{i+2}^2 = F(\lambda_{i+2}).$$

Практически интегрирование осуществлялось следующим образом. Весь интервал интегрирования разделен на две части. На участке $0 \leq \lambda \leq 60$ интегрирование осуществлялось с равномерным шагом по формуле Симпсона. Путем сравнения результатов расчета, проведенных с разным шагом, здесь был принят шаг $0,1 \lambda$. На участке $60 \leq \lambda \leq 200$ интегрирование велось с неравномерным шагом, определяющимся из выражения $\lambda_{i+1} = \sqrt[32]{\lambda_i}$.

Значение верхнего предела интегрирования, равное $150-200$, обеспечивает минимальную погрешность из-за отбрасывания «хвоста» интеграла. Аналитические оценки по (46) и (53) показывают,

что эта погрешность не превышает 10^{-11} — 10^{-12} . Погрешность, возникающая при интерполировании, оценивалась экспериментально путем уменьшения шага интегрирования. Сравнение результатов расчета с разным шагом показывает, что при реальных границах изменения параметров (ϵ_m , γ_m , a_m и др.) ошибка вычисления интеграла, зависящая от шага интегрирования, по абсолютной величине не превышает 10^{-5} при указанных выше значениях постоянного и переменного шага.

При отладке программ для исключения случайных ошибок и оценки точности вычисления интеграла применялись следующие способы: 1) сравнение результатов интегрирования со значениями поля в однородной среде, вычисленными с большой точностью; 2) сравнение результатов расчета по программам, составленным разными авторами; 3) сравнение с результатами расчета задач индукционного каротажа.

Поле вертикального магнитного диполя при наличии пласта ограниченной мощности

Решение задачи о поле магнитного диполя при наличии пласта конечной мощности рассматривалось в работах ряда авторов [46, 53 и др.]. Не воспроизводя деталей, ограничимся постановкой задачи, кратким описанием хода решения и записью окончательных выражений для двухкатушечного зонда при разных его положениях относительно пласта. Примем следующую модель среды: пространство разделено двумя горизонтальными поверхностями на три области: вмещающую среду с удельной проводимостью γ_1 и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и пласт с параметрами γ_2 и ϵ_2 . Параметры вмещающей среды по обе стороны пласта одинаковы. Магнитная проницаемость всех сред одинакова и равна проницаемости вакуума — $4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м. Источником поля является магнитный диполь. Будем использовать цилиндрическую систему координат, ось которой перпендикулярна поверхностям раздела. Начало координат совпадает с источником поля. Момент диполя ориентирован по оси z и меняется во времени по закону $e^{-i\omega t}$. Требуется определить поле при различных положениях источника и точки наблюдения относительно пласта.

Введем следующие обозначения: h — расстояние от генераторного диполя до верхней границы пласта; z — расстояние от генераторного диполя до точки измерения (длина зонда); H — мощность пласта.

В случае гармонически меняющегося поля от системы уравнений Максвелла можно перейти к волновому уравнению. Вводя вектор Герца магнитного типа

$$\bar{E} = i\omega\mu \operatorname{rot} \bar{\Pi},$$

имеем

$$\nabla^2 \bar{\Pi} + k^2 \bar{\Pi} = 0.$$

Вид источника и симметрия задачи позволяют утверждать, что вектор Герца имеет только вертикальную компоненту Π_z , принимающую разные значения в каждой из трех сред.

В цилиндрических координатах волновое уравнение для Π с учетом независимости от φ запишется в виде

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + k^2 \Pi = 0.$$

Решение должно удовлетворять следующим граничным условиям.

1. При $R = \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow 0$ значение вектора Герца стремится к выражению поляризационного потенциала магнитного диполя в однородной среде:

$$\Pi \rightarrow M_0 e^{ikR} / 4\pi R.$$

2. На поверхностях раздела между пластом и вмещающими породами тангенциальные компоненты магнитного и электрического полей меняются непрерывно. Компоненты поля определяются выражениями

$$E_\varphi = -i\omega\mu \partial \Pi_z / \partial r; \quad H_r = \partial^2 \Pi_z / \partial r \partial z; \quad H_z = k^2 \Pi_z + \partial^2 \Pi_z / \partial z^2. \quad (3.56)$$

Отсюда граничные условия для вектора Герца будут при $h=z$:

$$\Pi_i = \Pi_e; \quad \partial \Pi_i / \partial z = \partial \Pi_e / \partial z, \quad (3.57)$$

где Π_i и Π_e — значения вектора Герца в пласте и вмещающей среде.

3. При $R \rightarrow \infty$ функция Π стремится к нулю.

Решение волнового уравнения осуществляется способом разделения переменных. Представляя решение в виде произведения $\Pi = F(r) \cdot G(z)$, получаем систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\left(\partial^2 F / \partial r^2 \right) + \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F}{\partial r} \right) + \lambda^2 F = 0; \quad \left(\partial^2 G / \partial z^2 \right) - (\lambda^2 - k^2) G = 0.$$

Решением первого уравнения являются функции Бесселя первого и второго рода — $J_0(\lambda r)$ и $Y_0(\lambda r)$. Решением второго являются показательные функции $e^{-\sqrt{\lambda^2 - k^2} z}$ и $e^{\sqrt{\lambda^2 - k^2} z}$. Поскольку $Y_0(\lambda r)$ при $r=0$ принимает бесконечно большие значения, эта функция не может использоваться при построении решения. Общее решение записывается в виде интеграла

$$\Pi = \int_0^\infty \{ C e^{\sqrt{\lambda^2 - k^2} z} + D e^{-\sqrt{\lambda^2 - k^2} z} \} J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (3.58)$$

Поле в среде, в которой находится источник, выражается в виде суммы двух функций — функции первичного возбуждения и функции, описывающей влияние неоднородности среды и имеющей структуру общего решения. Первичное возбуждение может

быть записано в виде разложения сферической волны интеграла Зоммерфельда:

$$e^{ikR}/R = \int_0^{\infty} (\lambda/\sqrt{\lambda^2 - k^2}) J_0(\lambda r) e^{-\sqrt{\lambda^2 - k^2}|z|} d\lambda. \quad (3.59)$$

Для получения зависимостей, описывающих поле при разных положениях источника и точки наблюдения относительно пласта, следует выписать соответствующие выражения для вектора Герца, что нетрудно сделать, используя (3.58) и (3.59). Исходя из условий сопряжения на поверхностях раздела, можно определить в этих выражениях неизвестные коэффициенты и с помощью формул (3.56) перейти от вектора Герца к выражениям для поля. Опуская промежуточные выкладки, выпишем интересующие нас выражения для двухкатушечного зонда.

Введем обозначения: $\alpha = H/z$ — мощность пласта в относительных единицах, $\alpha_1 = h/z$ — расстояние от источника поля до верхней кромки пласта, $\lambda_i = \sqrt{\lambda^2 - k_i^2}$ ($i=1,2$), где k_1 — волновое число для вмещающих пород; k_2 — волновое число для пород, слагающих пласт; $k_{12} = (\lambda_2 - \lambda_1)/(\lambda_2 + \lambda_1)$. Возможны следующие случаи.

1. Зонд находится над пластом, т. е. $\alpha_1 \geq 1$,

$$h_z = \int_0^{\infty} \frac{\lambda^3}{2\lambda_1} \left[e^{-\lambda_1} + k_{12} \frac{(e^{-2\lambda_2\alpha} - 1) e^{-\lambda_1(2\alpha_1 - 1)}}{1 - k_{12}^2 e^{-2\lambda_2\alpha}} \right] d\lambda. \quad (3.60)$$

2. Датчики зонда находятся по разные стороны верхней границы пласта, т. е. $1 \geq \alpha_1 \geq 0$ при $\alpha > 1$ и $1 \geq \alpha_1 \geq 1 - \alpha$ при $\alpha < 1$,

$$h_z = \int_0^{\infty} \frac{\lambda^3 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)\alpha_1} e^{-\lambda_2} (1 + k_{12} e^{-2\lambda_2(\alpha_1 + \alpha)} e^{2\lambda_2})}{(\lambda_1 + \lambda_2)(1 - k_{12}^2 e^{-2\lambda_2\alpha})} d\lambda. \quad (3.61)$$

3. Зонд расположен внутри пласта, т. е. $0 > \alpha_1 \geq 1 - \alpha$ при $\alpha \geq 1$,

$$h_z = \int_0^{\infty} \frac{\lambda^3}{2\lambda_2} \left\{ e^{-\lambda_2} + k_{12} \times \right. \\ \left. \times \frac{e^{-2\lambda_2\alpha} [e^{\lambda_2(-2\alpha_1 + 1)} + e^{\lambda_2(2\alpha + 2\alpha_1 - 1)}] + k_{12}(e^{-\lambda_2} + e^{\lambda_2}) d\lambda}{1 - k_{12}^2 e^{-2\lambda_2\alpha}} \right\}. \quad (3.62)$$

4. Пласт заключен между датчиками зонда, т. е. $1 - \alpha \geq \alpha_1 \geq 0$ при $\alpha \leq 1$,

$$h_z = \int_0^{\infty} \frac{2\lambda^3 \lambda_2 e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)\alpha_1} e^{-\lambda_1}}{(\lambda_1 + \lambda_2)^2 (1 - k_{12}^2 e^{-2\lambda_2\alpha})} d\lambda. \quad (3.63)$$

5. Датчики зонда находятся по разные стороны нижней границы пласта, т. е. $-\alpha \leq \alpha_1 \leq 0$ при $\alpha \leq 1$ и $-\alpha \leq \alpha_1 \leq 1 - \alpha$ при $\alpha \geq 1$,

$$h_z = \int_0^{\infty} \frac{\lambda^3 (1 + k_{12} e^{2\lambda_2 \alpha_1}) e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)(\alpha + \alpha_1)} e^{-\lambda_1}}{(\lambda_1 + \lambda_2) (1 - k_{12}^2 e^{-2\lambda_2 \alpha})} d\lambda. \quad (3.64)$$

6. Зонд расположен под пластом, т. е. $-\infty \leq \alpha_1 \leq -\alpha$,

$$h_z = \int_0^{\infty} \frac{\lambda^3}{2\lambda_1} \left[e^{-\lambda_1} + \frac{k_{12} (e^{-2\alpha\lambda_2} - 1) e^{2\lambda_1(\alpha + \alpha_1)} e^{-\lambda_1}}{1 - k_{12}^2 e^{-2\lambda_2 \alpha}} \right] d\lambda. \quad (3.65)$$

Нетрудно убедиться, что выражения (3.64), (3.65) переходят в формулы (3.60), (3.61) при замене в первых α_1 на $-(\alpha + \alpha_1 - 1)$.

Как видно из приведенных формул, поле магнитного диполя при наличии пласта конечной мощности выражается интегралами от элементарных функций. Для вычисления этих функций на ЭВМ имеются стандартные программы. Численное интегрирование проводилось по Гауссу с автоматическим выбором шага интегрирования для получения требуемой точности. Разработанная программа позволяет вычислять кривые профилирования для двух- и трехкатушечных зондов, а также проводить расчеты поля при фиксированных положениях зонда и изменяющихся параметрах пласта или вмещающих пород.

4

ВЛИЯНИЕ СКВАЖИНЫ И ЗОНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАРОТАЖА

Влияние скважины и зоны проникновения будем исследовать путем анализа результатов численных расчетов по строгим формулам. Для объяснения наблюдаемых закономерностей будем опираться на волновые представления.

Двухкатушечный зонд в скважине

Поле вертикального магнитного диполя на оси скважины¹ определяется выражением, вытекающим из (3.49),

$$h_z = h_{z \text{ одн}} + \frac{z^3}{\pi} \int_0^{\infty} \lambda_1^2 c_1' \cos \lambda z d\lambda, \quad (4.1)$$

где $h_{z \text{ одн}}$ — поле в однородной среде с параметрами скважины,

$$c_1' = - \frac{\lambda_2 K_0(\lambda_2 a) K_1(\lambda_1 a) - \lambda_1 K_1(\lambda_2 a) K_0(\lambda_1 a)}{\lambda_2 K_0(\lambda_2 a) I_1(\lambda_1 a) + \lambda_1 K_1(\lambda_2 a) I_0(\lambda_1 a)}.$$

Легко показать, что поле h_z зависит от нескольких параметров: $\gamma_c \mu \omega a^2$, $\epsilon_c^* \mu \omega a^2$, $\epsilon_n^* / \epsilon_c^*$, γ_n / γ_c , z/a , где ϵ_n^* , γ_n^* и ϵ_c^* , γ_c — электрические свойства пласта и скважины соответственно. Однако при изучении влияния скважины представляется более наглядным и удобным рассматривать зависимость поля не от обобщенных параметров, а от отдельных факторов — диаметра скважины, удельного сопротивления бурового раствора, частоты поля и т. д. — при изменении их в реальных пределах.

В основу исследования влияния скважины положены результаты расчетов амплитуды и фазы поля для двухслойной среды

¹ Как отмечалось, значения амплитуды поля магнитного диполя в среде на расстоянии z от источника, выраженные в относительных единицах — долях поля в воздухе, соответствуют показаниям двухкатушечного зонда длиной z , отнесенным к показаниям этого зонда в воздухе, т. е. $|h_z| = |\epsilon / \epsilon_0|$.

скважина — пласт неограниченной мощности, выполненных для следующих случаев:

1. $f = 1 \cdot 10^6$ Гц; $a = 0,1$ м;

$\rho_c = 0,0625, 0,125, 0,25, 0,5, 1, 2, 4$ Ом·м;

$\rho_{II} = 0,0625, 1,25, 2,5, 5, \dots, 640$ Ом·м;

$z = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, \dots, 2,6$ м;

2. $f = 15 \cdot 10^6, 30 \cdot 10^6; 60 \cdot 10^6$ Гц; $a = 0,1$ м;

$\rho_c = 0,25, 1, 4$ Ом·м; $\epsilon_c^* = 80$;

$\rho_{II} = 2,5, 5, 10, 20, \dots, 640$ Ом·м;

$\epsilon_n^* = 5, 10, 20, 40, 80$; $z = 0,4, 0,6, 0,8, \dots, 1,8$ м.

Основываясь на концепции об определяющей роли боковых волны при измерениях в скважине, развитой в предыдущих разделах, можно предполагать, как повлияет присутствие скважины на поведение поля. Поскольку скважина обычно заполнена буровым раствором, обладающим большей проводимостью, чем окружающие породы, ее влияние должно выражаться в уменьшении амплитуды поля и увеличении его фазы по сравнению с амплитудой и фазой поля в однородной среде с параметрами окружающих пород. Это следует из того, что часть пути от источника поля до приемника (см. на рис. 25, *a* участки *AB* и *CD*) волна пройдет по более проводящей среде, чем вмещающие породы. В случае, когда в скважине преобладают токи смещения, т.е. $\omega \epsilon_c / \gamma_c > 1$, ее присутствие может привести к увеличению амплитуды поля по сравнению с амплитудой поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта.

Рассмотрим влияние отдельных факторов на поведение поля в скважине.

Частота поля. На рис. 26—28 приведены результаты расчетов амплитуды и фазы поля для двухкатушечного зонда длиной 1 м на частотах 1,15 и 60 МГц. Нетрудно видеть, что с повышением частоты наблюдается увеличение влияния скважины как на амплитуду, так и на фазу поля. Однако степень этого влияния различна. При удельном сопротивлении раствора 1 Ом·м, диаметре скважины 0,2 м вплоть до частот порядка 30 МГц в области наиболее часто встречающихся значений ϵ_{II} и ρ_{II} , т.е. при $\epsilon_{II} \leq 20$ отн. ед. и $\rho_{II} \leq 100$ Ом·м, наличие скважины сказывается на амплитуду поля весьма незначительно. Что же касается фазы, то она оказывается гораздо более чувствительным параметром. Даже на частоте $f = 1$ МГц при высоком удельном сопротивлении окружающих пород появляются заметные фазовые сдвиги. На частоте 15 МГц величина дополнительного фазового сдвига, обусловленного влиянием скважины, составляет около 0,6 рад, на ча-

стоте 30 МГц — возрастает до 1,2 рад и при частоте 60 МГц — составляет около 2,4 рад. Таким образом, проходя через скважину, волна не испытывает заметного поглощения, но претерпевает существенный фазовый сдвиг. Эта особенность в поведении поля соответствует хорошо известной в индукционном каротаже области малых параметров, в которой индуцированные в среде токи сдвинуты на 90° относительно тока в рамке. Эти токи вызывают появление мнимой компоненты вторичного поля, что и приводит к изменению фазы суммарного поля.

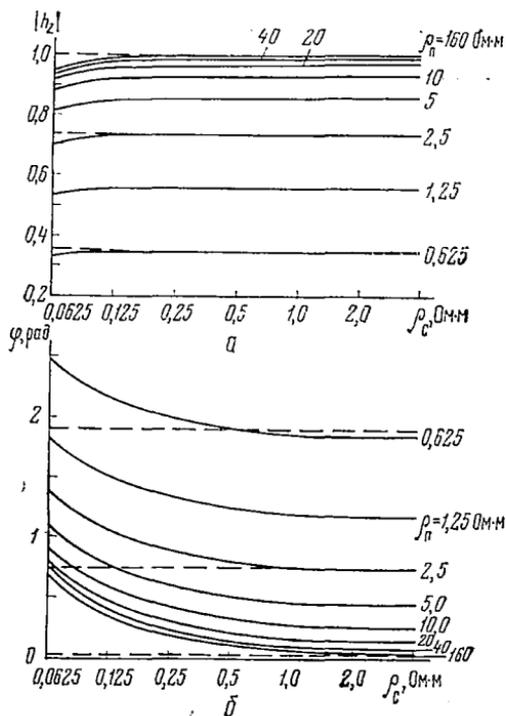


Рис. 26. Зависимость амплитуды и фазы поля от удельного сопротивления бурового раствора.

$f=1$ МГц, $z=1$ м, $a=0,1$ м. Пунктирные линии — амплитуда и фаза поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта

Удельное сопротивление бурового раствора ρ_c . Наряду с частотой величина ρ_c может существенно влиять на поле высокочастотного диполя, находящегося в скважине. Характер зависимости $|h_z|$ и φ от удельного сопротивления бурового раствора при $\rho_c < \rho_n$ очевиден — уменьшение ρ_c должно приводить к уменьшению амплитуды суммарного поля и увеличению фазового сдвига. На рис. 26 изображены амплитуда и фаза поля при разных ρ_c и ρ_n на частоте 1 МГц. Амплитуда поля на этой частоте мало зависит от сопротивления раствора вплоть до значений ρ_c , равных сотым долям ом-метра. Фаза зависит от ρ_c начиная с 2—3 Ом·м.

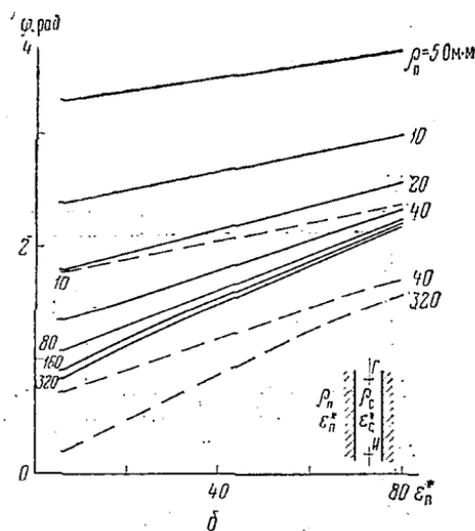
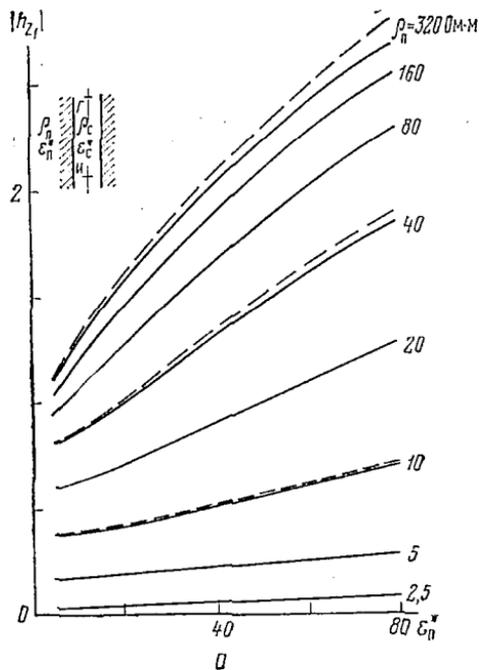


Рис. 27. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б), поля от диэлектрической проницаемости пласта.

$f=15$ МГц, $z=1$ м, $\epsilon_c^*=80$, $\rho_c=1$ Ом·м, $a=0,1$ м. Пунктирные линии — амплитуда и фаза поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта

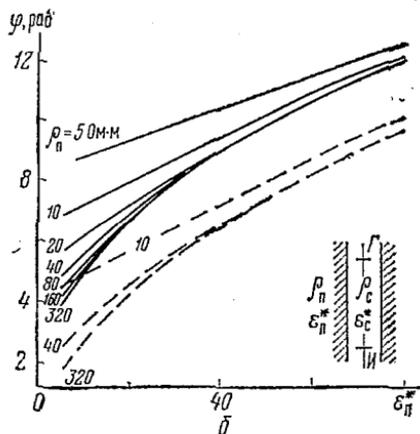
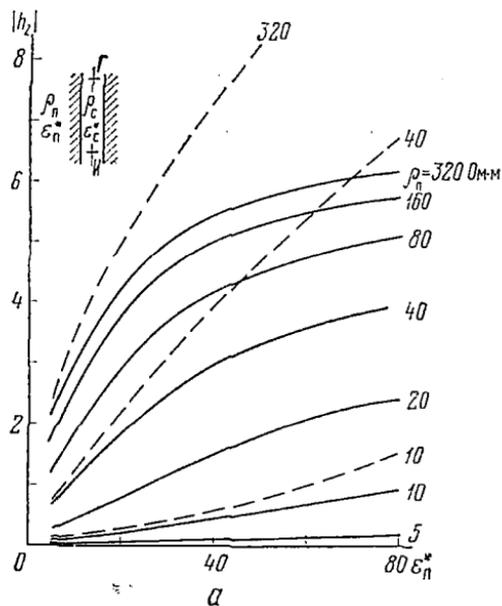


Рис. 28. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля от диэлектрической проницаемости пласта.

$f=60$ МГц, $z=1$, $\epsilon_c^*=80$, $\rho_c=1$ Ом·м, $a=0,1$ м. Пунктирные линии — амплитуда и фаза поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта

Увеличение фазового сдвига с уменьшением ρ_c происходит независимо от сопротивления пород, что также служит подтверждением представлений о доминирующей роли боковой волны. В тех сравнительно редких случаях, когда удельное сопротивление пород меньше удельного сопротивления скважины, значения амплитуды поля несколько превышают показания в однородной среде с параметрами пласта, а фаза поля меньше соответствующего значения для однородной среды. Это хорошо видно на фазовой кривой для $\rho_p = 0,625$ Ом·м. Отличия соответствующей амплитудной кривой от кривой в однородной среде не видны из-за мелкого масштаба рис. 26.

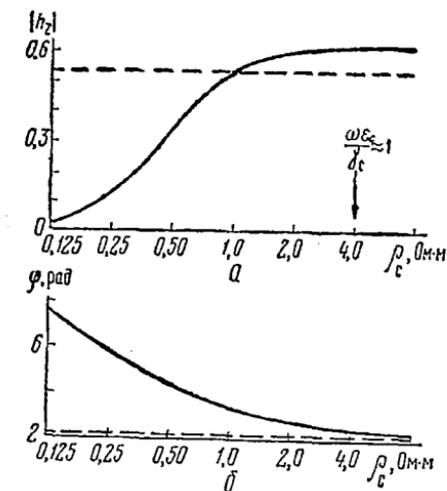


Рис. 29. Влияние сопротивления бурового раствора на амплитуду (а) и фазу (б) поля.

$f = 30$ МГц, $z = 1$ м, $\epsilon_c^* = 80$, $a = 0,1$ м, $\epsilon_p^* = 10$, $\rho_p = 20$ Ом·м. Пунктирные линии — амплитуда и фаза поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта

поле начиная со значений $\omega \epsilon_c / \gamma_c \approx 0,2$. В интервале $0,2 \leq \omega \epsilon_c / \gamma_c \leq 1,1$ на поле влияют как ϵ_c , так и γ_c , а при $\omega \epsilon_c / \gamma_c > 1,1$ влияние проводимости отсутствует и на поле сказывается лишь ϵ_c . Рис. 29 хорошо согласуется с этими представлениями. Высокая диэлектрическая проницаемость бурового раствора приводит к увеличению амплитуды поля в случае двухслойной среды по сравнению с однородной средой с параметрами, равными параметрам пласта. Начиная с $\omega \epsilon_c / \gamma_c \approx 1$ значения $|h_z|$ уже не зависят от ρ_c .

Диаметр скважины. Увеличение диаметра скважины обычно сопровождается уменьшением амплитуды и увеличением фазы поля. Это объясняется тем, что длина участков пути AB и CD (см. рис. 25, а), обладающих повышенным поглощением, увеличивается. При частоте 1 МГц влияние изменений диаметра в пределах 0,05—0,2 м по абсолютным значениям невелико (рис. 30). Относительные же изменения фазы достаточно велики. На частотах десятки мегагерц наблюдается сильная зависимость как ампли-

туды, так и фазы поля от диаметра скважины (см. рис. 30, кривая 1).

Длина зонда. При изменении длины зонда в широких пределах абсолютная величина фазового сдвига, вносимого скважиной, остается неизменной (рис. 31). Эта закономерность соблюдается

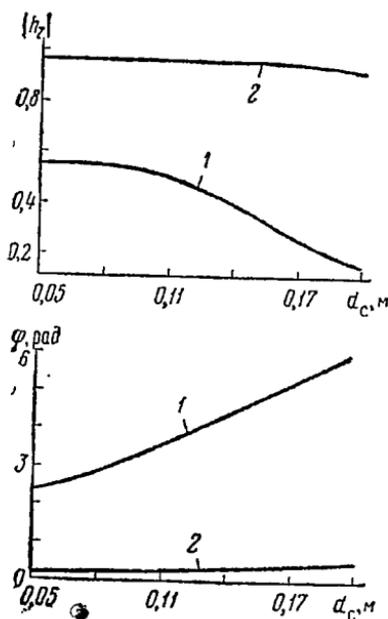


Рис. 30. Зависимость амплитуды и фазы поля от диаметра скважины.
 $f = 30$ МГц, $z = 1$ м, $\rho_c = 1$ Ом·м, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_{II} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{II}^* = 10$; $2 - f = 1$ МГц, $z = 1$ м, $\rho_c = 0,25$ Ом·м, $\rho_{II} = 20$ Ом·м

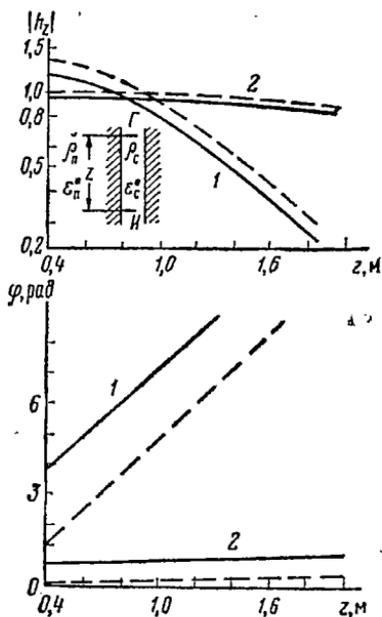


Рис. 31. Зависимость амплитуды и фазы поля от длины зонда.
 $f = 60$ МГц, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a = 0,1$ м, $\epsilon_{II}^* = 20$; $2 - f = 1$ МГц, $\rho_c = 0,0625$ Ом·м, $a = 0,1$ м, $\rho_{II} = 20$ Ом·м. Пунктирные линии — амплитуда и фаза поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта

как на сравнительно низких частотах, порядка единиц мегагерц, так и при увеличении частоты до десятков мегагерц. Остается также постоянным относительный вклад скважины в величину амплитуды поля. Это полностью согласуется с выводами приближенной теории для двухкатушечного зонда в скважине, изложенной в разделе 3. Действительно, как следует из выражения (3.27), влияние скважины на амплитуду поля выражено членом, находящимся в знаменателе и не зависящим от длины зонда.

Указанные закономерности в поведении амплитуды и фазы поля при изменении длины зонда имеют исключительно важное

значение. Они позволяют обосновать эффективную методику исключения влияния скважины и частично зоны проникновения на результаты наблюдений.

Трехкатушечный зонд в скважине

Как отмечалось выше, практическое применение в высокочастотном каротаже находят трехкатушечные зонды. Рассмотрим зависимость характеристик поля, измеряемых трехкатушечными зондами: $\Delta\varphi$, $|h_{z_1} - h_{z_2}|$; $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ — от электрических параметров скважины и пласта. Анализ удобно вести отдельно для частот около 1 МГц, используемых при измерении проводимости, при которых токи смещения в породах и скважине не влияют на поле, и для области частот 15—60 МГц, используемых при измерении диэлектрической проницаемости.

Токи проводимости значительно превышают токи смещения в породах и скважине ($\omega\epsilon_i/\gamma_i \ll 1$). Выше было показано, что на частотах порядка 1 МГц скважина, за исключением случаев $\rho_c < 0,1$ Ом·м, не вносит заметных искажений в амплитуду поля двухкатушечного зонда, но существенно влияет на его фазу. Это означает, что, проходя через скважину, электромагнитные колебания почти не испытывают затухания, но претерпевают заметные фазовые сдвиги. Таким образом, скважина в данном случае соответствует области малого параметра.

В табл. 8 приведены материалы, позволяющие судить о степени исключения влияния скважины при измерении $\Delta\varphi$ в случае разных ρ_c , ρ_n и зондов разной длины. Эффективность исключения влияния скважины характеризуется и относительной погрешностью δ — отношением разности показаний в однородной и двухслойной средах к отсчету в однородной среде, выраженной в процентах.

Анализ данных, приведенных в табл. 8, позволяет прийти к выводу о том, что одним из основных факторов, определяющих эффективность исключения влияния скважины, является отношение ρ_n/ρ_c — контрастность в сопротивлении пород и бурового раствора. При уменьшении этого отношения влияние скважины, в общем, уменьшается, с увеличением — возрастает. Вплоть до отношений $\rho_n/\rho_c = 160$ величина погрешности не превышает 10%, и составляет обычно единицы и доли процента.

Следует отметить, что зонды большой и малой длины обеспечивают исключение влияния скважины с малой ($\leq 50\%$) погрешностью до отношений $\rho_n/\rho_c = 500 \div 600$.

Причины относительного увеличения влияния скважины при средней длине зонда (ИЮ, 2ИЮ, 8Г) не совсем ясны.

Результаты расчетов показывают, что на частоте 1 МГц на амплитуду вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ и отношение амплитуд $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ присутствие скважины при прочих равных условиях сказывается примерно так же, как на разность фаз $\Delta\varphi$. Это

Таблица 8

Р _П , Ом·М	Зонд 1Ю, 2Ю, 4Г			Зонд 1Ю, 2Ю, 8Г			Зонд 1Ю, 2Ю, 8Г		
	Δφ, рад			Δφ, рад			Δφ, рад		
	Двухслой- ная среда	Одно- родная среда	δ, %	Двух- слойная среда	Одно- родная среда	δ, %	Двух- слойная среда	Одно- родная среда	δ, %
0,0625	0,169	0,168	0,6	0,202	0,208	2,9	0,235	0,237	0,8
2,5	0,1686	0,168	0,4	0,207	0,208	0,5	0,236	0,237	0,4
1,0	0,168	0,168	0	0,208	0,208	0	0,237	0,237	0
0,0625	0,561·10 ⁻¹	0,567·10 ⁻¹	1,1	0,739	0,804·10 ⁻¹	8,0	0,104	0,106	1,8
10	0,568	0,567	0,2	0,787	0,804	2,1	0,105	0,106	0,9
1,0	0,568	0,567	0,2	0,800	0,804	0,5	0,105	0,106	0,9
0,0625	0,155·10 ⁻¹	0,169·10 ⁻¹	8,3	0,198	0,265·10 ⁻¹	25,3	0,400·10 ⁻¹	0,416·10 ⁻¹	3,8
40	0,168	0,169	0,6	0,248	0,265	6,4	0,411	0,416	1,2
1,0	0,168	0,169	0,6	0,261	0,265	1,5	0,414	0,416	0,5
0,0625	0,319·10 ⁻²	0,459·10 ⁻²	30,5	0,92	0,778·10 ⁻²	88,2	0,1245·10 ⁻¹	0,141·10 ⁻¹	12,0
0,25	0,457	0,459	0,4	0,603	0,778	22,5	0,136	0,141	3,5
1,0	0,459	0,459	0	0,733	0,778	5,8	0,139	0,141	1,4

Примечание. f=1 МГц.

вполне закономерно, поскольку скважина при данной частоте характеризуется малым параметром и способы исключения ее влияния, основанные на теории Долля, так же как и способы, основанные на волновых представлениях, должны давать близкие результаты.

Можно утверждать, что на частотах примерно 1 МГц с помощью трехкатушечных зондов удается достаточно эффективно исключать влияние скважины, даже в случае весьма низких значений ρ_c .

Токи смещения в породе соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega \epsilon_n / \gamma_n > 0,2$). В диапазоне частот 15—60 МГц различная подверженность рассматриваемых характеристик поля влиянию скважины проявляется совершенно отчетливо.

В табл. 9 приведены материалы, характеризующие степень исключения влияния скважины на частотах 15,30 и 60 МГц при разных значениях ρ_c с зондами разной длины. Нетрудно видеть, что при измерении $\Delta\phi$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ трехкатушечные зонды обладают прекрасными фокусирующими свойствами на всех этих частотах. Сопротивление бурового раствора и длина зонда не играют здесь существенной роли. Естественно, что имеются в виду зонды, длина которых не менее чем в 1,5—2 раза превышает диаметр скважины. В то же время амплитуда вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ сильно зависит от влияния скважины. На частоте 15 МГц при сопротивлении бурового раствора 0,8—1 Ом·м это влияние сравнительно невелико и составляет единицы процентов. С увеличением частоты и уменьшением сопротивления раствора оно быстро возрастает. На частоте 60 МГц искажающее влияние скважины составляет десятки процентов даже при слабо минерализованном буровом растворе ($\rho_c = 1$ Ом·м).

Причины такого различия в поведении изучаемых характеристик поля совершенно очевидны. Как уже было показано, влияние скважины на фазу поля проявляется в виде слагаемого, величина которого не зависит от длины зонда [см. (3.28)]. Естественно, что в разности фаз влияние этого слагаемого исключается. Влияние скважины на амплитуду выражается членом b_0^2 , входящим в знаменатель выражения (3.27). Этот член не зависит от длины зонда и при измерении отношения амплитуд сокращается. Увеличение частоты до нескольких десятков мегагерц не только не нарушает этой картины, но, напротив, делает результаты измерений более независимыми от длины зонда, поскольку наблюдения проводятся в волновой зоне излучателя.

При измерении амплитуды вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ переход к частотам, равным нескольким десяткам мегагерц, сопровождается появлением существенного поглощения поля в скважине, т. е. заметным развитием скин-эффекта. Предпосылкой же исключения влияния какой-либо области, в частности скважины, при измерении параметра $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ является отсутствие в ней поглощения поля, т. е. скин-эффекта.

Таблица 9

f , МГц	z , м	$\rho_{с, Ом \cdot м}$	$\Delta\varphi$, рад				$\frac{h_{z_1} - h_{z_2}}{h_{z_1}}$				$ h_{z_1} - h_{z_2} $							
			Однородная среда		Δ , %		Двухслойная среда		Однородная среда		Δ , %		Двухслойная среда		Однородная среда		Δ , %	
			z_1	z_2	$\rho_{с1}$	$\rho_{с2}$	Δ	δ	h_{z_1}	h_{z_2}	Δ	δ	h_{z_1}	h_{z_2}	Δ	δ	h_{z_1}	h_{z_2}
15	$z_1 = 0,6$	0,5	0,290	0,303	0,013	4,3	0,310	0,32	0,01	3,1	0,227	0,297	0,07	23,5				
	$z_2 = 0,4$	1,0	0,305	0,303	0,002	0,6	0,320	0,32	0,001	0	0,296	0,297	0,001	0,2				
	$z_1 = 1,0$	0,5	0,349	0,358	0,009	2,5	0,390	0,405	0,015	3,7	0,227	0,299	0,072	24,0				
	$z_2 = 0,8$	1,0	0,349	0,358	0,005	1,4	0,398	0,405	0,007	1,7	0,293	0,299	0,006	2,0				
30	$z_1 = 0,6$	0,5	0,530	0,558	0,028	5,0	0,545	0,578	0,033	5,7	0,390	0,570	0,180	32				
	$z_2 = 0,4$	1,0	0,564	0,558	0,006	1,1	0,582	0,578	0,004	0,7	0,555	0,570	0,015	2,6				
	$z_1 = 1,0$	0,5	0,607	0,622	0,015	2,4	0,670	0,693	0,023	3,3	0,295	0,506	0,211	42				
	$z_2 = 0,8$	1,0	0,61	0,622	0,012	1,9	0,680	0,693	0,013	1,9	0,483	0,506	0,023	4,5				
60	$z_1 = 0,6$	0,5	1,08	1,097	0,02	1,8	1,05	1,073	0,023	2,1	0,625	1,368	0,743	54,5				
	$z_2 = 0,4$	1,0	1,113	1,097	0,01	0,9	1,09	1,073	0,017	1,6	1,183	1,368	0,185	13,5				
	$z_1 = 1,0$	0,5	1,140	1,159	0,02	1,7	1,19	1,224	0,03	2,5	0,51	1,119	0,609	54,5				
	$z_2 = 0,8$	1,0	1,142	1,159	0,02	1,7	1,20	1,224	0,02	1,6	0,953	1,119	0,166	16,3				

Примечание. $\varepsilon_c = 80$, $\rho_{П} = 20$ Ом·м, $\varepsilon_{П} = 20$.

В отношении исключения влияния скважины трехкатушечный зонд, измеряющий амплитуду вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ на высоких частотах, не имеет преимуществ перед двухкатушечным зондом. Это подтверждается данными, приведенными на рис. 32. Здесь изображены расчетные кривые, иллюстрирующие степень расхождения между двухслойной и однородной средой для $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ и $|h_z|$. Расхождение амплитуды вторичного поля в однородной среде с амплитудой вторичного поля в двухслойной среде оказывается даже большим, чем соответствующее расхождение для суммарного поля, измеряемого двухкатушечным зондом. На этом же рисунке можно видеть, как меняется влияние скважины на величину $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ при разных параметрах вмещающих пород. С увеличением диэлектрической проницаемости и удельного сопротивления пласта наблюдается увеличение относительного вклада скважины.

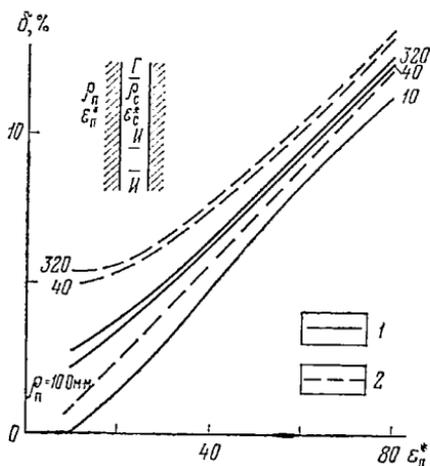


Рис. 32. Отличие амплитуды суммарного $|h_z|$ (1) и вторичного $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ (2) полей в скважине от их значений в однородной среде.

Зонд 110,2110,8Г, $f=30$ МГц, $\epsilon_c=80$, $\rho_c=1$ Ом·м, $a=0,1$ м

На этом же рисунке можно видеть, как меняется влияние скважины на величину $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ при разных параметрах вмещающих пород. С увеличением диэлектрической проницаемости и удельного сопротивления пласта наблюдается увеличение относительного вклада скважины.

На рис. 33—36 приведены результаты расчетов, позволяющие судить о зависимости измеряемых характеристик поля от удельного сопротивления бурового раствора и радиуса скважины. В свете сказанного

вполне закономерной является устойчивость разности фаз и отношения амплитуд к изменению ρ_c и диаметра скважины и, наоборот, сильная зависимость от этих факторов амплитуды вторичного поля на частотах десятки мегагерц.

Приведенные данные позволяют сделать следующие выводы.

1. Эффективного исключения искажающего влияния скважины на частотах десятки мегагерц можно добиться путем регистрации разности фаз или отношения амплитуд.

2. При измерении амплитуды вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ влияние скважины сравнительно невелико (единицы процентов) вплоть до частот 15—20 МГц при удельном сопротивлении раствора не ниже 0,9—1 Ом·м. Увеличение частоты поля или уменьшение ρ_c ведут к быстрому возрастанию искажающего влияния скважины.

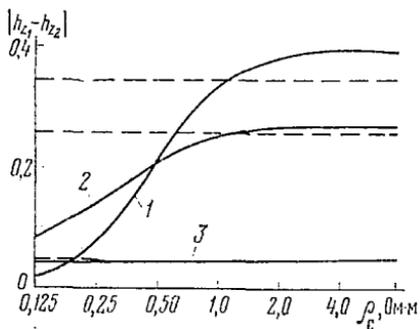


Рис. 33 Зависимость $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от сопротивления бурового раствора. Зонд Н0,2Н0,8Г, $\epsilon_{\Pi}^* = 10$, $\rho_{\Pi} = 20$ Ом · м, $\epsilon_c^* = 80$, $a = 0,1$ м. 1 — $f = 30$ МГц; 2 — $f = 15$ МГц; 3 — $f = 1$ МГц. Пунктирные линии — $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта

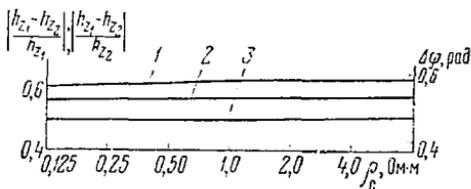


Рис. 34. Зависимость характеристик высокочастотного поля от сопротивления бурового раствора. 1 — кривая $|h_{z_1} - h_{z_2}|/h_{z_1}$; 2 — кривая $|h_{z_1} - h_{z_2}|/h_{z_2}$; 3 — кривая $\Delta\varphi$, $f = 1$ МГц

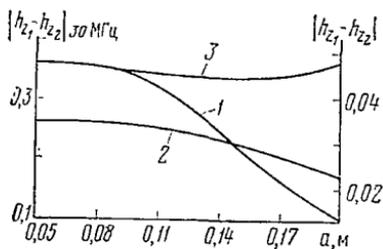


Рис. 35. Зависимость $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от радиуса скважины. Зонд Н0,2Н0,8Г. 1 — $f = 30$ МГц, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом · м, $\epsilon_{\Pi}^* = 10$, $\rho_{\Pi} = 20$ Ом · м; 2 — $f = 15$ МГц, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом · м, $\epsilon_{\Pi}^* = 10$, $\rho_{\Pi} = 20$ Ом · м; 3 — $f = 1$ МГц, $\rho_c = 0,25$ Ом · м, $\rho_{\Pi} = 20$ Ом · м

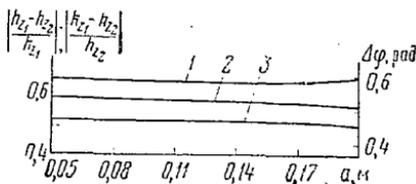


Рис. 36. Зависимость характеристик высокочастотного поля от радиуса скважины. Зонд Н0,2Н0,8Г, $f = 30$ МГц, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом · м, $\epsilon_{\Pi}^* = 10$, $\rho_{\Pi} = 20$ Ом · м. 1 — кривая $|h_{z_1} - h_{z_2}|/h_{z_1}$; 2 — кривая $|h_{z_1} - h_{z_2}|/h_{z_2}$; 3 — кривая $\Delta\varphi$

Обоснование многослойной модели среды при наличии проникновения фильтрата бурового раствора в пласт

В результате проникновения фильтрата бурового раствора в пласт электрические параметры области, прилегающей к скважине, могут существенно изменяться. Закон изменения электрических свойств пород в зоне проникновения точно неизвестен. Однако в первом приближении можно считать, что изменение электрических параметров от промытой зоны до неизменной части пласта происходит по линейному закону¹ или близкой к нему зависимости [37, 60, 69]. В теории электрических и электромагнитных методов каротажа эта модель обычно заменяется более простой, трехслойной моделью, состоящей из трех цилиндрических областей с резкими границами и постоянными значениями электрических параметров внутри каждой области. Для такой трехслойной модели (скважина, зона проникновения, пласт) выполнены расчеты кривых бокового каротажного зондирования (БКЗ), кривых индукционного, бокового каротажа и т. д. [8, 37, 46, 53, 56]. Причина перехода к трехслойной модели в первую очередь заключается в отсутствии аналитического решения задачи о поведении поля при плавном изменении электрических свойств в зоне проникновения. Оно получено лишь для частного случая [9]. Возникает вопрос о том, в каких случаях использование упрощенной трехслойной модели среды является правомерным и в каких необходим переход к более сложной модели. Как будет показано ниже, при ответе на этот вопрос следует, по-видимому, исходить из соотношения между длиной волны в зоне проникновения с постоянными параметрами и ее радиусом. Переход к трехслойной модели допустим и оправдан при выполнении условия

$$\lambda_{\text{зп}} \gg D/2, \quad (4.2)$$

где $\lambda_{\text{зп}}$ — длина волны в зоне проникновения; $D/2$ — радиус зоны проникновения с постоянными параметрами. В этом случае радиус и электрические параметры зоны проникновения всегда можно подобрать таким образом, чтобы результаты измерения в трехслойной среде и в среде с плавным изменением ρ и ϵ совпадали. Именно так обстоит дело в методах каротажа постоянным током, где возможность применения упрощенной трехслойной модели подтверждена исследованиями Е. А. Неймана [59].

В тех случаях, когда условие (4.2) не выполняется, т. е. длина волны в зоне проникновения соизмерима с ее радиусом или меньше него, использование при расчетах трехслойной модели может привести к существенным ошибкам. Это связано с появлением отражений от резкой границы зона проникновения — пласт и ин-

¹ Без учета влияния окаймляющей зоны, которая иногда образуется в нефтяном пласте.

терференцией волн. Интерференция колебаний разного типа приводит к появлению максимумов и минимумов на фазовых и амплитудных кривых.

На рис. 37 приведены результаты строгих расчетов амплитуды и фазы поля для трехслойной модели среды при разных радиусах зоны проникновения. Длина волны в зоне проникновения при заданных параметрах равна 1,12 м.

На графиках амплитуды и фазы видны четко выраженные экстремумы. Если допустить, что максимумы и минимумы на кривых рис. 37 — результат интерференции прямой 1 и отраженной 2 волн, экстремумы должны наблюдаться при строго определенных расстояниях между скважиной и резкой границей зона проникновения — пласт. На амплитудной кривой интерференционные явления будут проявляться в максимальной степени в случае, когда путь, пройденный отраженной волной, отличается от пути прямой волны на $n\lambda/2$, где $n=1, 2, 3, \dots$. Исходя из очевидных геометрических соображений, нетрудно убедиться в справедливости соотношения

$$r = \sqrt{\frac{\lambda_{зп}n}{4} \left(\frac{\lambda_{зп}n}{4} - z \right)}, \quad (4.3)$$

где $r = (D/2) - a$; $n=1, 2, 3, \dots$

Используя выражение (4.3) с учетом того, что в рассматриваемом случае $\lambda_{зп}=1,12$ м, определяем расстояния, на которых должны наблюдаться экстремумы амплитуды поля: $D/2=0,7; 1; 1,3$ м. Полученные значения точно совпадают с результатами строгих расчетов (см. рис. 37). Это доказывает справедливость сделанного предположения об интерференции прямой и отраженной волн.

На фазовой кривой экстремумы должны наблюдаться при условии, что длина пробега отраженной волны больше прямого луча

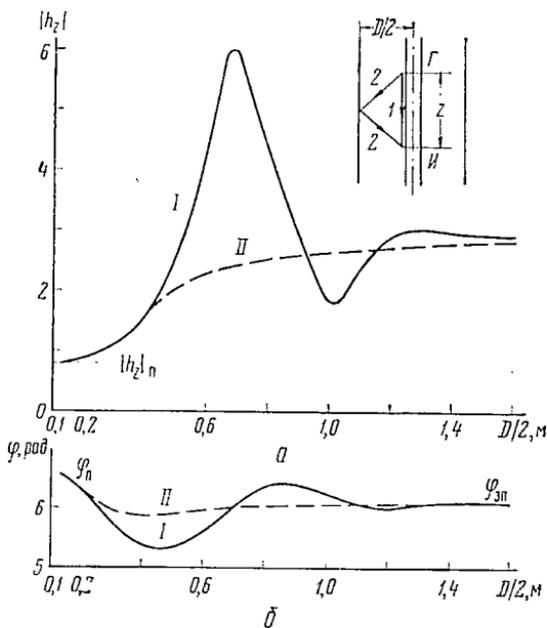


Рис. 37. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля от радиуса зоны проникновения.

$f=60$ МГц, $\epsilon_c^*=80$, $\rho_c=1$ Ом·м, $a=0,1$ м, $\epsilon_{зп}^*=20$, $\rho_{зп}=80$ Ом·м, $\epsilon_n^*=20$, $\rho_n=20$ Ом·м. I — трехслойная модель среды; II — многослойная модель среды. 1 — путь прямой волны; 2 — путь отраженной волны

на $n\lambda/4$, где $n=1, 3, 5, \dots$. Выражение, аналогичное (4.3), в данном случае имеет вид

$$r = \sqrt{\frac{\lambda_{3n}n}{8} \left(\frac{\lambda_{3n}n}{8} + z \right)}. \quad (4.4)$$

В соответствии с формулой (4.4) экстремумы на фазовой кривой должны наблюдаться при $D/2=0,5; 0,87; 1,19$ м. Эти значения соответствуют абсциссам экстремумов на фазовой кривой рис. 37.

Аналогичные интерференционные искажения наблюдаются при использовании трехслойной модели и на более низких частотах. Поскольку с понижением частоты возрастает длина волны, положение экстремумов на оси абсцисс изменяется — они сдвигаются вправо и расстояние между ними увеличивается. Заметим, что интерференционные явления при расстояниях между источником и приемником порядка 1 м в очень низкоомных средах могут проявляться даже на частоте 50 кГц.

Выше рассматривались искажения амплитудных и фазовых кривых. Аналогичная картина наблюдается для разностных и относительных характеристик поля $\Delta\varphi$, $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$.

Приведенные примеры доказывают необходимость учета плавного изменения электрических параметров в зоне проникновения при расчетах и моделировании высокочастотных полей. Поскольку получение аналитических выражений, непосредственно учитывающих постепенное изменение свойств пород, пока не представляется возможным, можно использовать следующую модель среды. Представим зону проникновения в виде системы цилиндрических слоев малой толщины. Электрические параметры каждого слоя постоянны и отличаются от параметров соседних слоев на небольшую величину. Мощность каждого цилиндрического слоя много меньше длины волны в среде, т. е. $h_i \ll \lambda_i$. При выполнении этого условия модель со ступенчатым характером изменения параметров будет эквивалентна геоэлектрическому разрезу с плавным изменением электрических свойств. Отметим, что допущение о линейном изменении проводимости пород в зоне проникновения является более логичным, нежели предположение о линейном изменении удельного сопротивления. Это вытекает из того факта, что именно проводимость породы пропорциональна степени минерализации поровой жидкости.

Установим, в каких случаях следует использовать ту или иную модель среды. В индукционном каротаже ($f \approx 50$ кГц) длина волны в породе с удельным сопротивлением 1 Ом·м около 14 м. Следовательно, здесь длина волны во много раз больше зоны проникновения, радиус которой редко превышает 1,5—2 м. Поэтому применение упрощенной модели среды в индукционном каротаже можно считать допустимым. Следует лишь заметить, что для правильного отображения действительного строения зоны проникновения иногда (в случае наличия окаймляющей зоны) нужно исполь-

зывать не трехслойную, а четырехслойную модель среды. Сказанное, разумеется, относится и к случаю постоянного тока.

При частоте 1—2 МГц длина волны в низкоомных породах составляет 2—3 м (см. рис. 18). В этом случае желательно использовать многослойную модель среды. При частотах десятки мегагерц, применяемых в диэлектрическом каротаже, использование многослойной модели среды при расчетах и моделировании становится необходимым.

На рис. 38 показаны модели сред, применявшиеся при расчетах. Случаю проникновения фильтрата бурового раствора в водоносный пласт соответствует модель, изображенная на рис. 38, а. Проводимость здесь меняется от $\gamma_{пп}$ (промытая зона, промытый пласт) до $\gamma_{п}$ (пласт). Диэлектрическая проницаемость по мере удаления от скважины остается постоянной, т. е. $\epsilon_{пп} = \epsilon_{п}$. Случай, соответствующий проникновению фильтрата бурового раствора в нефтяной пласт, изображен на рис. 38, б. Диэлектрическая проницаемость и проводимость меняются постепенно от $\epsilon_{пп}$ до $\epsilon_{п}$ и от $\gamma_{пп}$ до $\gamma_{п}$.

При использовании многослойных моделей будем различать истинный радиус зоны проникновения $D_{ф}/2$, т. е. расстояние от оси скважины до неизменной части пласта, и эквивалентный радиус зоны проникновения $D_{экв}/2$. Под последним понимается расстояние от оси скважины до середины интервала с постепенным изменением электрических параметров. Эквивалентный радиус зоны проникновения примерно соответствует радиусу зоны проникновения в обычной трехслойной модели среды.

На рис. 37 наряду с результатами расчетов для трехслойной модели приведены результаты для многослойной среды. Нетрудно видеть, что переход к многослойной модели весьма существенно сказывается на конфигурации кривых.

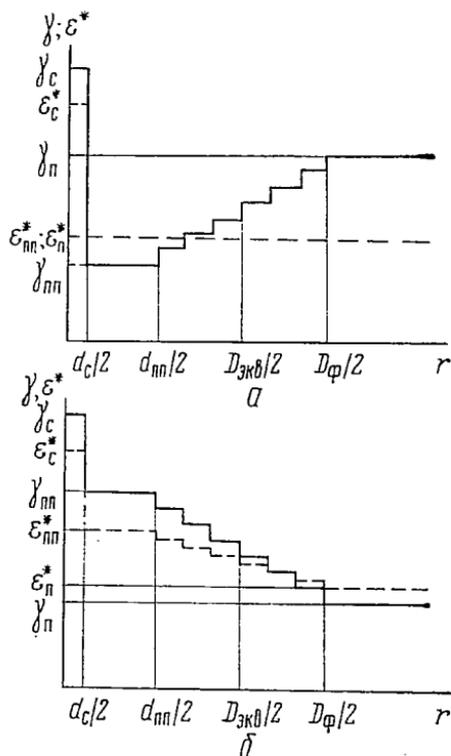


Рис. 38. Модели среды, принятые при расчетах.

а — проникновение фильтрата бурового раствора в водоносный пласт; б — проникновение фильтрата бурового раствора в нефтеносный пласт

Далее по материалам расчетов анализируется поведение амплитудных и фазовых характеристик поля в пластах с проникновением. Зона проникновения разбита на 10 слоев ($n=10$). Проводимость и диэлектрическая проницаемость каждого слоя отличаются от параметров соседнего слоя на величину $(\alpha_n - \alpha_{n+1})/(n+1)$, где $\alpha_n - \gamma_n$ и ϵ_n^* ; $\alpha_{n+1} - \gamma_{n+1}$ и ϵ_{n+1}^* ; n — число слоев. На частотах 30—60 МГц учитывалось влияние на амплитуду и фазу поля непроводящего корпуса прибора, диаметр которого принят равным 0,1 м. Расчеты выполнены путем численного интегрирования выражения (3.49) для следующих случаев.

1. $f = 1 \cdot 10^6$ Гц; $n = 10$; $a = 0,1$ м; $\rho_c = 1$ Ом·м;
 $\gamma_{n+1} = 0,0125; 0,05; 0,2$ См/м ($\rho_{n+1} = 80; 20; 5$ Ом·м);
 $\gamma_n = 0,003125; 0,0125; 0,05; 0,2; 0,8; 3,2$ См/м ($\rho_n = 320; 80;$
 $20; 5; 1,25; 0,3125$ Ом·м);
 $D_{\phi}/2 = 0,2; 0,4; 0,8; 1,6; 3,2; 6,4$ м; $z = 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,2;$
 $1,4; 1,6; 1,8; 2,0; 2,4$ м
2. $f = 30 \cdot 10^6, 60 \cdot 10^6$ Гц; $n = 10$; $a_{\text{приб}} = 0,05$ м; $\rho_{\text{приб}} = 100\,000$ Ом·м;
 $a = 0,1$ м; $\rho_c = 1$ Ом·м;
 $\gamma_{n+1} = 0,0125; 0,05; 0,2$ См/м ($\rho_{n+1} = 80; 20; 5$ Ом·м);
 $\gamma_n = 0,0125; 0,025; 0,05; 0,1; 0,2$ См/м ($\rho_n = 80; 40; 20; 10; 5$ Ом·м);
 $\epsilon_{n+1}^* = 20; 10$; $\epsilon_n^* = 5; 10; 20$; $D_{\phi}/2 = 0,2; 0,3; 0,45; 0,675; 1,01; 1,52;$
 $2,28; 3,42; 5,12$ м;
 $z = 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,2; 1,4$ м,

где $a_{\text{приб}}$ и $\rho_{\text{приб}}$ — соответственно радиус корпуса прибора и удельное сопротивление материала корпуса.

Двухкатушечный зонд в скважине при наличии зоны проникновения

Исходя из волновых представлений, можно предполагать, что картина распространения электромагнитных колебаний при наличии зоны проникновения в общих чертах должна выглядеть следующим образом. При диаметрах зоны проникновения, малых по сравнению с длиной зонда, колебания распространяются по неизменной части пласта и приходят в точку приема в виде боковой волны (рис. 39, а). По мере увеличения диаметра зоны проникновения картина изменяется. Боковая волна превращается в частично рефрагированную (рис. 39, б), и поле в точке приема будет характеризоваться показаниями, промежуточными между значениями поля в пласте и в промытой зоне. При диаметрах зоны проникновения, значительно превышающих длину зонда, поле в точке приема будет полностью определяться рефрагированными волнами, проходящими через внутренние слои с параметрами, близкими к параметрам промытой зоны (рис. 39, в). Амплитуда и фаза в точ-

ке приема в этом случае должны приближаться к показаниям в однородной среде со свойствами промытой зоны.

Рассмотрим результаты анализа соответствующих расчетных материалов.

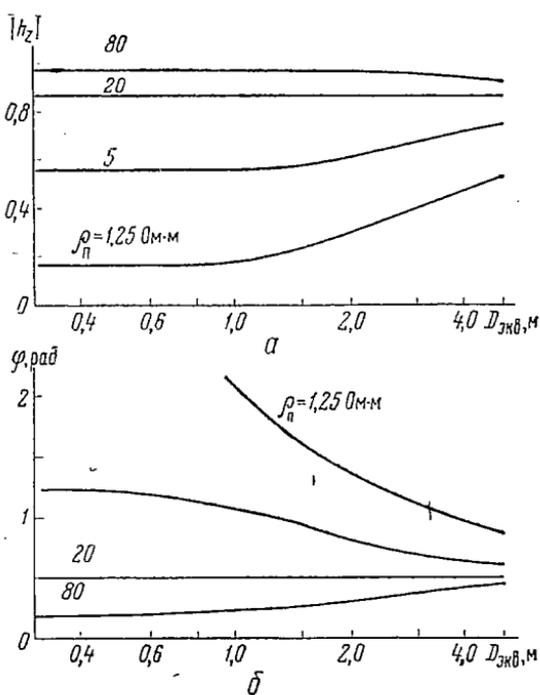
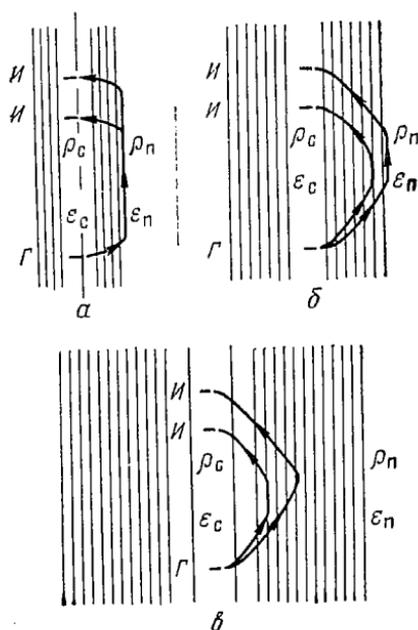


Рис. 39. Путь электромагнитной волны от генератора к приемным катушкам при наличии зоны проникновения малого (а), среднего (б) и большого (в) диаметра

Рис. 40. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля от диаметра зоны проникновения.

$f=1$ МГц, $z=2$ м, $\rho_c=1$ Ом·м, $a=0,1$ м, $\rho_{пп}=20$ Ом·м

Токи проводимости в пласте и зоне проникновения значительно превышают токи смещения ($\omega \epsilon_i / \gamma_i \ll 1$).

А. Повышающее проникновение ($\rho_{пп} > \rho_n$). Анализ расчетных материалов для частоты 1 МГц (рис. 40) позволяет прийти к следующим выводам.

1. Повышающее проникновение приводит к увеличению амплитуды и уменьшению фазы поля по сравнению с амплитудой и фазой в двухслойной среде.

2. Рост амплитуды и уменьшение фазы происходят постепенно по мере увеличения диаметра зоны проникновения.

3.левой асимптотой кривых на графиках зависимости амплитуды и фазы поля от $D_{экв}$ являются значения поля в двухслойной среде с параметрами скважины и пласта. Правой асимптотой —

значения поля для двухслойной среды, обладающей электрическими параметрами скважины и зоны проникновения. Поскольку скважина на частоте 1 МГц мало влияет на поле, левые асимптоты кривых практически соответствуют показаниям в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, а правая асимптота — показаниям в однородной среде с параметрами, равными параметрам зоны проникновения.

4. С увеличением длины зонда влияние зоны проникновения при прочих равных условиях ослабевает.

5. При одинаковых электрических параметрах пласта и зоны проникновения фазовые кривые раньше, чем амплитудные, отходят от левой асимптоты и раньше выходят на правую асимптоту.

6. Чем больше контрастность удельных сопротивлений пласта и зоны проникновения, тем раньше (при меньших $D_{\text{энт}}$) проявляется влияние зоны проникновения.

7. Влияние диаметра скважины и сопротивления бурового раствора остается таким же, как в случаях без проникновения. Увеличение диаметра скважины и уменьшение сопротивления раствора приводит к падению амплитуды и росту фазы поля (при $\rho_c < \rho_{\text{пл}}$).

Б. Понижающее проникновение ($\rho_{\text{пл}} < \rho_{\text{п}}$). Влияние понижающего проникновения выражается в уменьшении амплитуды и увеличении фазы поля по сравнению с амплитудой и фазой в соответствующей двухслойной среде.

1. Как и в предыдущем случае, изменения амплитуды и фазы наступают тем раньше, чем больше отношение удельных сопротивлений пласта и зоны проникновения.

2. Другие закономерности поведения амплитудных и фазовых кривых при понижающем проникновении (асимптоты кривых, изменение $|h_z|$ и φ при изменении параметров скважины и т. п.) близки к наблюдавшимся в рассмотренном выше случае повышающего проникновения.

Токи смещения в пласте и зоне проникновения соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega \epsilon_i / \gamma_i > 0,2$). На частотах десятки мегагерц длина волны в среде становится соизмеримой с радиусом зоны проникновения. Это обстоятельство предопределяет несколько более сложный, чем в предыдущем случае, характер поведения амплитудных и фазовых кривых.

А. Проникновение в водонасыщенный пласт ($\epsilon_{\text{п}} = \epsilon_{\text{пл}}$). При равенстве диэлектрических проницаемостей зоны проникновения и пласта в общих чертах сохраняются закономерности, отмеченные для частоты 1 МГц. При повышающем проникновении ($\rho_{\text{пл}} > \rho_{\text{п}}$) амплитуда поля с увеличением $D_{\text{энт}}$ возрастает. Левыми асимптотами кривых являются значения поля в двухслойной среде с параметрами, равными параметрам скважины и пласта, правыми — значения поля для среды с параметрами скважины и зоны проникновения.

При понижающем проникновении с увеличением $D_{\text{энт}}$ наблюдается уменьшение амплитудных значений поля. На рис. 41 при-

веден пример, иллюстрирующий поведение амплитудных и фазовых кривых на частоте 60 МГц при наличии повышающего и понижающего проникновения в водоносный пласт ($\epsilon_{\text{пл}}^* = \epsilon_{\text{п}}^* = 20$). Сравнивая рис. 40 и 41, можно видеть, что с увеличением частоты влияния зоны проникновения на амплитуду и фазу сказывается при меньших значениях $D_{\text{экв}}$. Раньше наблюдается выход кривых на правую асимптоту. Иными словами, поле начинает определяться параметрами зоны проникновения при меньших размерах последней. Причина заключается в том, что длина волны в среде с увеличением частоты, в особенности при переходе от 1 МГц к десяткам мегагерц, существенно уменьшается.

Влияние зоны проникновения в рассматриваемом случае сильнее проявляется на амплитудных кривых. Это вполне естественно, поскольку на высоких частотах при больших ϵ фаза в основном зависит от диэлектрической проницаемости среды, значения которой в пласте и зоне проникновения в данном случае равны ($\epsilon_{\text{пл}}^* = \epsilon_{\text{п}}^* = 20$).

Б. Проникновение в нефте- или газонасыщенный пласт ($\epsilon_{\text{пл}} > \epsilon_{\text{п}}$). При большом различии диэлектрических проницаемостей пласта и промытой зоны на графиках амплитуды появляются четко выраженные интерференционные максимумы (рис. 42). Они наблюдаются при понижающем проникновении и выражены тем более отчетливо, чем больше отношение $\rho_{\text{пл}}/\rho_{\text{п}}$. Расчеты показывают, что с увеличением частоты от 30 до 60 МГц интенсивность интерференционных максимумов возрастает и они несколько сдвигаются влево, в область меньших значений $D_{\text{экв}}$. При повышающем проникновении графики амплитуды носят нормальный характер. При повышающем проникновении наблюдаются относительно небольшие искажения фазовых кривых, выражающиеся в появлении на них пологого минимума. В практически интересном случае понижающего проникновения фазовые кривые с увеличением $D_{\text{экв}}$ монотонно возрастают от значений, соответствующих однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, до значений, соответствующих промытой зоне.

Трехкатушечный зонд в скважине при наличии зоны проникновения

Токи проводимости в пласте и зоне проникновения значительно превышают токи смещения ($\omega\epsilon_i/\gamma_i \ll 1$).

А. Повышающее проникновение ($\rho_{\text{пл}} > \rho_{\text{п}}$). Результаты расчетов для частоты 1 МГц показывают следующее.

1. Повышающее проникновение, начиная с определенных $D_{\text{экв}}$, приводит к уменьшению значений $\Delta\varphi$, $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, $|h_{z_1} - h_{z_2}|/|h_{z_1}|$ по сравнению с показаниями в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта.

2.левой асимптотой кривых являются значения соответствующих характеристик в однородной среде с параметрами, равными

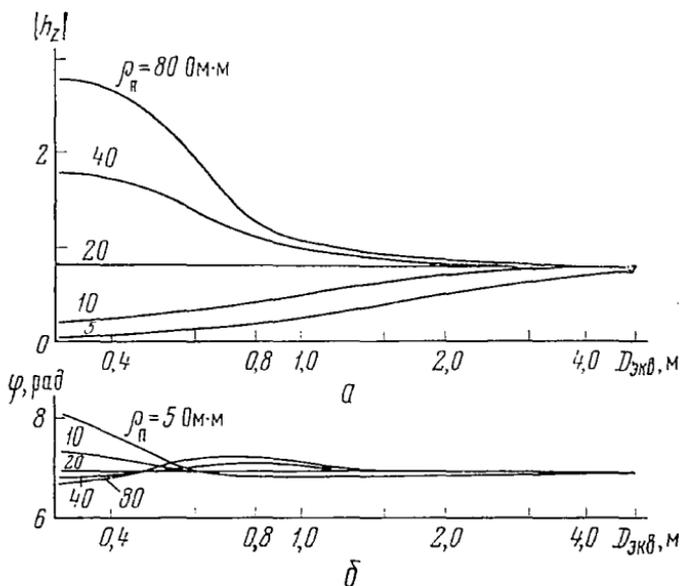


Рис. 41. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля от диаметра зоны проникновения.

$f = 60$ МГц, $z = 1$ м, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a = 0.1$ м, $\epsilon_{пп}^* = 20$,
 $\rho_{пп} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{п}^* = 20$

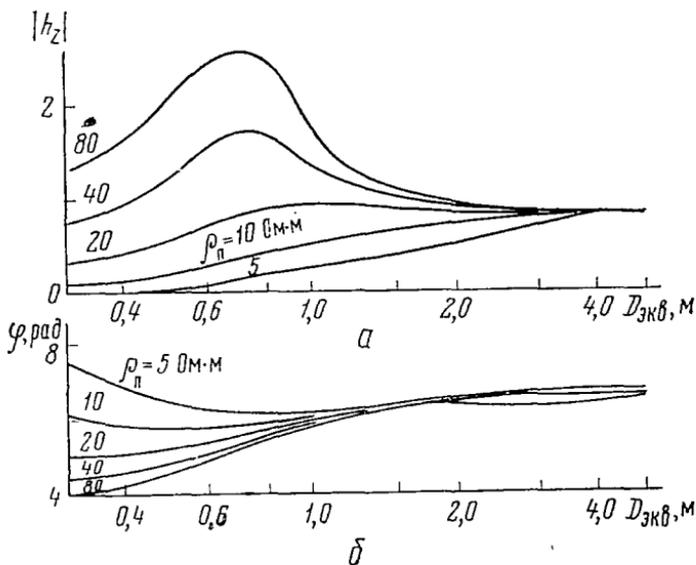


Рис. 42. Зависимость амплитуды (а) и фазы (б) поля от диаметра зоны проникновения.

$f = 60$ МГц, $z = 1$, $\epsilon_c = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a = 0.1$ м, $\epsilon_{пп}^* = 20$,
 $\rho_{пп} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{п}^* = 5$

параметрам пласта. Правая асимптота у кривых с разными $\rho_{\text{пл}}$ одна — это показания в однородной среде с параметром $\rho_{\text{пл}}$. По мере увеличения $D_{\text{эжв}}$ кривые плавно изменяются от значений, соответствующих пласту, до значений, отвечающих промытой зоне или близких к ним.

3. Начало отхода кривой от левой асимптоты и выход на правую асимптоту зависят главным образом от длины зонда. Чем больше длина зонда, тем позже кривая отходит от левой асимптоты, тем больше глубинность исследования. Вопросы, связанные с глубинностью высокочастотного каротажа, будут подробно рассмотрены ниже.

4. Параметры скважины (диаметр и электрические свойства) не сказываются на величину сдвига фаз и на отношения амплитуд при разных диаметрах зоны проникновения. На амплитуду вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ при наличии проникновения параметры скважины влияют примерно так же, как в двухслойной среде скважина — пласт.

Пример, иллюстрирующий характер изменения $\Delta\varphi$ в зависимости от размеров зоны проникновения, приведен на рис. 43.

Б. Понижающее проникновение ($\rho_{\text{пл}} < \rho_{\text{п}}$).

1. Понижающее проникновение с ростом $D_{\text{эжв}}$ приводит к увеличению значений рассматриваемых параметров. Степень увеличения зависит от отношения $\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{пл}}$.

2. Как и в предыдущем случае, левой асимптотой кривых являются показания в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, правой — значения характеристик поля в однородной среде с параметрами, равными параметрам промытой зоны.

3. Начало отхода кривых от левой асимптоты зависит, в основном, от длины зонда.

Токи смещения в пласте и зоне проникновения соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega\epsilon_i/\gamma_i > 0,2$).

А. Проникновение в водонасыщенный пласт ($\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_{\text{п}}$). Характеризуя основные особенности поведения $\Delta\varphi$ и других исследуемых параметров на частотах, равных десяткам мегагерц (рис. 44 и 45), отметим следующее.

1. Значения $\Delta\varphi$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ при изменении диаметра зоны проникновения и при различных соотношениях между $\rho_{\text{пл}}$ и $\rho_{\text{п}}$ меняются сравнительно мало. Это объясняется тем, что основное влияние на эти параметры на высоких частотах оказывает диэлектрическая проницаемость среды, а в данном случае $\epsilon_{\text{пл}} = \epsilon_{\text{п}}$.

2. Кривые $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ при различии в $\rho_{\text{п}}$ и $\rho_{\text{пл}}$ в существенной степени зависят от диаметра зоны проникновения. Поскольку оба эти параметра тесно связаны с проводимостью среды (2.69), (2.71), это обстоятельство является вполне закономерным.

3. Левыми асимптотами у кривых $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ являются значения этой величины в двухслойной среде скважина — пласт. Правой — показания, соответствующие двухслойной среде скважина —

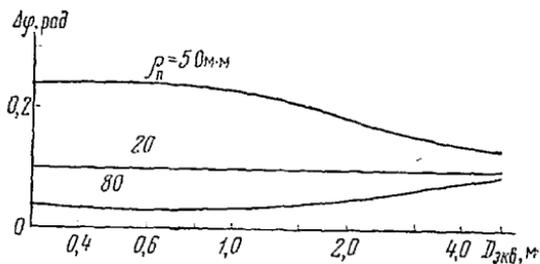


Рис. 43. Зависимость разности фаз от диаметра зоны проникновения.

Зонд 110,3111,7Г, $f=1$ МГц, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a=0,1$ м, $\epsilon_{III}^* = 20$ Ом·м

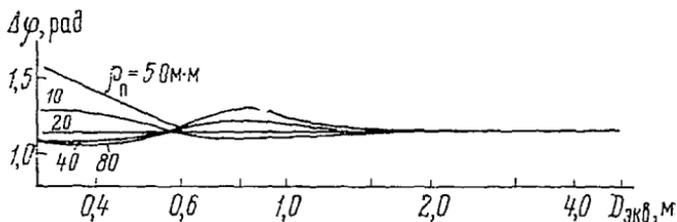


Рис. 44. Зависимость разности фаз от диаметра зоны проникновения.

Зонд 119,2119,8Г, $f=60$ МГц, $\epsilon_c = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a=0,1$ м, $\epsilon_{III}^* = 20$, $\rho_{III} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{II}^* = 20$

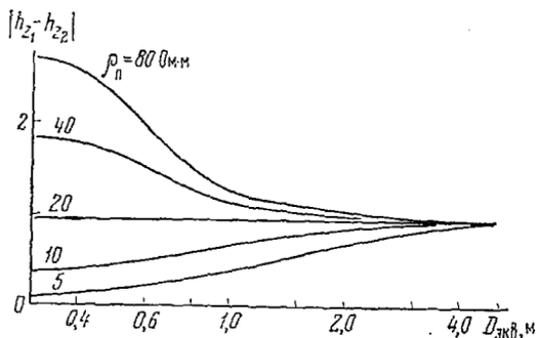


Рис. 45. Зависимость $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от диаметра зоны проникновения.

Зонд 110,2119,8Г, $f=60$ МГц, $\epsilon_c = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a=0,1$ м, $\epsilon_{III}^* = 20$, $\rho_{III} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{II}^* = 20$

промытая зона. Левыми асимптотами кривых $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$ являются значения этой величины в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, правой асимптотой — показания, соответствующие показаниям в однородной среде с параметрами, равными параметрам промытой зоны.

4. С увеличением длины зонда влияние пласта наблюдается при больших диаметрах зоны проникновения.

5. Иногда на графиках $\Delta\varphi$ и отношения амплитуд наблюдаются сравнительно небольшие максимумы и минимумы — следствие остаточных интерференционных явлений. Они выражены тем отчетливее, чем больше контрастность в сопротивлениях промытой зоны и неизменной части пласта.

6. На частотах 15—30 МГц наблюдается более плавный, чем на частотах 60 МГц, ход кривых, но одновременно проявляется большая зависимость рассматриваемых параметров, в частности $\Delta\varphi$, от сопротивления пород в зоне проникновения и в пласте и соответственно от диаметра зоны проникновения.

Б. Проникновение в нефте- или газонасыщенный пласт ($\epsilon_{\text{пл}} > \epsilon_{\text{п}}$). Следует заметить, что хотя при расчетах рассматривались случаи разных соотношений $\rho_{\text{пл}}$ и $\rho_{\text{п}}$, основной интерес при проникновении в нефте- или газонасыщенный пласт представляют случаи понижающего или нулевого проникновения. Иными словами, при $\epsilon_{\text{пл}} > \epsilon_{\text{п}}$ обычно имеем ситуацию, когда $\rho_{\text{п}} > \rho_{\text{пл}}$ или $\rho_{\text{п}} \approx \rho_{\text{пл}}$.

Отметим следующие особенности поведения поля при наличии проникновения фильтрата раствора в продуктивный пласт.

1. Наиболее благоприятную форму имеют кривые $\Delta\varphi$. С увеличением диаметра зоны проникновения разность фаз меняется от значений, соответствующих однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта (левая асимптота), до показаний, соответствующих промытой зоне (правая асимптота). Кривая $\Delta\varphi$ в интервале между левой и правой асимптотой изменяется практически монотонно. Лишь иногда наблюдаются незначительные ундуляции кривых. Пример зависимости $\Delta\varphi$ от $D_{\text{ЭКВ}}$ приведен на рис. 46.

2. Графики $|h_{z_1}-h_{z_2}|$ при небольших удельных сопротивлениях пласта имеют благоприятную конфигурацию. Однако кривые значительно раньше отходят от левой асимптоты. При высоких (более 40 Ом·м) удельных сопротивлениях пласта кривые $|h_{z_1}-h_{z_2}|$ приобретают сложный вид (рис. 47). На них появляется четко выраженный интерференционный максимум, зависимость разностной амплитуды от диаметра зоны проникновения становится неоднозначной.

Подобные явления выражены меньше на частоте 30 МГц и сильнее проявляются на частоте 60 МГц. В ряде случаев эти особенности в поведении амплитуды вторичного поля могут серьезно осложнить интерпретацию результатов измерений.

3. Кривые зависимости параметров $|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|$ от $D_{\text{ЭКВ}}$ с увеличением диаметра зоны проникновения постепенно отходят от левой асимптоты, соответствующей показаниям в однородной сре-

де с параметрами, равными параметрам пласта, и плавно приближаются к правой асимптоте, соответствующей промытой зоне. Изменение это происходит монотонно. Лишь в тех случаях, когда $\rho_{пп} = \rho_{п}$, на кривых наблюдаются относительно небольшие интерференционные минимумы.

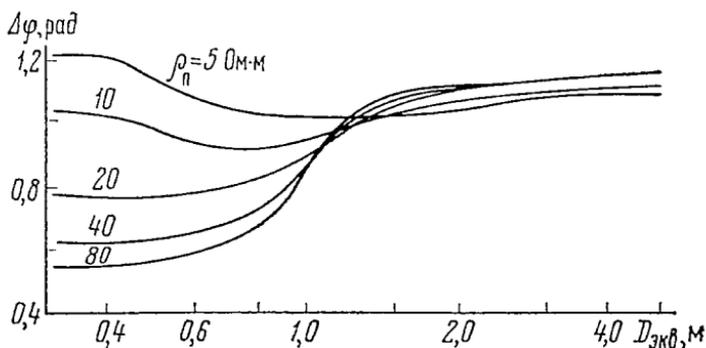


Рис. 46. Зависимость разности фаз от диаметра зоны проникновения.

Зонд И0.2И1.2Г, $f=60$ МГц, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a=0.1$ м, $\epsilon_{пп}^* = 20$,
 $\rho_{пп} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{п}^* = 5$

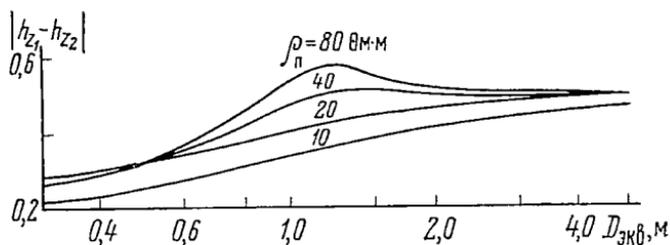


Рис. 47. Зависимость амплитуды $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от диаметра зоны проникновения.

Зонд И0.2И0.8Г, $f=30$ МГц, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a=0.1$ м,
 $\epsilon_{пп}^* = 20$, $\rho_{пп} = 20$ Ом·м, $\epsilon_{п}^* = 5$

4. Вторая относительная характеристика высокочастотного поля $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$, зависящая от диэлектрической проницаемости пород, при понижающем или нулевом проникновении ведет себя с изменением $D_{экв}$ аналогично разности фаз $\Delta\phi$. При повышающем проникновении в продуктивный пласт ($\rho_{пп} > \rho_{п}$) кривые, характеризующие зависимость этой величины от $D_{экв}$, становятся невыразительными, приобретая иногда форму растянутого прогиба. Сле-

дует заметить, что многие характеристики поля в среде, обладающей малой проводимостью и повышенными значениями ϵ (например, $\epsilon^* = 20$, $\rho = 80$ Ом·м), весьма близки к характеристикам в среде с повышенной проводимостью и малыми значениями ϵ (например, $\epsilon^* = 5$, $\rho = 5$). К счастью, последний случай является в известной мере искусственным, поскольку в реальных условиях редко встречаются пласты с малой и высокой проводимостью.

5. С увеличением длины зонда кривые Δf и других параметров позже отходят от левой асимптоты.

Глубинность высокочастотного каротажа

Одним из основных критериев для оценки возможностей высокочастотного каротажа и сравнения его с другими методами является глубина (радиус) исследования. Для объективного сравнения разных методов по глубинности необходимо характеризовать ее количественно. Это требует единого подхода к определению глубинности. Будем исходить из следующих положений.

1. Поскольку основной интерес при каротаже представляет определение истинных параметров пласта (удельное сопротивление, диэлектрическая проницаемость и пр.), глубинность исследования должна характеризоваться радиусом той максимальной по размерам зоны проникновения¹, при которой еще возможно определение параметров пласта с заданной погрешностью².

2. Глубинность исследования следует оценивать для конкретного зонда и геоэлектрической модели. Уместно различать глубинность одного зонда и глубинность комплекса зондов или методов.

3. Глубинность исследования следует отличать от размеров цилиндрической области, в пределах которой распространяется основная часть возбуждаемых генератором электромагнитных колебаний. Последнюю удобно было бы назвать областью распространения.

Итак, под глубинностью будем понимать расстояние от оси скважины до неизменной части пласта, т. е. радиус зоны проникновения, при котором ρ_k (или γ_k) отличается от ρ_n (или γ_n) не более чем на 20%.

В том случае, когда измеряемая характеристика поля является функцией как проводимости, так и диэлектрической проницаемости, глубинность будем определять как расстояние от оси скважины до неизменной части пласта, при котором показания зонда отличаются от показаний в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, не более чем на 20%. Рис. 48 иллюстрирует методику определения глубинности по расчетным кривым. Здесь

¹ В случае использования модели с постепенным изменением параметров в зоне проникновения имеется в виду расстояние от оси скважины до середины интервала с постепенным изменением электрических свойств, т. е. $D_{\text{зпн}}/2$.

² Аналогичный подход к оценке глубинности принят в работе Г. Н. Зверева [45].

показана зависимость измеряемой величины от радиуса зоны проникновения $D/2$. Нанесены также показания в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта $P_{п.одн}$, и зоны проникновения $P_{зп.одн}$, которые являются асимптотами кривой. При малых радиусах зоны проникновения измеряемая величина соответствует показаниям в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта. По мере увеличения диаметра зоны проникновения увеличивается ее влияние и показания принимают промежуточные значения. При достаточно большом радиусе зоны проникновения показания полностью определяются ее влиянием. Глубинность определяется по кривой как абсцисса точки, в которой отсчет отличается на 20% от показаний в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта.

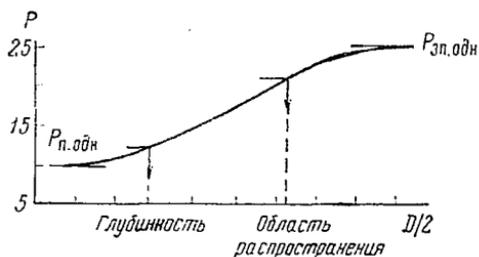


Рис. 48. Определение глубинности исследования по кривым $P=f(D/2)$.
 P — измеряемый параметр

Область распространения выделяется на графике как радиус зоны проникновения, при котором показания отличаются не более чем на 20% от показаний в однородной среде с параметрами, равными параметрам зоны проникновения (трехслойная модель) или промытой зоны (многослойная модель).

Отметим, что с областью распространения связана глубинность комплекса зондов или методов, хотя последняя обычно меньше радиуса области распространения. Под глубинностью комплекса зондов или методов будем понимать максимальный радиус зоны проникновения, при котором с помощью совместной обработки результатов измерений разными зондами можно найти $\rho_{п}$ (или иной параметр) с определенной точностью. Как правило, глубинность комплекса зондов и методов значительно превышает глубинность наибольшего из зондов, входящего в этот комплекс. Аналогичным образом в индукционном каротаже совместная обработка результатов измерения несколькими зондами позволяет определить $\rho_{п}$ в таких случаях, когда влияние пласта на результаты измерений с длинным зондом не является доминирующим.

Для исследования физической стороны явлений, определяющих глубинность высокочастотного каротажа, необходимо проанализировать особенности распространения электромагнитных волн в пласте с проникновением при разных соотношениях между длиной зонда, длиной волны и диаметром зоны проникновения. Чтобы упростить задачу, будем исходить из двухслойной модели среды. Внутренняя полость будет соответствовать зоне проникновения с параметрами $\rho_{зп}$, $\epsilon_{зп}$ и D , внешняя часть среды — неизменной

части пласта с параметрами $\rho_{п}$ и $\epsilon_{п}$. Наличие или отсутствие скважины не меняет сути дела, поскольку трехкатушечные зонды полностью исключают ее влияние.

При наличии проникновения фильтра сигнала к приемнику может прийти либо через пласт в виде боковой волны, либо непосредственно по зоне проникновения. В первом случае относительные характеристики поля, измеряемые трехкатушечным зондом, будут определяться электрическими параметрами пласта, во втором — параметрами зоны проникновения. Глубинность исследования будет, очевидно, соответствовать максимальному радиусу зоны проникновения, при котором в точке приема еще преобладает боковая волна. Поэтому прежде всего следует выяснить, при каких условиях боковая волна будет испытывать существенно меньшее затухание на пути от генератора к приемнику, чем волны, распространяющиеся непосредственно по зоне проникновения. Нетрудно видеть, что затухание будет зависеть от расстояния, которое проходит волна, проводимости среды, по которой она распространяется, и при распространении по цилиндрической полости — от соотношения между длиной волны и диаметром цилиндра.

Будем различать два случая: 1) длина волны в зоне проникновения значительно превышает ее диаметр ($\lambda_{зп} \gg D$). На частотах 1—2 МГц и ниже это условие выполняется при любых реальных параметрах зоны проникновения (см. рис. 18); 2) длина волны меньше или соизмерима с диаметром зоны проникновения ($\lambda_{зп} \leq D$) — этот случай характерен для частот 30—60 МГц при диаметрах зоны проникновения больше 0,8—1 м (см. рис. 17).

Выше показано, что при длине волны, превышающей диаметр цилиндрической полости, прямая волна внутри цилиндра быстро затухает. Поэтому, если $\lambda_{зп} > D$, основную роль должно играть соотношение между длиной зонда² и диаметром зоны проникновения. При длине зонда, превышающей диаметр этой зоны ($L > D$), поле будет приходить в точку приема в виде боковой волны. Если же длина зонда меньше диаметра зоны проникновения ($L < D$), в точке приема преобладает волна, распространяющаяся по зоне проникновения. Таким образом, при $\lambda_{зп} > D$, в частности на частотах 1—2 МГц, решающим фактором, определяющим глубинность исследования, должна являться длина зонда. По мере ее увеличения будет, очевидно, возрастать глубинность исследования, поскольку с ростом L увеличивается максимальный диаметр цилиндра, при котором справедливо соотношение $L > D$ — условие преобладания в точке приема боковой волны. Однако эта зависимость будет наблюдаться лишь в определенных пределах, пока $\lambda_{зп} \gg D$. Поскольку последнее соотношение выполняется на частоте 1 МГц

¹ При плавном изменении параметров в зоне проникновения под диаметром цилиндрической полости будем понимать $D_{зпн}$.

² Под длиной трехкатушечного зонда L понимаем расстояние от удаленной катушки до середины интервала между сближенными катушками.

почти при любых реальных параметрах зоны проникновения, оно справедливее на более низких частотах. Отсюда следует вывод о том, что глубинность исследования с трехкатушечным зондом определенного размера, измеряющим разность фаз или отношение амплитуд, должна сравнительно мало меняться в широком диапазоне частот от десятков килогерц до единиц мегагерц.

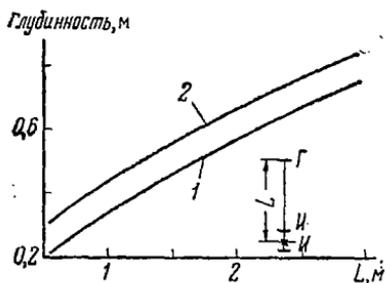


Рис. 49. Зависимость глубинности исследования от длины зонда.

$f=1$ МГц, база зонда $-0,3$ м, $\rho_c = 1$ Ом \cdot м, $a=0,1$ м. 1 — понижающее проникновение $-\rho_{пп}=5$ Ом \cdot м, $\rho_n=40$ Ом \cdot м; 2 — повышающее проникновение $-\rho_{пп}=40$ Ом \cdot м, $\rho_n=5$ Ом \cdot м

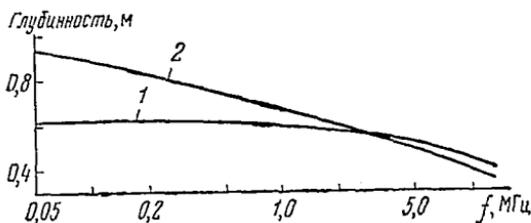


Рис. 50. Зависимость глубинности исследования от частоты поля.

Зонд И0,3И1,7Г, $\rho_c=1$ Ом \cdot м, $a=0,1$ м. 1 — понижающее проникновение $-\rho_{пп}=5$ Ом \cdot м, $\rho_n=40$ Ом \cdot м; 2 — повышающее проникновение $-\rho_{пп}=40$ Ом \cdot м, $\rho_n=5$ Ом \cdot м

Высказанные соображения подтверждаются результатами расчетов. На рис. 49 приведена зависимость глубинности исследования от длины зонда при измерении $\Delta\phi$. Глубинность определена по методике, описанной выше, как радиус зоны проникновения, при котором ρ_k отличается от ρ_n не более чем на 20%. На рис. 49 видна четкая зависимость глубины исследования от длины зонда. В рассмотренных случаях глубинность в среднем равна $(0,3 \div 0,35) L$. Отметим, что глубинность при $\rho_{пп}=40$ Ом \cdot м (кривая 2) несколько выше, чем при $\rho_{пп}=5$ Ом \cdot м (кривая 1). Это обстоятельство вполне закономерно, поскольку длина волны в зоне проникновения в первом случае больше, чем во втором.

На рис. 50 дана зависимость глубинности исследования от частоты поля для зонда И0,3И1,7Г. При изменении частоты в 20 раз от 50 кГц до 1 МГц глубинность меняется в небольших пределах. При повышающем проникновении ($\rho_{пп}=40$ Ом \cdot м, $\rho_n=5$ Ом \cdot м) она уменьшается менее чем на 30%, при понижающем ($\rho_{пп}=5$ Ом \cdot м, $\rho_n=40$ Ом \cdot м) — остается практически неизменной.

На рис. 51 приведены кривые зависимости ρ_k от диаметра зоны проникновения для зондов волнового И0,3И1,7Г и индукционного 6Ф1 каротажа. Рабочая частота в первом случае равна 1 МГц,

во втором — 50 кГц. При понижающем проникновении глубинность зонда ИО,3И1,7Г превосходит глубинность зонда 6Ф1 на 30%, при повышающем — на 20%.

Отметим, что заключение о значительной глубине исследования при соответствующем увеличении длины зонда опирается на расчетные материалы для пластов бесконечной мощности. Если же мощность пласта меньше длины зонда, эти выводы могут по-

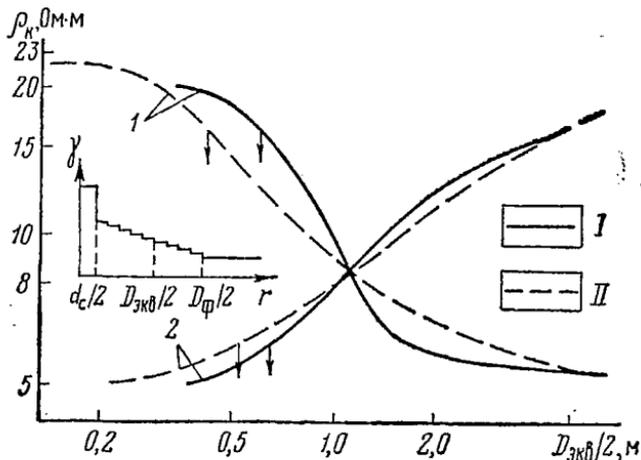


Рис. 51. Зависимость показаний зондов волнового (I) и индукционного (II) каротажа от размеров зоны проникновения.

1 — понижающее проникновение — $\rho_{\text{ПП}} = 5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\rho_{\text{П}} = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$;

2 — повышающее проникновение — $\rho_{\text{ПП}} = 20 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $\rho_{\text{П}} = 5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$.

I — зонд ИО,3И1,7Г, $f = 1 \text{ МГц}$; II — зонд 6Ф1, $f = 50 \text{ кГц}$

требовать известной корректировки, особенно в отношении количественной зависимости глубинности от диаметра зоны проникновения. Для подобных случаев достаточно обоснованные оценки могут быть сделаны лишь на базе решения задачи для пласта ограниченной мощности при наличии зоны проникновения и скважины.

Рассмотрим теперь случай, когда $\lambda_{\text{эл}} \leq D$. При частотах 60—40 МГц длина волны в зоне проникновения составляет 1—1,5 м. Следовательно, ситуация, когда $\lambda_{\text{эл}}$ соизмерима с диаметром зоны проникновения или меньше него, совершенно реальна. Глубинность в этом случае должна быть тесно связана с характером проникновения.

При понижающем проникновении ($\rho_{\text{эл}} < \rho_{\text{п}}$) и заметном различии в значениях $\rho_{\text{эл}}$ и ρ , таком, чтобы затухание в среде с $\rho_{\text{эл}}$ достаточно отличалось от поглощения, в среде с $\rho_{\text{п}}$ будем иметь ситуацию, близкую к рассмотренной выше. При $L > D$ поле в точке

приема будет определяться боковой волной и увеличение длины зонда должно сопровождаться соответствующим увеличением глубинности¹. Этот вывод вытекает из очевидного факта, что при $\rho_{\text{эл}} \ll \rho_{\text{п}}$ затухание прямой волны, распространяющейся по зоне проникновения, будет больше, чем затухание боковой волны, проходящей основную часть пути по более высокоомным вмещающим породам.

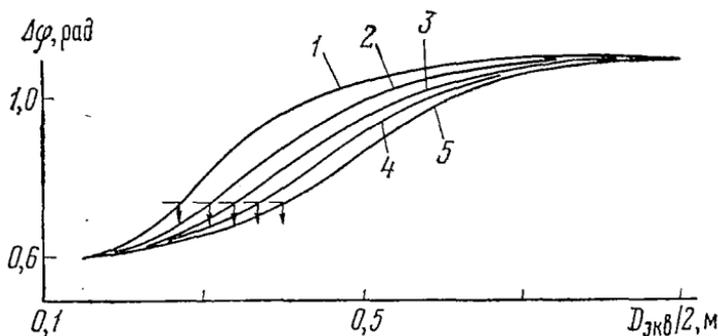


Рис. 52. Зависимость разности фаз от радиуса зоны проникновения при измерениях с зондами разной длины.

База зонда 0,2 м. $f=60$ МГц, $\epsilon_c^*=80$, $\rho_c=1$ Ом·м, $a=0,1$ м, $\epsilon_{\text{пп}}^*=20$.

$\rho_{\text{пп}}=20$ Ом·м, $\epsilon_{\text{п}}^*=5$, $\rho_{\text{п}}=40$ Ом·м. 1 — $L=0,5$ м, 2 — $L=0,7$ м; 3 — $L=0,9$ м, 4 — $L=1,1$ м, 5 — $L=1,3$ м. Стрелками показана глубинность исследования с зондами разной длины

На рис. 52 показано изменение $\Delta\varphi$ в зависимости от $D_{\text{экр}}/2$ для зондов разной длины. Исследуется случай проникновения в продуктивный пласт $\epsilon_{\text{пп}}^*=20$, $\rho_{\text{пп}}=20$ Ом·м, $\epsilon_{\text{п}}^*=5$, $\rho_{\text{п}}=40$ Ом·м. На рисунке хорошо видно, как с увеличением длины зонда возрастает глубина исследования. Отметим, что, несмотря на высокую частоту, глубинность характеризуется неплохими показателями — 0,3—0,4 м. Лишь для самого короткого зонда ($L=0,5$ м) она снижается до 0,27 м.

При повышающем проникновении ($\rho_{\text{эл}} > \rho_{\text{п}}$) и $\lambda_{\text{эл}} \ll D$ ситуация значительно усложняется. При достаточно большой контрастности в сопротивлениях зоны проникновения и пласта и малом сопротивлении последнего зона проникновения может превратиться в своеобразный волновод. Затухание прямой волны, распространяющейся по зоне проникновения, будет гораздо меньше, чем затуха-

¹ Принципиальная возможность не всегда может быть реализована с помощью имеющихся технических средств. Так, например, для обеспечения достаточной глубинности при диаметрах зоны проникновения 1,5—2 м требуются зонды длиной 2—3 м. Из-за сильного поглощения работать с такими зондами на частотах 40—60 МГц можно только в особо благоприятных условиях.

ние боковой волны. В этом случае, независимо от соотношения между длиной зонда и диаметром зоны проникновения, в том числе и при $L > D$, в точке приема будет преобладать прямая волна.

Рис. 53 иллюстрирует возможность возникновения волноводного эффекта. Приведена расчетная зависимость амплитуды поля (двухкатушечный зонд) от радиуса зоны проникновения. При принятых условиях $\lambda_{зп} = 1,12$ м.

Из рис. 53 (кривая 1) видно, что вплоть до $D/2 = 0,55 \div 0,6$ м, т.е. до $D/2 \approx \lambda_{зп}/2$, поле в точке измерения близко к нулю. Это свидетельствует о том, что при $\lambda_{зп} > D$ поле не распространяется по зоне проникновения. Ввиду большого затухания в пласте интенсивность боковой волны здесь также исчезающе мала. Когда диаметр полости становится близким к $\lambda_{зп}$, поле начинает резко возрастать. Все это находится в полном согласии с представлениями, вытекающими из теории волноводов (см. раздел 2). При увеличении $D/2$ с 0,55 до 0,75 м амплитуда поля в точке приема увеличивается в сотни раз и в 30—40 раз превосходит амплитуду поля в воздухе. На том же рисунке приведена кривая 2 для тех же параметров зоны проникновения и пласта, но при наличии скважины с $\rho_c = 1$ Ом·м. Этот расчет выполнен для того, чтобы выяснить, не происходит ли в присутствии хорошо проводящего цилиндра (скважины) канализация поля по зоне проникновения вне зависимости от частоты поля. Иными словами, не является ли система низкоомная скважина — зона проникновения повышенного сопротивления — низкоомный пласт своеобразной коаксиальной линией. Ход кривой 2 позволяет ответить на это предположение отрицательно. Снижение уровня поля при $D/2 > \lambda_{зп}/2$ на кривой 2 по сравнению с кривой 1 объясняется поглощением поля в скважине и отражением от поверхности раздела зона проникновения — скважина.

Таким образом, при $\lambda_{зп} \leq D$ и $\rho_{зп} > \rho_{п}$ глубинность практически

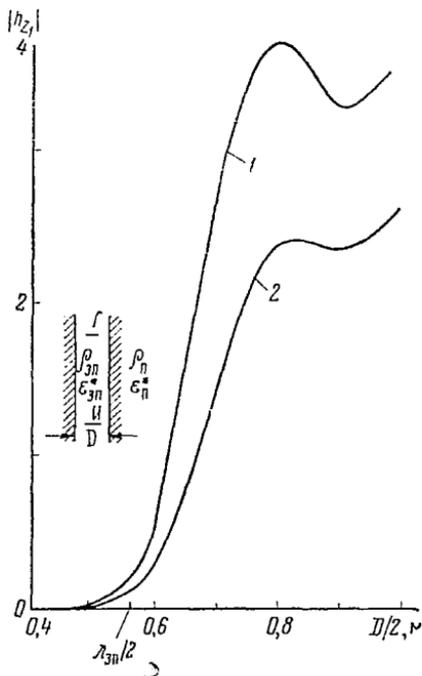


Рис. 53. К возникновению волноводного эффекта при повышающем проникновении.

$f = 60$ МГц, $\epsilon_{зп}^* = 20$, $\rho_{зп} = 80$ Ом·м, $\epsilon_{п}^* = 20$, $\rho_{п} = 2$ Ом·м, $\epsilon_c^* = 80$, $\rho_c = 1$ Ом·м, $a = 0,1$ м. 1 — без учета влияния скважины; 2 — с учетом влияния скважины

будет лимитироваться длиной волны в зоне проникновения. Максимальное значение глубинности будет равно примерно $\lambda_{\text{зп}}/2$.

Для обеспечения такой глубины исследования необходимо, чтобы $L \approx \lambda_{\text{зп}}$. Дальнейшее увеличение длины зонда не даст положительного эффекта. С понижением частоты длина волны в зоне проникновения увеличивается. В этом случае соответствующее увеличение длины зонда должно сопровождаться увеличением глубинности исследования.

Резюмируя сказанное, отметим.

1. Глубинность исследования в методах высокочастотного каротажа, в основном, определяется соотношением между длиной волны в зоне проникновения, диаметром последней и длиной зонда.

2. Вплоть до частот 3—5 МГц, пока $\lambda_{\text{зп}} > D$, глубинность мало зависит от частоты поля, она определяется соотношением между длиной зонда и диаметром зоны проникновения, составляя обычно $(0,3 \div 0,4) L$.

3. На частотах десятки мегагерц, когда $\lambda_{\text{зп}} \leq D$, следует различать случаи повышающего и понижающего проникновения. При повышающем проникновении глубинность ограничивается соотношением между длиной волны в зоне проникновения и диаметром последней. Предельные значения глубинности на частотах 50—60 МГц в этом случае не превышают 0,5—0,6 м. При понижающем проникновении с помощью соответствующего увеличения длины зонда можно добиться больших значений глубинности. Глубинность исследования с зондами длиной 0,8—1 м составляет обычно 0,3—0,4 м.

5

ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОЙ МОЩНОСТИ ПЛАСТА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАРОТАЖА

Одной из главных задач теории электромагнитного каротажа в любой его модификации является исследование поведения поля в присутствии горизонтальных поверхностей раздела, разграничивающих среды с разными электрическими параметрами. В полной мере это относится к высокочастотному электромагнитному каротажу. В качестве основной модели рассматривается пласт конечной мощности. Как и в предыдущих разделах, вначале будут рассмотрены зависимости для двухкатушечного зонда, а затем поведение характеристик поля, измеряемых с помощью трехкатушечного зонда. Поскольку аналитические выражения, описывающие поле в присутствии пласта, имеют сложный интегральный вид (3.60)—(3.65), исследование соответствующих закономерностей осуществляется путем анализа результатов численных расчетов. Как и ранее, для физического истолкования наблюдаемых явлений используются волновые представления.

Двухкатушечный зонд при наличии пласта ограниченной мощности

Токи проводимости значительно превышают токи смещения ($\omega\epsilon_i/\gamma_i \ll 1$).

А. Пласт низкого сопротивления ($\rho_p < \rho_{вм}$). На рис. 54, а приведены графики профилирования для пластов разной мощности¹. Когда мощность пласта H превосходит длину зонда z (кривая 2), значения фазы постепенно возрастают от уровня, соответствующего вмещающим породам, до значений, характерных для однородной среды с электрическими параметрами пласта. Наблю-

¹ На рис. 54 и далее наряду с фазовыми и амплитудными кривыми для сравнения ломаными пунктирными линиями изображены значения соответствующих характеристик в однородной среде с электрическими параметрами, равными параметрам пласта и вмещающих пород.

дается почти линейное изменение фазы на интервалах, равных длине зонда, при расположении генераторной и приемной катушек по разные стороны верхней, а затем нижней границы пласта. Кровля и подошва пласта совпадают с серединой этих интервалов.

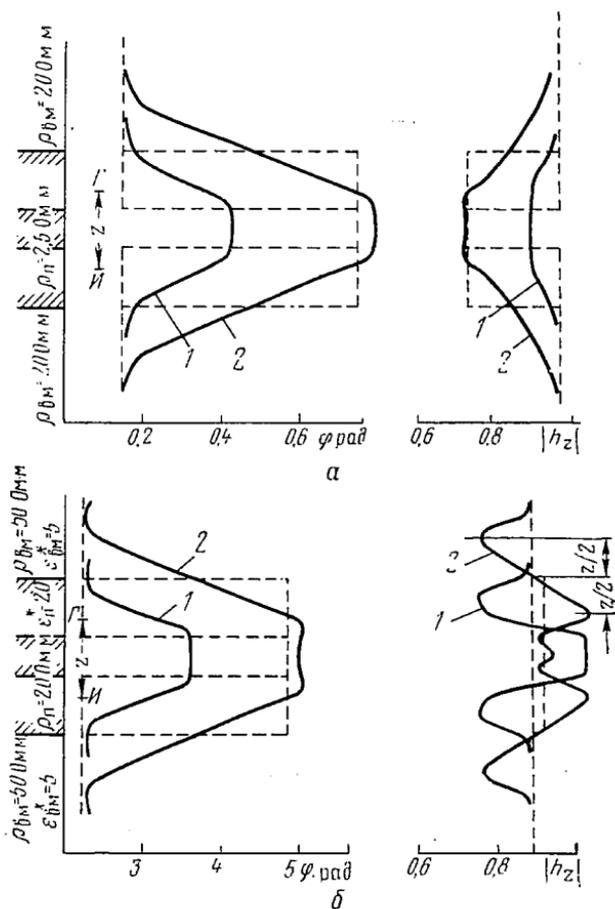


Рис. 54. Форма фазовых и амплитудных кривых для двухкатушечного зонда против пластов ограниченной мощности.

$a - f = 1$ МГц; $b - f = 60$ МГц; $z = 1$ м. 1 — $H = 0,5$ м; 2 — $H = 2$ м

Если мощность пласта меньше длины зонда (кривая 1), значения фазы в средней части кривой меньше показаний, соответствующих пласту бесконечной мощности. В этом случае границы пласта соответствуют концам участка с постоянными значениями фазы, расположенного в средней части кривой.

Амплитудные графики также существенно зависят от соотношения между мощностью пласта и длиной зонда. При $H > z$ (кривая 2) значения амплитуды в средней части кривой равны показаниям в однородной среде с проводимостью, равной проводимости пласта. При $H < z$ амплитуда суммарного поля в середине пласта составляет лишь часть амплитуды при $H > z$. Необходимо отметить, что амплитудные кривые в большей мере, чем фазовые, подвержены влиянию ограниченной мощности пласта. Так, в рассматриваемом примере ($H = 0,5z$) значения амплитуды в середине пласта составляют примерно 30% от ее величины в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, а фазы — 50%.

Б. Пласт высокого сопротивления ($\rho_{\text{п}} > \rho_{\text{вм}}$). Кривые фазы и амплитуды являются как бы отражением соответствующих кривых для рассмотренного выше случая $\rho_{\text{п}} < \rho_{\text{вм}}$. На фазовых кривых пласт высокого сопротивления отмечается минимумом, на амплитудных кривых — максимумом. Все отмеченные закономерности сохраняются в данном случае, разумеется, с учетом обратной конфигурации кривых.

Токи смещения соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega\epsilon_i/\gamma_i > 0,2$). При высокой частоте поля характер фазовых кривых существенно не изменяется (рис. 54, б). Кривые профилирования имеют симметричную форму. При $H > z$ значения фазы меняются от величины, соответствующей вмещающим породам, до значений, характерных для однородной среды с параметрами, равными параметрам пласта. Участок перехода от $\varphi_{\text{вм}}$ до $\varphi_{\text{п}}$, как и в случае частоты 1 МГц, примерно равен длине зонда. Сходный вид имеют кривые на разных частотах и при мощности пласта, меньшей длины зонда. Таким образом, частота поля не оказывает существенного влияния на форму кривой. Степень отличия кажущихся значений фазы от истинного распределения этого параметра при разных положениях зонда в основном определяется соотношением между длиной зонда и мощностью пласта.

Графики амплитуды поля на высоких частотах, напротив, весьма сильно отличаются от аналогичных кривых на частоте 1 МГц. На расстоянии от поверхности раздела, равном половине длины зонда, здесь наблюдаются четко выраженные экстремумы. Их появление можно истолковать как результат интерференции волны, приходящей в точку приема непосредственно от источника, и волны, отраженной от поверхности раздела пласт — вмещающие породы, т. е. интерференции прямой и отраженной волн.

С помощью формулы (2.82) нетрудно определить, что при данных ρ и ϵ пласта и окружающих пород и при расположении источника поля во вмещающих породах фаза коэффициента отражения близка к 180° . Следовательно, в тех случаях, когда зонд располагается во вмещающих породах вблизи поверхности раздела, отраженная волна будет находиться практически в противофазе с прямой волной. В результате их сложения возникает область пониженных значений амплитуды поля. Относительная роль отраженной

волны будет возрастать по мере приближения к поверхности раздела. Максимальное влияние отраженной волны будет наблюдаться при расположении одной из рамок двухкатушечного зонда непосредственно у поверхности раздела. При этом точка записи — середина зонда — будет удалена от границы пласта на расстояние, равное $z/2$. Именно на таком расстоянии от пласта, как хорошо видно из рис. 54, б, находится минимум на амплитудной кривой. Внутри пласта, у поверхности раздела фазы отраженной и падающей волн совпадают и на кривой на расстоянии $z/2$ от границы появляется максимум. При мощности пласта, меньшей длины зонда, интерференционных максимумов в пласте, естественно, не наблюдается. Если параметры вмещающих пород и пласта поменять местами, то $|k_{\text{п}}| < |k_{\text{вм}}|$ и из (2.82) вытекает, что фаза отраженной волны близка к нулю и во вмещающих породах на расстоянии, равном половине длины зонда, на амплитудных кривых будут наблюдаться максимумы, а внутри достаточно мощного пласта — минимумы. Из-за наличия экстремумов амплитудная кривая на высокой частоте приобретает сложный вид и не отражает истинного распределения исследуемого параметра. Заметим, что в рассмотренном ранее случае, когда $\omega\epsilon_i/\gamma_i \ll 1$, т. е. при преобладании в пласте и вмещающих породах токов проводимости, отражения и интерференция волн разных типов, разумеется, тоже происходят. Однако там эти явления приводят к увеличению интервала, в котором происходит переход от значений амплитуды, соответствующих вмещающим породам, до значений, характеризующих пласт, т. е. они сглаживают кривую. Это справедливо лишь для вертикального магнитного диполя. Если в качестве источника используется горизонтальный диполь, то кривые приобретают изрезанный вид. Это можно объяснить, опираясь на (2.85).

Связь между амплитудой поля и мощностью пласта при симметричном расположении двухкатушечного зонда относительно поверхностей раздела исследована в работе [15]. Установлено, что отсчеты против середины пласта соответствуют отсчетам в однородной среде с параметрами пласта при $H/z \geq 2-3$.

Можно сделать вывод о том, что фазовые кривые более благоприятны по форме, чем амплитудные, особенно на частотах в десятки мегагерц. Сложная форма амплитудных кривых делает практически невозможным истолкование результатов измерений с двухкатушечным зондом на высоких частотах.

Трехкатушечный зонд при наличии пласта ограниченной мощности

Токи проводимости много больше токов смещения ($\omega\epsilon_i/\gamma_i \ll 1$). Вначале исследуем форму кривых $\Delta\phi$ против пластов ограниченной мощности.

На рис. 55 изображены графики $\Delta\varphi$ для пластов с малым сопротивлением разной мощности¹. Длина зонда 2,1 м, мощность пластов 0,5; 1; 2 и 4 м. Таким образом, отношение мощности пласта к длине зонда $H/L \approx 0,25; 0,5; 1; 2$.

При мощности пласта, большей или равной длине зонда (рис. 55, в и г), кривая имеет следующий вид (при прослеживании

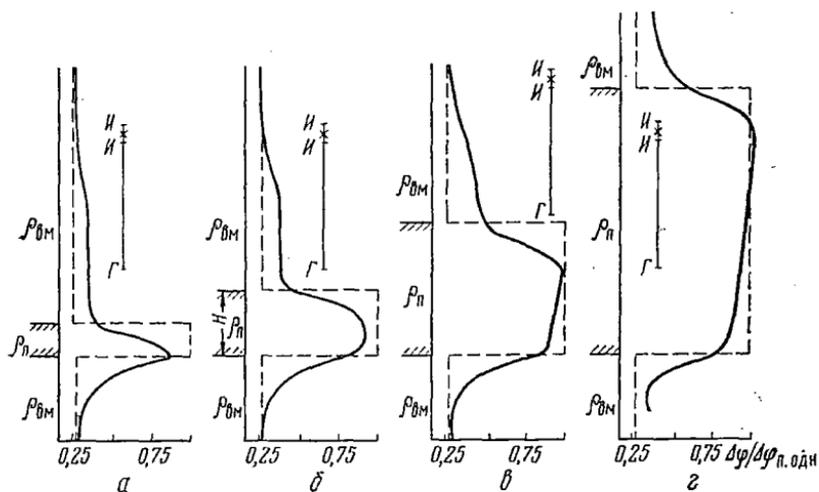


Рис. 55. Кривые разности фаз против пластов малого сопротивления разной мощности.

Зонд ИЮ,2Н2Г, 1 МГц, $\rho_{п}=2,5$ Ом·м, $\rho_{вм}=20$ Ом·м. Мощность пласта H : а — 0,5 м; б — 1 м; в — 2 м; г — 4 м

снизу вверх). При приближении к пласту значения $\Delta\varphi$ повышаются. Вначале повышение происходит плавно, затем круто. Далее скорость подъема кривой резко уменьшается и следует интервал с относительно медленным увеличением $\Delta\varphi$. Точка перехода от крутого подъема к участку с плавным повышением совпадает с подошвой пласта. На расстоянии от кровли, равном примерно $1/8$ длины волны, в пласте на кривой наблюдается максимум. Значения разности фаз в этой точке соответствуют показаниям в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта. Далее наблюдается довольно интенсивный спад кривой, который сменяется участком с плавным уменьшением $\Delta\varphi$. Точка перехода от крутого спада к пологому участку примерно соответствует кровле пласта. Выше кровли пласта на интервале, равном длине зонда, значения $\Delta\varphi$ постепенно снижаются и приближаются к показаниям, соответствующим вмещающим породам. В целом, кривая $\Delta\varphi$, несмотря на асимметричную форму, неплохо отражает истинное рас-

¹ Здесь и на рис. 57—61 значения разности фаз выражены относительно разности фаз в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта.

пределение измеряемого параметра. Характерные точки кривой — точки перехода от крутого подъема к плавному и от крутого спада к постепенному понижению. При мощности пласта, большей или равной длине зонда, расстояние между ними дает истинную мощность пласта. Характерным значением кривой является максимальное значение $\Delta\varphi$. Оно близко к $\Delta\varphi$ для пласта неограниченной мощности.

При мощности пласта, меньшей длины зонда (рис. 55, *a*, и *б*), особенности поведения кривой таковы: при подходе снизу к пласту кривая ведет себя совершенно идентично кривой в случае, рассмотренном выше. В подошве пласта либо наблюдается максимум ($H \approx 0,25 L$), либо наклон кривой уменьшается и следует небольшой участок плавного увеличения значений $\Delta\varphi$. Затем наблюдаются интенсивный спад кривой и переход к участку с плавным изменением измеряемого параметра. Точка перехода соответствует кровле пласта. Выше кровли на интервале, равном длине зонда, за вычетом расстояния, равного мощности пласта, значения разности фаз сохраняются постоянными. Далее они приближаются к показаниям, характерным для вмещающих пород.

Кривые $\Delta\varphi$ для пластов с высоким сопротивлением по форме обратны кривым для пластов с малым сопротивлением. Различие заключается в том, что при $H \leq L$ экстремальные значения кривой в большей мере отличаются от истинных параметров пласта, чем в случае пластов с малым сопротивлением. Причины этого явления рассмотрим несколько позже.

Характер графиков $\Delta\varphi$ против пластов с малым и высоким сопротивлением, причины их отклонения от истинного распределения данного параметра поля можно объяснить, рассматривая отсчет в каждой точке профиля наблюдений как результат интерференции прямой волны и волн, отраженных от подошвы и кровли пласта. На рис. 56 приведены векторные диаграммы, поясняющие характер изменения $\Delta\varphi$ при приближении зонда к породам с высоким и низким удельным сопротивлением. Разберем случай, когда зонд приближается к породам с низким сопротивлением, т. е. когда $\rho_2 < \rho_1$. В соответствии с формулой (2.83) отражение происходит в данном случае с потерей полуволны, т. е. у границы раздела фаза отраженной волны сдвинута на 180° относительно фазы падающей волны¹. На правой диаграмме изображены в виде векторов поле прямой волны $h_{z_2}^n$ в точке, где находится катушка I_2 , несколько меньшее по амплитуде и сдвинутое на угол $\Delta\varphi^n$ поле прямой волны $\bar{h}_{z_1}^n$ в точке I_1 . Поскольку диаграмма построена для случая, когда зонд находится в непосредственной близости от отражающей поверхности, отраженная волна в точке I_1 будет находиться в противофазе с прямой волной. Амплитуда ее будет

¹ Хотя выражение (2.83) действительно для плоской волны, оно вполне может быть использовано в рассматриваемых случаях для объяснения физической стороны явления и качественного анализа результатов строгих расчетов.

зависеть от модуля коэффициента отражения. Вектор, соответствующий отраженной волне в точке I_1 , изображен пунктиром и обозначен индексом $\bar{h}_{z_1}^0$. Далее на диаграмме изображена отраженная волна в точке I_2 . Она сдвинута по фазе относительно вектора $\bar{h}_{z_1}^0$ на угол $\Delta\varphi^0$, близкий по величине $\Delta\varphi^n$. Суммарное поле в

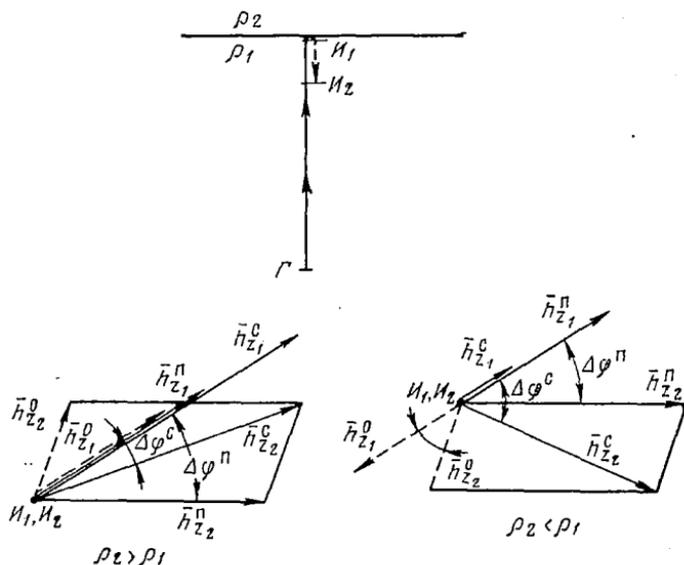


Рис. 56. Векторные диаграммы, поясняющие изменение $\Delta\varphi$ при приближении трехкушечного зонда к поверхности раздела двух сред

точках I_1 и I_2 является результатом интерференции прямого и отраженного поля, т. е.

$$\bar{h}_{z_1}^c = \bar{h}_{z_1}^n + \bar{h}_{z_1}^o; \quad \bar{h}_{z_2}^c = \bar{h}_{z_2}^n + \bar{h}_{z_2}^o.$$

На диаграмме видно, что в рассматриваемом случае, т. е. при $\rho_2 < \rho_1$, фазовый сдвиг между векторами суммарного поля $\Delta\varphi^c$ превышает разность фаз прямого поля, определяемую проводимостью вмещающих пород. Это различие будет максимальным при расположении измерительных катушек в непосредственной близости к контакту и будет уменьшаться по мере удаления зонда от поверхности раздела. При удалении зонда фазовый сдвиг между $\bar{h}_{z_1}^n$ и $\bar{h}_{z_1}^o$ превышает 180° . Он увеличивается за счет набега фазы на пути, который должна пройти отраженная волна от поверхности раздела до приемных катушек. Как нетрудно видеть на векторной диаграмме, это приводит к уменьшению угла $\Delta\varphi^c$ и постепенному приближению его к $\Delta\varphi^n$.

При обратном соотношении сопротивлений, т. е. при $\rho_2 > \rho_1$, картина меняется. Влияние отраженной волны, как следует из диаграммы, изображенной на рис. 56, приводит к уменьшению значения $\Delta\varphi^c$. С удалением зонда от поверхности раздела влияние отраженной волны ослабевает, разность фаз увеличивается и стремится постепенно к значению $\Delta\varphi^n$, т. е. к разности фаз в однородной среде с сопротивлением ρ_1 .

Опираясь на описанные закономерности, проследим ход кривой $\Delta\varphi$, например, для пласта с малым удельным сопротивлением большой мощности (см. рис. 55, *г*). При приближении зонда снизу к подошве пласта наблюдается рост значений $\Delta\varphi$. Это находится в полном соответствии со сделанными выводами об увеличении $\Delta\varphi$ при приближении зонда к контакту с породами, имеющими низкое сопротивление. Рост продолжается до перехода приемных катушек через поверхность раздела. Следующий далее интервал медленного увеличения $\Delta\varphi$ обязан конечной длине зонда и сферичности входящей волны. С увеличением мощности пласта этот участок выполаживается и значение $\Delta\varphi$ совпадает со значениями $\Delta\varphi$ в однородной среде с параметрами пласта: Далее происходит интенсивный спад кривой, который следует рассматривать как результат интерференции прямой волны, распространяющейся от генератора, и волны, отраженной от кровли пласта.

Как было показано, отражения от контакта с высокоомной средой приводят к уменьшению разности фаз, тем более интенсивному, чем ближе к контакту подходят приемные катушки. После перехода приемных катушек через поверхность раздела следует участок плавного уменьшения разности фаз, наличие которого также связано с отличием реальной структуры поля от плоской волны. При плоской волне значение $\Delta\varphi$ после пересечения кровли пласта приемными катушками должно сразу стать равным отсчету в однородной среде с параметрами вмещающих пород.

Аналогично можно объяснить ход кривой $\Delta\varphi$ против низкоомного пласта малой мощности (см. рис. 55, *а*). Уменьшение мощности приводит к выпадению средней части кривой, записанной против мощного пласта. На кривой остаются только те участки, где проявляются отражения от нижней и верхней границ пласта.

Сравнивая кривые $\Delta\varphi$ для мощного и тонкого пластов с малым сопротивлением, можно видеть, что ниже подошвы пласта они полностью совпадают. Это свидетельствует о том, что в обоих случаях волна, отраженная от кровли пласта, сюда практически не доходит. Иначе наблюдалось бы различие этих двух кривых. Как уже отмечалось, высокоомные пласты малой мощности выделяются на кривых $\Delta\varphi$ несколько хуже, чем пласты такой же мощности, но с малым удельным сопротивлением. Причина заключается в том, что волна, отраженная от кровли, в пласте с высоким сопротивлением затухает гораздо меньше, чем в низкоомном слое. При интерференции прямой и отраженной волн роль последней возрастает. Это приводит к большому отличию наблюдаемой разности фаз от

значения $\Delta\varphi$ для однородной среды с параметром, равным параметру пласта. Следовательно, можно прийти к выводу о том, что чем выше проводимость пласта, тем лучше, при прочих равных условиях, он должен выделяться на графиках $\Delta\varphi$.

Удельное сопротивление вмещающей среды при сопротивлении пласта 2—10 Ом·м не имеет большого значения, поскольку, при любом коэффициенте отражения, отраженная волна в пласте все равно быстро затухает. Показания против маломощного пласта с большим сопротивлением, наоборот, зависят от проводимости вмещающих пород. Чем больше $\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{вм}}$, т. е. чем меньше сопротивление вмещающих пород при данном сопротивлении пласта, тем больше коэффициент отражения, интенсивнее отраженная волна, плохо затухающая в высокоомном пласте.

Поэтому пласт хуже выделяется на кривых $\Delta\varphi$. На рис. 57 показаны результаты расчетов, иллюстрирующие зависимость $\Delta\varphi$ от сопротивления пласта и вмещающих пород при фиксированном положении зонда. Мощность пласта немного больше половины длины зонда ($H=1,2$ м, $L=1,85$ м). На рисунке показана область, в пределах которой значения $\Delta\varphi$ отличаются от отсчета в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, не более чем на 20%.

Материалы, приведенные на рис. 57, хорошо иллюстрируют высказанные выше положения.

Представляет интерес проследить зависимость формы кривой $\Delta\varphi$ от длины зонда. На рис. 58 изображены соответствующие кривые для пластов с разным сопротивлением и разной мощности. Из приведенных материалов видно, что двукратное изменение длины зонда не сказывается существенно на характере кривых против маломощного пласта и против пласта, мощность которого соизмерима с длиной зонда или превышает ее. С увеличением длины зонда наблюдается даже большее соответствие кажущихся значений измеряемого параметра его истинным значениям. Этот факт объясняется тем, что с увеличением длины зонда в точке измерения меньше чувствуется сферичность волны, поле по структуре становится ближе к однородному.

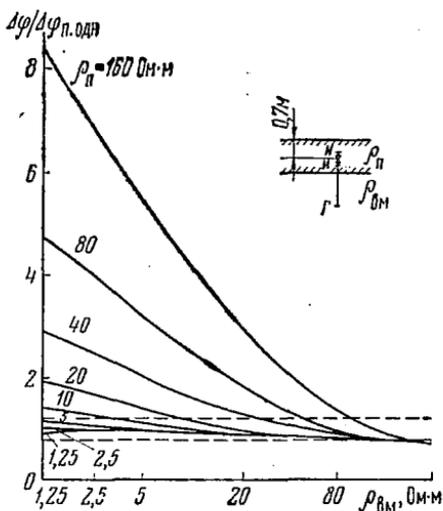


Рис. 57. Зависимость разности фаз от сопротивления пласта и вмещающих пород.

Зонд 110,3111,7Г, $f=1$ МГц, $H=1,2$ м. Пунктирные линии — границы области, в пределах которой значения $\Delta\varphi$ отличаются от отсчета в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, не более чем на 20%

Поведение кривых $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ против пластов с малым сопротивлением существенно отличается от кривых $\Delta\varphi$. Значения амплитуды вторичного поля в нижней части пласта намного превышают значения $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ для однородной среды с сопротивлением $\rho_{\text{п}}$. Как в случае мощного, так и в случае тонкого пласта это превы-

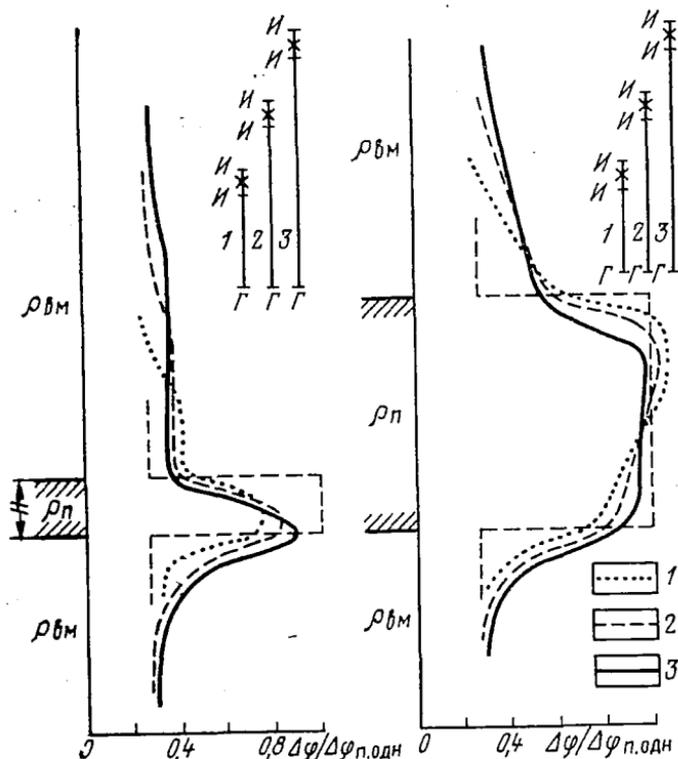


Рис. 58. Кривые разности фаз против пластов ограниченной мощности для зондов разной длины.

l — 1 МГц, $\rho_{\text{п}} = 2,5$ Ом · м, $\rho_{\text{вм}} = 20$ Ом · м. 1 — зонд 110,2110,8Г;
2 — зонд 110,2111,4Г; 3 — зонд 110,2112Г. $H = 0,5$ и 2 м

шение одинаково. Величина его зависит от соотношения удельных сопротивлений пласта и вмещающих пород и длины зонда. С уменьшением длины зонда расхождение между величиной $|h_{z_1} - h_{z_2}|_{\text{одн}}$ и кривой $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ уменьшается. Существенные отклонения кривой $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от истинного распределения этого параметра наблюдаются на границе высокоомного пласта и низкоомных вмещающих пород. Наблюдаемые отличия кажущихся значений величины $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ от ее истинных значений также могут быть пояснены с помощью диаграмм, подобных приведенным на рис. 56. В частности, можно показать, что интерференция прямых

и отраженных волн вблизи контакта высокоомных пород с породами, имеющими низкое сопротивление, приводит в случае плоской волны, т. е. при длинных зондах, к существенному завышению величины $|h_{z_1} - h_{z_2}|$. В целом можно утверждать, что кривые $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ в случае пластов ограниченной мощности гораздо хуже отражают истинное распределение удельного сопротивления пласта, чем кривая $\Delta\varphi$. Как показывают расчеты, кривые отношения $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ против пластов ограниченной мощности по форме весьма сходны с кривыми $\Delta\varphi$. Подошва пласта малой мощности с малым сопротивлением отмечается на кривой максимумом, подошва пласта большой мощности — переходом от крутого подъема кривой к участку с плавным ее увеличением. Кривая пласта отмечается так же, как на фазовых кривых. Конфигурация кривых над кровлей пласта подобна форме фазовых кривых. Фазовые кривые и кривые отношения амплитуд в случае одиночного пласта высокого сопротивления близки по форме. Проводя детальное сопоставление фазовых кривых и кривых отношения амплитуд, можно отметить несколько более благоприятную форму фазовых графиков, в частности, большее соответствие показаний в маломощном пласте истинным значениям измеряемого параметра. Однако эти различия носят второстепенный характер и не являются сколько-нибудь существенными.

Для определения сопротивления пород, пройденных скважиной, можно использовать еще одну относительную характеристику поля $|h_{z_1}/h_{z_2}|$. Однако, как показывают соответствующие расчеты, кривые профилирования против пластов малой мощности имеют сглаженную невыразительную форму. Данную величину следует считать менее благоприятной для исследования проводимости пород, чем разность фаз $\Delta\varphi$ или отношение $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$.

Токи смещения соизмеримы с токами проводимости или превышают их ($\omega\epsilon_i/\gamma_i > 0,2$). Рассмотрим форму кривых $\Delta\varphi$ против пластов ограниченной мощности с высокой диэлектрической проницаемостью. На рис. 59 изображены графики $\Delta\varphi$ для пластов с высокой поляризуемостью. Форма кривых $\Delta\varphi$ во многом сходна с формой графиков $\Delta\varphi$ для пластов с малым сопротивлением, приведенных на рис. 55. Поляризующиеся пласты, как и хорошо проводящие слои, отмечаются повышенными значениями $\Delta\varphi$. При мощности пласта 1—2 м и расположении приемных катушек выше генераторной рамки фазовая кривая слегка асимметрична. В нижней части пласта значения $\Delta\varphi$ несколько меньше, чем в верхней. Подошва пласта совпадает с точкой перехода от крутого подъема кривой к плавному увеличению значений $\Delta\varphi$; кровля — с точкой перехода от крутого спада к плавному. Конфигурация кривой очень хорошо отражает истинное распределение $\Delta\varphi$ по вертикали. При мощности пласта 0,5 м и менее кривые имеют вид одиночного максимума. При $H=0,5$ м положение максимума совпадает с серединой пласта, при $H=0,25$ м максимум совпадает с подошвой пласта.

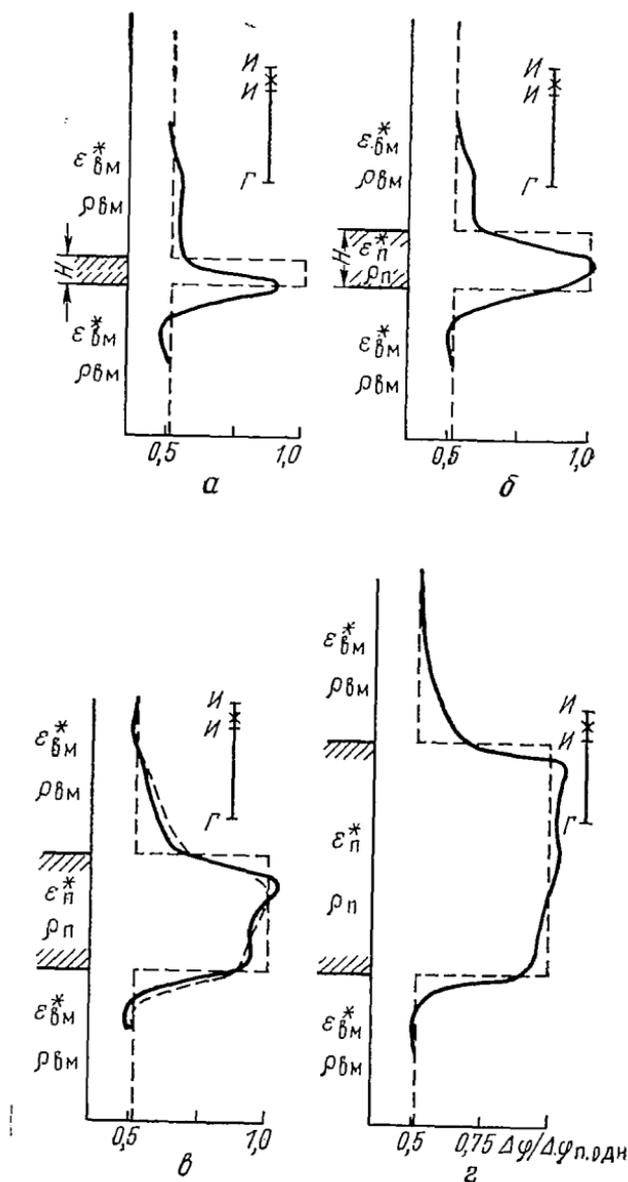


Рис. 59. Кривые разности фаз против пластов с высокой диэлектрической проницаемостью.

Зонд И0,2И0,8Г, $i=60$ МГц, $\epsilon_{\text{п}}^*=20$, $\rho_{\text{п}}=20$ Ом·м, $\epsilon_{\text{вм}}^*=5$, $\rho_{\text{вм}}=50$ Ом·м, а — $H=0,25$ м;

б — $H=0,3$ м; в — $H=1$ м, пунктир — кривая $\Delta\varphi$ на частоте 30 МГц; г — $H=2$ м

Выше кровли на интервале, равном длине зонда, за вычетом мощности пласта значения $\Delta\varphi$ сохраняются постоянными, а затем постепенно приближаются к показаниям, соответствующим однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта.

Основные особенности поведения кривых профилирования на частотах десятки мегагерц, как и в предыдущем случае, можно объяснить исходя из представлений об интерференции прямых волн и волн, отраженных от подошвы и кровли пласта.

Сравнивая фазовые кривые против одиночных пластов для частот 1 и 60 МГц, отметим следующие особенности кривых для частоты 60 МГц. На высокой частоте пласт отмечается более четко, конфигурация кривой $\Delta\varphi$ больше соответствует идеальной вертикальной характеристике зонда. Ниже кровли и ниже подошвы пласта на расстоянии, равном приблизительно $1/4$ длины волны в среде, на кривой наблюдаются небольшие максимумы и минимумы — следствие интерференции прямой волны и волны, отраженной от кровли или подошвы пласта.

Необходимо отметить чрезвычайно высокую, по существу предельную для принятых в настоящее время масштабов записи, разрешающую способность кривых $\Delta\varphi$, получаемых с трехкатушечным зондом метровой длины и базой 0,2 м. Действительно, как видно из рис. 59, пласт мощностью 0,25 м четко отмечается на кривой $\Delta\varphi$, причем ширина максимума на половине его высоты примерно равна мощности пласта. При масштабе записи 1 : 200 ширина максимума на диаграмме составит 1 мм.

Кривые $\Delta\varphi$ против пластов с малой диэлектрической проницаемостью, залегающих в сильно поляризующейся среде, по форме обратны графикам $\Delta\varphi$ для пластов с высокой поляризуемостью. Кривые $\Delta\varphi$ для пластов с малой диэлектрической проницаемостью, за исключением самых тонких пластов, также хорошо отражают истинное распределение изучаемого параметра.

Рассмотрим влияние длины зонда и его базы на форму кривых $\Delta\varphi$ при частотах, равных десяткам мегагерц. Расчеты показывают, что на высоких частотах конфигурация кривых $\Delta\varphi$ почти не зависит от длины зонда. Влияние этого фактора проявляется здесь еще меньше, чем на частоте 1 МГц. Если учесть, что длина волны на частоте 60 МГц намного короче, чем на частоте 1 МГц, это следует считать вполне закономерным.

Расстояние между приемными катушками (база зонда Δz) также мало сказывается на форме рассматриваемых кривых, если оно меньше мощности пласта ($\Delta z < H$). Результаты расчетов, подтверждающие этот тезис, приведены на рис. 60, б. Увеличение Δz в 4 раза (с 0,1 до 0,4 м) приводит лишь к незначительному выполаживанию кривой у подошвы и кровли пласта. В случае, когда база зонда равна или превышает мощность пласта, конфигурация и амплитуда кривой против пласта в сильной мере зависят от соотношения база — мощность пласта. На рис. 60, а хорошо видно,

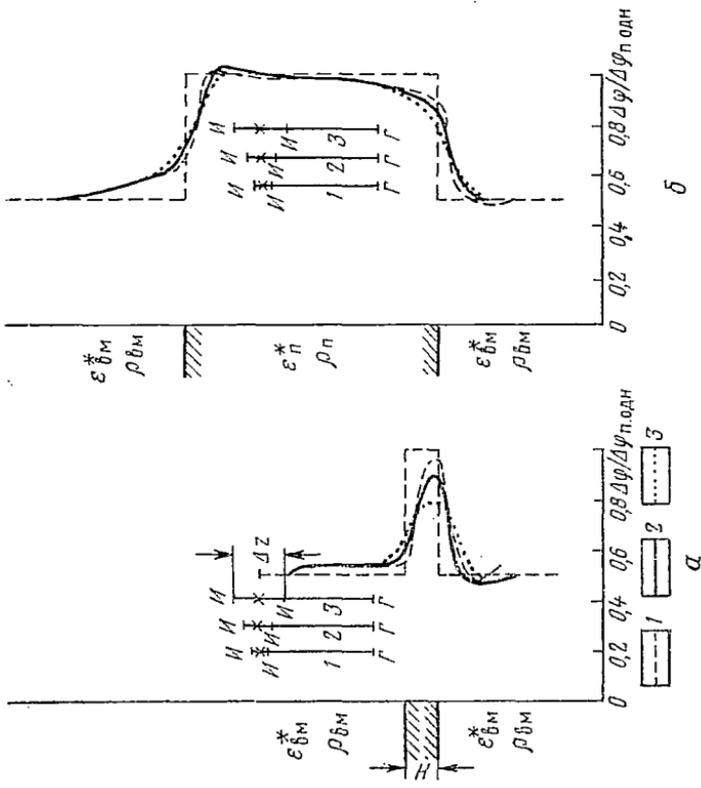


Рис. 60. Кривые разности фаз для зондов с разной базой.

$f=60$ МГц, $\epsilon_{п}^*=20$, $\rho_{п}=20$ Ом · м, $\epsilon_{вм}^*=5$, $\rho_{вм}=50$ Ом · м. а — $H=0,25$ м; б — $H=2$ м. 1 — зонд И0,1110,85Г; 2 — зонд И0,2110,8Г; 3 — зонд И0,4110,7Г

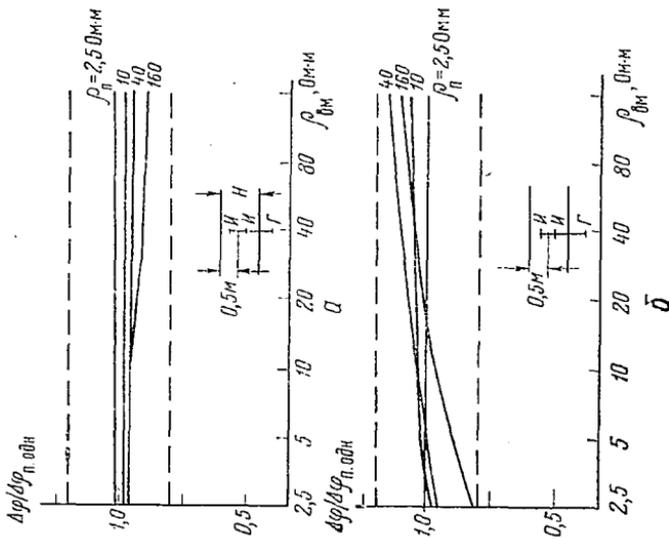


Рис. 61. Зависимость разности фаз от сопро-
тивления вмещающих пород.

Зонд И0,2110,8Г, $f=60$ МГц, $H=1,2$ м. а — $\epsilon_{п}^*=20$,

$\epsilon_{вм}^*=5$; б — $\epsilon_{п}^*=5$, $\epsilon_{вм}^*=20$

как уменьшаются показания против маломощного пласта с увеличением отношения $\Delta z/H$.

Таким образом, разрешающая способность при измерении в значительной мере определяется величиной базы и практически не зависит от длины зонда.

Из рис. 59 можно заключить, что при мощности пласта 0,8—1 м и выше кажущиеся значения измеряемого параметра $\Delta\varphi$ в середине пласта близки к его истинным значениям. Расчетные материалы, приведенные на рис. 61, показывают, что этот вывод остается справедливым при изменении электрических параметров пласта и вмещающих пород в довольно широких пределах.

Отметим еще одно важное обстоятельство. Изменение частоты поля в 2—3 раза не меняет существенно форму кривых против пластов ограниченной мощности (см. рис. 59, в). Влияние длины зонда и его базы на результаты измерения с изменением частоты остается примерно таким же, как на частоте 60 МГц. Материалы, приведенные в настоящем разделе, характеризуют особенности кривых профилирования не только на частоте 60 МГц, но практически во всем частотном диапазоне, используемом при измерении диэлектрической проницаемости.

Как будет показано в разделе 6, существующая в настоящее время аппаратура волнового диэлектрического каротажа не позволяет измерять непосредственно разность фаз $\Delta\varphi$, а обеспечивает измерение $\sin(\Delta\varphi/2)$. Аппаратура диэлектрического каротажа АДК-1, разрабатываемая в Киевском ОКБ геофизического приборостроения, рассчитана на измерение $\cos\Delta\varphi$. Возникает вопрос о том, насколько материалы о форме кривых ВДК, приведенные выше, соответствуют реальным кривым.

Конфигурация кривых $\sin(\Delta\varphi/2)$ практически идентична конфигурации кривых $\Delta\varphi$. Действительно, как можно видеть из данных, приведенных на рис. 14, величина $\Delta\varphi$ обычно меняется в пределах от 0,2 до 1,6 рад. Следовательно, $\Delta\varphi/2$ составляет 0,1—0,8 рад. При таких значениях аргумента синус меняется практически линейно.

Что касается кривых $\cos\Delta\varphi$, то благодаря начальному сдвигу фаз, вводимому в измерительный канал и равному 45° , также имеет место линейная связь между $\cos\Delta\varphi$ и $\Delta\varphi$. Правда, кривые $\cos\Delta\varphi$ имеют обратную конфигурацию по сравнению с кривыми $\Delta\varphi$. Повышенным значениям на кривых $\Delta\varphi$ соответствуют участки пониженных значений $\cos\Delta\varphi$ и наоборот. Изменив полярность напряжения, подаваемого со скважинного снаряда на регистратор, можно получить кривые, соответствующие по форме кривым $\Delta\varphi$.

Обратимся теперь к рассмотрению формы кривых амплитуды вторичного поля $\{h_{z_1}-h_{z_2}\}$ против одиночного пласта. На рис. 62 приведены соответствующие графики для пластов разной мощности и поляризуемости.

Характеризуя особенности поведения кривых $\{h_{z_1}-h_{z_2}\}$ против одиночных пластов в поляризующихся средах, отметим, что

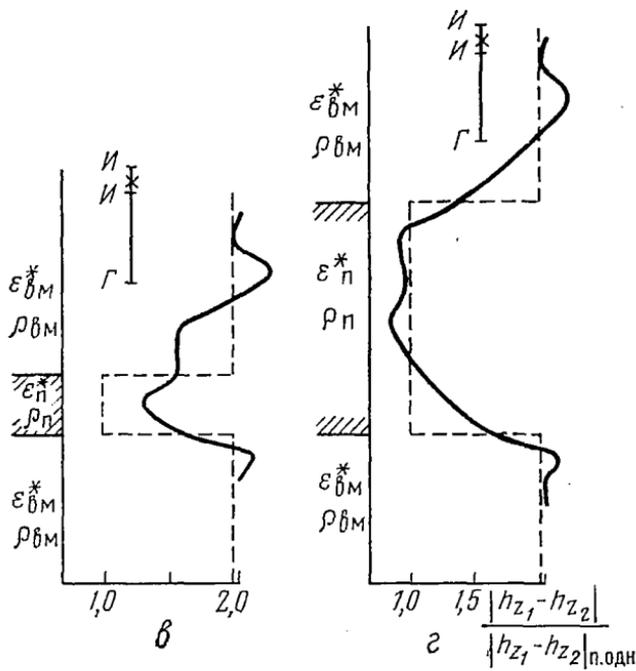
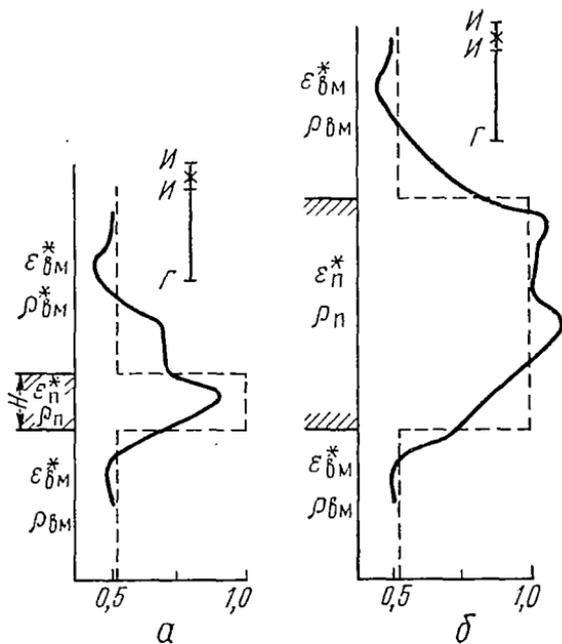


Рис. 62. Кривые амплитуды $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ против пластов с высокой и низкой диэлектрической проницаемостью.

Зонд 110,2110,8Г, $f=60$ МГц.
 а, б — $\epsilon_{\pi}^* = 20$, $\rho_{\pi} = 20$ Ом · м.

$\epsilon_{\delta M}^* = 5$, $\rho_{\delta M} = 50$ Ом · м. а — $H = 0,5$ м; б — $H = 2$ м; в, г — $\epsilon_{\pi}^* = 5$, $\rho_{\pi} = 50$ Ом · м. $\epsilon_{\delta M}^* = 20$, $\rho_{\delta M} = 20$ Ом · м; в — $H = 0,5$ м; г — $H = 2$ м

форма их по сравнению с фазовыми кривыми значительно усложнена. В первую очередь это относится к пластам малой мощности. Если значения амплитуды вторичного поля в средней части пластов, мощность которых превышает длину зонда, близки к показаниям в однородной среде с параметрами, равными параметрам пласта, то в маломощных пластах значения $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ могут существенно отличаться от этого уровня. Кривые против маломощных пластов резко асимметричны. По конфигурации они напоминают кривые кажущегося сопротивления для кровельного градиент-зонда.

Характеризуя поведение кривых отношения амплитуд против одиночного пласта, отметим следующее.

Анализ расчетных данных позволяет утверждать, что при измерении отношений $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_2}|$ мы имеем такие же благоприятные вертикальные характеристики, как и при регистрации разности фаз. Все выводы, сделанные ранее в отношении влияния длины зонда, величины базы и т. п. на поведение кривых, справедливы и для этих характеристик поля.

Можно упомянуть еще о параметре — отношении амплитуд $|h_{z_1}/h_{z_2}|$. На частотах в десятки мегагерц эти кривые против пластов мощностью 0,5—2 м имеют настолько сложный и изрезанный вид, что совершенно не отражают истинного распределения этого параметра. Поэтому практическое использование данного параметра возможно только при большой мощности пластов.

Поле в пластах конечной мощности с учетом влияния скважины

В разделе 3 дано приближенное решение задачи о поле вертикального магнитного диполя на оси скважины. На этой основе можно построить способ решения задач электромагнитного каротажа для случая скважина — пласт ограниченной мощности. Физической предпосылкой данного способа является предположение о приходе сигнала в точку приема в виде боковой волны. Особенность его заключается в том, что в отличие от способа расчета, основанного на теории малого параметра, здесь не накладывается ограничений на величину фазовых сдвигов в среде. Поэтому данный способ применим при низких и высоких частотах, в частности при частотах десятки мегагерц.

Как было показано ранее (3.22), поле приходит в точку приема в виде боковой волны при выполнении условия $z \gg (3 \div 4) a$. При соблюдении дополнительного условия¹ $|k_1| \gg |k_2|$, где k_1 и k_2 — волновые числа скважины и окружающих пород, поле в двухслойной среде — скважина — пласт бесконечной мощности определяется простым выражением (3.22). Влияние скважины и влияние вмещающих пород на поле в точке приема здесь полностью разделено. Влияние внешней среды описывается числите-

¹ На практике это условие обычно выполняется.

лем, влияние скважины — знаменателем. Иными словами, распространение поля во внешней среде не зависит от параметров скважины. Этим обстоятельством можно воспользоваться для построения подобного решения в более сложных случаях, например, для скважины в горизонтально-слоистой среде. При выполнении условий $z \gg (3-4) a$ и $|k_1| \gg |k_2|$ структура решения должна быть аналогичной (3.22). В числителе — член, описывающий распространение поля во вмещающей среде, в знаменателе — член, учитывающий влияние скважины. В случае пласта ограниченной мощности будем иметь для двухкатушечного зонда на оси скважины.

$$h_z = h_z(\alpha, \alpha_1, \lambda_i) / J_0^2(k_1 a), \quad (5.1)$$

где $h_z(\alpha, \alpha_1, \lambda_i)$ — поле магнитного диполя при наличии пласта ограниченной мощности, определяемое выражениями (3.60) — (3.65).

Практические расчеты амплитуды и фазы поля при $\omega \epsilon_c^* / \gamma_c \ll 1$ удобно проводить по формулам

$$|h_z| = \frac{|h_z(\alpha, \alpha_1, \lambda_i)|}{b_0^2}; \quad (5.2)$$

$$\varphi = \varphi(\alpha, \alpha_1, \lambda_i) + 2\beta_0, \quad (5.3)$$

где $|h_z(\alpha, \alpha_1, \lambda_i)|$ и $\varphi(\alpha, \alpha_1, \lambda_i)$ — амплитуда и фаза поля диполя при наличии пласта ограниченной мощности; b_0 и β_0 — модуль и аргумент функций Кельвина.

С помощью выражений (5.2) и (5.3) можно вычислить амплитудные и фазовые кривые профилирования с двухкатушечным зондом, графики амплитуды вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ против пластов ограниченной мощности при разных параметрах скважины.

На рис. 63 в качестве примера приведены расчетные кривые амплитуды вторичного поля на частоте 30 МГц при разных удельных сопротивлениях бурового раствора и двух диаметрах скважины — 0,2 и 0,3 м. На рис. 63 хорошо видно, насколько сильно искажаются кривые амплитуды вторичного поля при увеличении диаметра скважины и изменении удельного сопротивления бурового раствора. Уменьшение ρ_c ведет к выполаживанию кривых $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, снижению измеряемых значений $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ по сравнению с истинными как против пласта, так и против вмещающих пород. Увеличение ρ_c в таких пределах, когда $\omega \epsilon_c^* / \gamma_c \geq 0.2$, ведет к завышению измеряемых значений $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, более резким формам кривой.

С помощью формул (5.2) и (5.3) при известных значениях удельного сопротивления бурового раствора и диаметра скважины можно учесть искажающее влияние скважины, вводя в наблюдаемые значения соответствующие поправки.

Что касается относительных характеристик поля — разности фаз и отношения амплитуд, то, как вытекает из выражений (5.2) и (5.3), они не зависят от влияния скважины при любых ее параметрах и любой частоте поля, если выполняются условия, принятые при получении формул (3.22) и (5.1). Речь здесь, разумеется, идет об идеальной модели скважины без каверы.

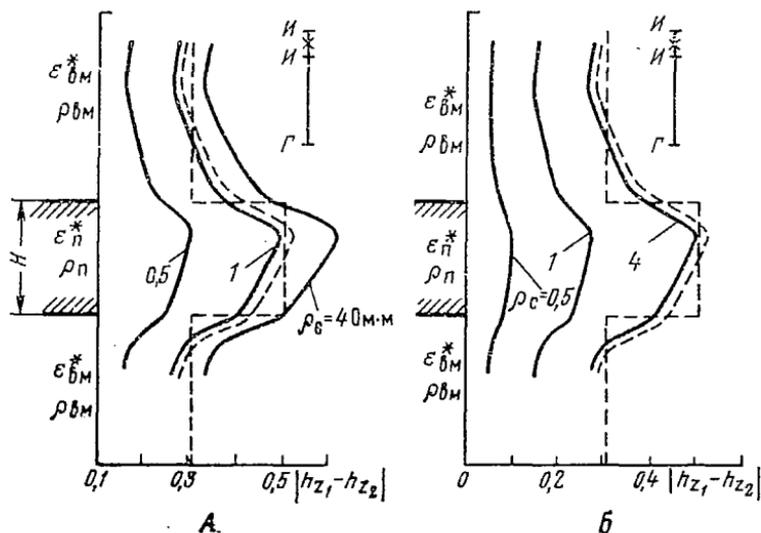


Рис. 63. Кривые амплитуды $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ против пласта ограниченной мощности с учетом влияния скважины.

Зонд Н0,2Н0,8Г, $f=30$ МГц, $\epsilon_n^*=20$, $\rho_n=20$ Ом·м, $\epsilon_{вм}^*=5$, $\rho_{вм}=50$ Ом·м. Пунктирная кривая — амплитуда $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ без учета влияния скважины. А — $a=0,1$ м; Б — $a=0,15$ м

Приведенные выше материалы позволяют сделать следующие выводы.

1. При измерениях с трехкатушечным зондом наиболее благоприятную форму против пластов ограниченной мощности имеют кривые относительных величин $\Delta\varphi$, $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$, $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_2}|$. Под благоприятной формой подразумевается степень соответствия измеряемых параметров их истинному распределению.

2. Форма кривых зависит, в основном, от соотношения между длиной волны в породах и мощностью пласта и соотношения между мощностью пласта и базой зонда, т. е. от расстояния между приемными катушками.

3. Чем меньше длина волны в среде, т. е. чем выше частота поля, ниже удельное сопротивление, выше диэлектрическая проницаемость, тем четче выделяется одиночный пласт. В частности,

вертикальная характеристика кривых на частоте 60 МГц несколько благоприятнее, чем на частоте 1 МГц, пласты повышенной проводимости отмечаются лучше, чем высокоомные слои и т. д. Однако в пределах 2—3-кратного изменения частоты конфигурация кривых практически не изменяется.

4. Разрешающая способность при прочих равных условиях зависит от базы зонда. Чем меньше база, тем более тонкие пласты выделяются на графиках профилирования. Однако если база меньше мощности пласта, ее величина не оказывает существенно влияния на конфигурацию кривой.

5. Изменение длины зонда на частотах в десятки мегагерц не влияет существенно на конфигурацию кривых волнового каротажа. На частотах, равных единицам мегагерц, с увеличением длины зонда форма кривых улучшается. Причина заключается в том, что с увеличением длины зонда поле по структуре приближается к однородному. Независимость вертикальной характеристики зонда от его длины или улучшение этой характеристики с ростом длины зонда является одной из важных особенностей волнового диэлектрического каротажа и волнового каротажа проводимости.

6. Кривые амплитуды вторичного поля $|h_z, -h_z|$ имеют менее благоприятную вертикальную характеристику, чем кривые разности фаз или отношения амплитуды вторичного поля к суммарному. Это справедливо как для частот 30—60 МГц, так и для частот порядка единиц МГц.

7. На частотах десятки мегагерц показания в средней части пластов мощностью 0,8—1 м и выше практически (с точностью до 10—15%) не зависят от влияния вмещающих пород.

8. Основные особенности формы кривых высокочастотного каротажа удобно объяснять исходя из представлений об интерференции прямых и отраженных от поверхностей раздела электромагнитных колебаний.

6

АППАРАТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАРОТАЖА

Основные параметры аппаратуры и зонда

Рассмотрим параметры аппаратуры, определяющие решение геофизической задачи: измеряемую характеристику поля, частоту, длину зонда, его базу. Требования к электронной части аппаратуры (чувствительность, динамический диапазон и т. п.) рассматриваются при описании отдельных видов скважинных приборов.

Параметры аппаратуры диэлектрического каротажа

При обосновании параметров аппаратуры будем исходить из следующих условий: а) аппаратура должна обеспечить возможность измерения диэлектрической проницаемости в породах с удельным сопротивлением 4—5 Ом·м и выше; б) глубинность ее должна составлять не менее 0,3 м; в) на кривых должны фиксироваться пласты мощностью 0,4—0,5 м и выше. Эти условия учитывают требования к геологическим результатам диэлектрического каротажа и, с другой стороны, отражают ограничения метода, связанные с использованием электромагнитных полей высокой частоты. Сформулированные условия вытекают из результатов анализа поведения высокочастотного поля в присутствии скважины, зоны проникновения и пласта ограниченной мощности.

Измеряемый параметр. Как показано в разделе 2, для измерения диэлектрической проницаемости можно использовать разные характеристики высокочастотного поля. Практический интерес представляют в первую очередь две величины — разность фаз $\Delta\varphi$ и амплитуда вторичного поля $\{h_{z_1}, -h_{z_2}\}$. Напомним, что каждая из них зависит от диэлектрической проницаемости среды и в той или иной мере от сопротивления пород (см. рис. 14 и 23). Поэтому для определения ϵ по результатам измерений в большинстве случаев требуется введение поправки на влияние сопротивления. Необходимые данные обычно берутся с диаграмм элек-

трического каротажа. Сравнивая между собой параметры $\Delta\varphi$ и $|h_{z_1} - h_{z_2}|$, отметим следующее. Первый из них позволяет избавиться от влияния скважины (см. раздел 4), при достаточно высоких частотах он сравнительно мало подвержен влиянию сопротивления пород (см. раздел 2), кривые $\Delta\varphi$ имеют благоприятную форму против пластов ограниченной мощности (см. раздел 5). Напротив, амплитуда вторичного поля при малом сопротивлении бурового раствора сильно зависит от влияния скважины (раздел 4). Кривые этого параметра против пластов ограниченной мощности имеют менее благоприятную форму, чем кривые $\Delta\varphi$ (см. раздел 5). В ряде случаев кривые $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ в большей мере, чем фазовые, подвержены искажениям при наличии проникновения фильтра бурового раствора в пласт. Эти обстоятельства позволяют считать, что разность фаз является более подходящим параметром для измерения диэлектрической проницаемости пород, чем амплитуда вторичного поля. Тем не менее было бы, по-видимому, неправильно полностью отказаться от амплитудных измерений. Наряду с отмеченными недостатками этот параметр имеет и положительную сторону. Как показывают расчеты, при работе на частоте 20—30 МГц в породах с небольшими значениями ρ измерения амплитуды вторичного поля в благоприятных условиях могут обеспечить большую точность определения ϵ , чем измерения разности фаз. На рис. 64 приведены значения относительной погрешности определения ϵ вычисленные для однородной среды по формуле

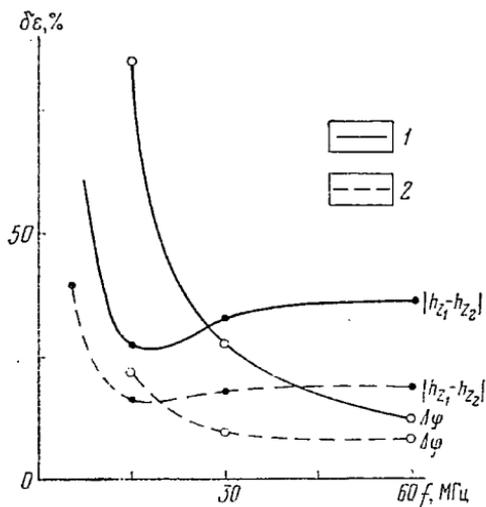


Рис. 64. Зависимость погрешности определения ϵ от частоты поля.

Однородная среда, зонд НО.2Н0.8Г, $\epsilon^* = 20$.
 1 — $\rho = 20$ Ом · м; 2 — $\rho = 80$ Ом · м

в благоприятных условиях могут обеспечить большую точность определения ϵ , чем измерения разности фаз. На рис. 64 приведены значения относительной погрешности определения ϵ вычисленные для однородной среды по формуле

$$\delta_{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial \Pi} \Delta \Pi \cdot 100 + \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \Delta \rho \cdot 100, \quad (6.1)$$

где Π — измеряемый параметр высокочастотного поля; $\Delta \Pi$ — абсолютная ошибка измерения; $\Delta \rho$ — абсолютная ошибка в значении удельного сопротивления.

При расчетах принято, что $\Delta \Pi$ составляет 5% от измеряемой величины, а $\Delta \rho$ — 30% от истинного значения ρ . Большая погрешность для ρ принята потому, что значения ρ как отмечалось

выше, берутся с диаграмм КС. Структура поля, радиус исследования, степень влияния скважины в методах постоянного тока и высокочастотного каротажа существенно различны. На рис. 64 видно, что погрешность определения ϵ при $\rho=80$ Ом·м при фазовых измерениях заметно меньше, чем при амплитудных, почти во всем рассматриваемом диапазоне частот. При $\rho=20$ Ом·м в области частот 15—25 МГц меньшую погрешность в определении ϵ обеспечивает параметр $\{|h_{z_1}-h_{z_2}|\}$. Таким образом, в породах невысокого сопротивления, когда по тем или иным соображениям желательнее использование не слишком высоких частот, измерение амплитуды вторичного поля может оказаться оправданным. Необходимо, однако, иметь в виду ограничения, имеющие место при измерении этого параметра, перечисленные выше.

Для измерения ϵ можно использовать относительный параметр $\{|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_2}|\}$. Как показано в разделах 3 и 4, этот параметр во многом сходен с $\Delta\phi$. Измерение отношения $\{|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_2}|\}$ связано с иными аппаратными решениями, нежели те, которые используются при измерении $\Delta\phi$.

Как показано в разделе 2, значительный интерес представляют способы, в которых производится измерение двух параметров высокочастотного поля. Благоприятные возможности для отдельного определения ϵ и ρ открываются при совместной регистрации $\Delta\phi$ и отношения $\{|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|\}$. Разность фаз, в основном, зависит от диэлектрической проницаемости пород, отношение амплитуд — от их проводимости. Обе эти величины свободны от влияния скважины (см. раздел 4) и обладают хорошей вертикальной характеристикой (см. раздел 5). В качестве двух высокочастотных параметров, необходимых для отдельного определения ϵ и ρ , можно использовать отношения $\{|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_1}|\}$ и $\{|(h_{z_1}-h_{z_2})/h_{z_2}|\}$ (см. раздел 2).

Для увеличения глубины исследования, как будет показано, целесообразно применение скважинных приборов с зондами разной длины. В качестве измеряемого параметра здесь, по-видимому, должна фигурировать разность фаз $\Delta\phi$.

Резюмируя сказанное, можно утверждать, что при изучении ϵ следует ориентироваться на относительные характеристики поля и в первую очередь — на разность фаз $\Delta\phi$.

Рабочая частота. Выбор частоты определяется следующими соображениями. Во-первых, частота должна быть такой, чтобы удовлетворялось соотношение $\omega\epsilon/\gamma \geq 0,5 \div 0,6$. В этом случае влияние токов смещения на поле становится достаточно ощутимым и фазовые характеристики поля в значительной мере определяются влиянием ϵ . Во-вторых, она не должна быть слишком высокой, поскольку это может привести к заметному влиянию дисперсии на результаты наблюдений. При выборе частоты следует учитывать поглощение поля в низкоомных породах, возрастающее с увеличением частоты. Наконец, при выборе частоты следует учитывать соотношение между длиной волны в зоне проникновения и

диаметром последней, ибо оно непосредственно сказывается на глубинности метода.

Нетрудно видеть, что необходимого соотношения между токами смещения и токами проводимости в породах с обычными значениями ρ и ϵ можно добиться на частотах десятки мегагерц (см. табл. 3). Расчеты, результаты которых приведены в разделе 2, показывают, что достаточно четкая зависимость между измеряемыми характеристиками поля и диэлектрической проницаемостью пород наблюдается на частотах 30—60 МГц.

Что касается дисперсии электрических свойств горных пород, то, как следует из материалов, приведенных в разделе 1, влияние ее вплоть до отношений $\omega\epsilon/\gamma \approx 2 \div 3$ невелико. Таким образом, в средах с удельным сопротивлением до 100 Ом·м не следует опасаться заметного влияния дисперсии, вплоть до частот 50—60 МГц. Результаты полевых экспериментов (см. раздел 7) подтверждают этот вывод.

Для обеспечения в приемных катушках сигнала достаточной величины нежелательно использование слишком высокой частоты поля. Как показывают расчеты (см. рис. 13, а), амплитуда поля на частоте 60 МГц в породах с удельным сопротивлением 5 Ом·м на расстоянии 1 м от источника составляет около 0,05 прямого поля, что доступно для измерения. С точки зрения затухания поля частоты 50—60 МГц являются еще приемлемыми. По поводу связи между $\lambda_{\text{эл}}$ и D заметим следующее. Материалы, приведенные в разделе 4, показывают, что для обеспечения благоприятного соотношения между длиной волны и диаметром зоны проникновения желательно использование частот не выше 60 МГц.

Основываясь на приведенных соображениях, можно утверждать, что при измерении диэлектрической проницаемости пород в нефтяных и инженерно-геологических скважинах целесообразно использовать частоты в диапазоне 25—60 МГц. Выбор частоты в пределах этого диапазона будет определяться сопротивлением пород, слагающих разрез, и измеряемым параметром. При измерении $\Delta\phi$ и работе в разрезах с удельным сопротивлением пород до десятков ом-метров можно использовать частоты порядка 40—60 МГц. При исследовании высокоомных разрезов с помощью измерения разности фаз или при измерении амплитуды вторичного поля следует ориентироваться на частоты 25—30 МГц.

Длина зонда. На частотах 30—60 МГц длина зонда лимитируется затуханием сигнала в пласте и скважине. Расчеты показывают, что в породах с удельным сопротивлением порядка 5 Ом·м сигнал достаточной величины удается обеспечить при длине зонда до 1,2 м. В двухзондовых приборах больший зонд может иметь длину 1,1—1,2 м, а малый 0,55—0,6 м.

База зонда. База зонда, определяющая его разрешающую способность при заданных условиях, должна составлять 0,2—0,3 м. Как будет показано, измеряемой величиной в фазовой аппаратуре является $\sin(\Delta\phi/2)$. Поэтому база должна быть такой, чтобы

набег фазы на этом интервале не превышал 180° . В противном случае результаты измерений будут неоднозначными. Расчеты показывают, что при базе 0,3 м и частоте 60 МГц это условие выполняется.

Следует заметить, что с увеличением базы уменьшается относительное влияние помех от неровностей стенок скважины. Поэтому при работе в скважинах с сильно минерализованным раствором целесообразно увеличить базу до 0,4 м.

Параметры аппаратуры волнового каротажа проводимости

При обосновании параметров аппаратуры будем исходить из требований: а) аппаратура должна обеспечить возможность измерения проводимости пород в диапазоне 300—10 мСм/м (0,3—100 Ом·м); б) глубинность ее должна составлять 0,7—0,8 м; в) на кривых должны фиксироваться пласты с мощностью 0,5 м и выше.

Измеряемый параметр. В предыдущих разделах показано, что в качестве измеряемой характеристики поля следует использовать одну из относительных величин — разность фаз $\Delta\phi$, отношение амплитуды вторичного поля к суммарному $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$ или отношение суммарного поля к вторичному $|(h_{z_1}/(h_{z_1} - h_{z_2}))|$ (см. раздел 2). Эти характеристики не подвержены влиянию бурового раствора даже при низком его сопротивлении (см. раздел 4). При достаточной длине зонда удается обеспечить значительную глубину исследования (см. раздел 4). Кривые разности фаз и отношения амплитуд имеют благоприятную форму против пластов ограниченной мощности (см. раздел 5).

Сравнение относительных характеристик — разности фаз и отношения амплитуд вторичного и суммарного поля показывает, что принципиальных преимуществ какая-либо из этих величин не имеет. Выбор одной из них должен определяться аппаратурными соображениями.

Рабочая частота. Выбор частоты определяется следующими соображениями. Во-первых, частота должна быть такой, чтобы удовлетворялось соотношение $\omega\varepsilon/\gamma < 0,2$. В этом случае на результаты измерений не влияют токи смещения. Во-вторых, она должна быть достаточно высокой, чтобы в высокоомных породах сдвиг фаз или отношение амплитуд составляли измеримую величину. Наконец, при выборе частоты необходимо учитывать затухание поля в низкоомных породах, которое приводит к уменьшению сигнала в приемных катушках.

В отношении первого требования заметим, что при реальных значениях проводимости и диэлектрической проницаемости пород токи смещения практически не влияют на поле вплоть до частот 2—3 МГц. Что касается второго условия, будем считать, что минимальный сдвиг фаз, доступный измерению, равен 2° . При базе зонда 0,4 м разность фаз такой величины в породах с $\rho =$

$=80 \div 100$ Ом·м будет наблюдаться на частоте около 1 МГц. Близкий результат дают подобные оценки для варианта с изменением отношения амплитуд. Для того чтобы затухание в низкоомной среде не привело к снижению измеряемого сигнала ниже допустимого уровня, желательно использование частот, которые обеспечивали бы сигнал в приемной катушке не ниже 0,02 прямого поля. В среде с удельным сопротивлением 0,5 Ом·м такую величину сигнала можно обеспечить на расстоянии 2—2,2 м на частотах до 1 МГц.

Приведенные данные позволяют считать, что частота 1 МГц является близкой к оптимальной. При работе с короткими зондами или в высокоомных средах частота может быть повышена до 2—3 МГц. При необходимости использования зондов длиной более 2,2—2,5 м она может быть снижена до 0,5 МГц.

Длина зонда. Длина зонда определяет глубину исследования. Как показано в разделе 4, глубинность в среднем составляет 0,4 L . Если принять, что глубина исследования 0,7—0,8 м, длина зонда должна быть равна 2—2,2 м. При необходимости увеличения глубинности до 1,5—2 м длину зонда следует увеличить до 4—5 м. Это, естественно, должно сопровождаться уменьшением частоты до 0,4—0,5 МГц. Из-за большого затухания поля зонды такой длины могут использоваться при удельном сопротивлении пород 1 Ом·м и более.

Другой путь увеличения глубинности — использование двухзондовых приборов, обеспечивающих возможность определения параметров пласта и зоны проникновения. Сочетание зондов разной длины, например 2 м и 0,6—0,8 м, позволяет определить параметры пласта при мощности зоны проникновения, большей, чем глубинность длинного зонда, входящего в данный комплекс.

База зонда. Расстояние между приемными катушками, т. е. база зонда, определяет его разрешающую способность. Если база меньше мощности пласта, ее размер не оказывает существенного влияния на конфигурацию кривой (см. раздел 5), с другой стороны, увеличение базы облегчает условия измерения, так как при этом возрастает измеряемая величина, уменьшается влияние каверн и трещиноватости пород. При заданных условиях, т. е. при необходимости выделения пластов мощностью 0,5 м и более и для обеспечения разности фаз между приемными рамками не менее 2° , база зонда должна составлять примерно 0,4 м.

Аппаратура волнового диэлектрического каротажа

Аппаратура волнового диэлектрического каротажа измеряет разность фаз высокочастотного поля между двумя точками, удаленными на разное расстояние от генератора. По существу она является высокочастотным фазометром, предназначенным для работы в специфических условиях буровых скважин.

Анализ результатов расчетов электромагнитного поля при разных параметрах разреза и скважины позволяет обосновать требования к измерительной аппаратуре ВДК, касающиеся величины и диапазона изменения входных сигналов, диапазона измеряемых значений разности фаз и точности измерения этой величины.

Величина сигнала на входе измерительного тракта определяется, главным образом, удельным сопротивлением среды, частотой поля и длиной зонда. При частоте 60 МГц, длине двухкатушечного зонда 1 м и удельном сопротивлении пород 5 Ом·м сигнал составляет около 0,05 прямого поля. При установленных параметрах генератора это соответствует 5—10 мкВ на входе измерительного канала. Практически измерительное устройство должно работать при величине входного сигнала 3—4 мкВ и выше. В коротком двухкатушечном зонде ($z=0,75\div 0,8$ м), входящем в состав трехэлементного зонда, величина сигнала, естественно, выше.

При изменении удельного сопротивления пород и их диэлектрической проницаемости величина входных сигналов меняется. Как показывают расчеты, входной сигнал изменяется не более чем в 30—40 раз. Для длинного двухкатушечного зонда значения сигналов меняются в пределах 0,05—2 ед. прямого поля, для короткого зонда — от 0,1 до 3—3,5 ед. прямого поля.

Диапазон изменения измеряемых значений разности фаз легко оценить по данным, приведенным на рис. 14. Легко видеть, что значения $\Delta\varphi$ меняются в пределах от десятых долей до 2—2,5 рад.

Требуемая точность измерения разности фаз зависит как от величины измеряемого значения $\Delta\varphi$, так и от требуемой точности определения диэлектрической проницаемости. Примем, что при $\epsilon > 10$ отн. ед. допустимая погрешность определения диэлектрической проницаемости составляет $\pm 20\%$, а при $\epsilon < 10$ отн. ед. $\Delta\epsilon = \pm 2$ отн. ед. При этих исходных данных допустимая погрешность измерения $\Delta\varphi$ для зонда И0,2И0,8 и частоты 60 МГц составит $\pm 0,06$ рад.

Структурная схема приемно-измерительного устройства

Основным узлом, определяющим построение приемного устройства, является фазоизмерительный блок. Анализ существующих фазоизмерительных схем позволил выбрать для рабочих макетов ВДК способ измерения $\Delta\varphi$ по геометрической разности напряжений. Этот выбор сделан на основе следующих соображений: а) суммо-разностная схема позволяет измерять разность фаз в диапазоне 0—180°, обладая при этом максимальной разрешающей способностью в области малых значений $\Delta\varphi$; б) малое влияние не-

стабильности частоты, схема работает в широком диапазоне частот вплоть до 40—60 МГц; в) необходимая амплитуда входных сигналов — доли вольта — вольты, в то время как другие методы требуют на входе фазоизмерительного блока напряжений величинной вольты — десятки вольт; г) в отношении требований к постоянству амплитуд входных напряжений другие способы измерения разности фаз преимуществ не имеют; д) способ обеспечивает вполне приемлемую точность измерений (примерно 0,5°); е) способ позволяет использовать идентичные каналы предварительного усиления сигналов, между которыми измеряется разность фаз, что способствует стабильности работы прибора.

Отметим, однако, что измерение разности фаз с помощью фазового детектирования обладает своими достоинствами, в частности, для этого способа характерна высокая точность измерения $\Delta\varphi$.

При измерении разности фаз с помощью схемы вычитания сигналов $\bar{U}_1 = U_{1m} \sin(\omega t + \varphi_1)$ и $\bar{U}_2 = U_{2m} \sin(\omega t + \varphi_2)$ имеем

$$\bar{U}_1 - \bar{U}_2 = \sqrt{U_{1m}^2 + U_{2m}^2 - 2U_{1m}U_{2m} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \sin(\omega t + \psi), \quad (6.2)$$

где U_{1m} и U_{2m} — амплитуды измеряемых напряжений; φ_1 и φ_2 — фазы сигналов; ψ — фаза разностного сигнала.

После амплитудного детектирования имеем

$$A = \sqrt{U_{1m}^2 + U_{2m}^2 - 2U_{1m}U_{2m} \cos \Delta\varphi}, \quad (6.3)$$

где $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$.

При измерениях устанавливают

$$U_{1m} = U_{2m} = U_0 = \text{const.}$$

В этом случае выражение (6.3) принимает вид

$$A = 2U_0 \sin(\Delta\varphi/2). \quad (6.4)$$

Таким образом, измеряемой величиной в разностной схеме является не фазовый угол $\Delta\varphi$, а $\sin(\Delta\varphi/2)$.

Чтобы обеспечить нормальную работу разностной схемы, необходимо автоматически поддерживать постоянство и равенство напряжений на входе фазоизмерительного блока. С этой целью можно использовать ограничители с избирательным каскадом. Для нормальной работы ограничителей на их вход должно поступать напряжение не менее единиц вольт. Так как сигналы на входе приемного устройства могут составлять единицы микровольт, необходимо усилить их в сотни тысяч раз. Схемы прямого усиления на рабочей частоте десятки мегагерц с такими большими коэффициентами усиления сложны и трудно реализуемы в условиях измерений в скважинах. Это приводит к необходимости преобразования частоты.

Обеспечить чувствительность для измерения сигналов 3—4 мкВ можно или путем использования высокодобротных резонансных

систем или с помощью применения более сложных специальных схем с относительно низкой добротностью, но малым коэффициентом шума. Второй способ предпочтительнее, так как с ростом добротности резонансных контуров возрастает крутизна фазовой характеристики. Это приводит к ошибкам измерений при изменении параметров контуров с температурой, при уходах частоты генератора и гетеродина. В связи с этим целесообразно использование схем с невысокой добротностью резонансных контуров или вообще без резонансных систем, а также применение кварцевой стабилизации частоты генератора и гетеродина.

Таким образом, измерительная схема аппаратуры ВДК представляет собой двухканальную фазоизмерительную систему [34] и включает в себя усилители высокой частоты, преобразователи частоты, общий гетеродин, усилители промежуточной частоты, усилители-ограничители, фазоизмерительный блок и блок формирования сигнала для передачи его на поверхность, включающий усилитель мощности и амплитудный детектор.

Устройство аппаратуры волнового диэлектрического каротажа

Первые образцы аппаратуры ВДК разработаны С. Б. Денисовым в Центральном геофизическом тресте МГ РСФСР и Центральной геофизической экспедиции МНП. Эта аппаратура состоит из скважинного прибора, наземной панели и источника питания. Питание скважинного прибора осуществляется либо постоянным током (вариант на трехжильном бронированном кабеле), либо переменным током частотой 300 Гц (вариант на одножильном кабеле). Питание генератора либо общее, либо от автономного батарейного источника. Ниже, в качестве примера, дано описание прибора с питанием постоянным током. Скважинный прибор имеет следующие характеристики: 1) измеряемый параметр $\sin(\Delta\varphi/2)$; 2) диапазон измеряемых значений разности фаз $0-180^\circ$; 3) минимальный сигнал на входе прибора 3,5 мкВ, максимальный — 150 мкВ, что соответствует 0,05—2,5 ед. прямого поля при установленных параметрах генератора; 4) зонд трехэлементный И0,25И0,75Г, предусмотрена возможность изменения длины и базы зонда; 5) питание измерительной части схемы постоянным током 550 мА при напряжении 150—220 В в зависимости от длины кабеля; питание генератора — с поверхности или от батарейного автономного источника; 6) выходной ток постоянный 0,3—3 мА; 7) коммутация цепей калибровки постоянным током, напряжение срабатывания ± 100 В; 8) кабель трехжильный бронированный; 9) длина 3500 мм, диаметр 95 мм; 10) масса 55 кг; 11) температура окружающей среды — до $+90^\circ$, давление до 400 кг/см².

Блок-схема аппаратуры ВДК приведена на рис. 65. Генераторный блок состоит из задающего генератора 2, генераторной катушки 5, усилителя напряжения 3, усилителя мощности 4, источника питания 1. С целью повышения стабильности частоты в гене-

раторе установлен кварцевый резонатор. Приемно-измерительное устройство представляет собой двухканальную фазоизмерительную систему с преобразованием частоты и включает в себя усилители высокой частоты 8, смесители 9, гетеродины 10 с каскадами умножения частоты 11, усилители 12, ограничители-формирователи 13, фазоизмерительный блок 14, усилитель мощности 15, линейный амплитудный детектор 16 и блоки автоматики 17 и 18.

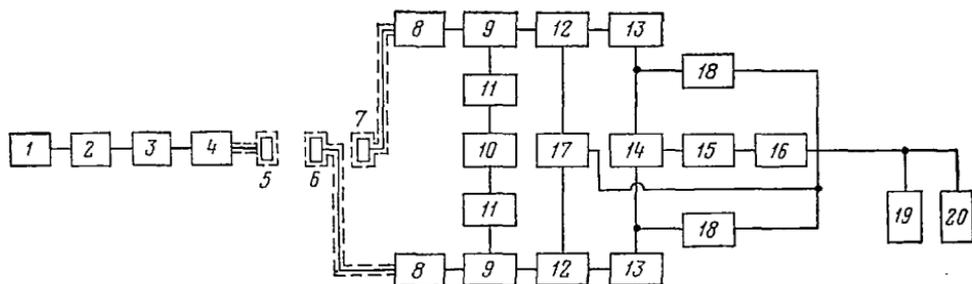


Рис. 65. Блок-схема аппаратуры волнового диэлектрического каротажа

Измерительные катушки зонда 6 и 7 подключены к симметричным входным трансформаторам. Вторичные обмотки входных трансформаторов настроены в резонанс на рабочую частоту 60 или 43 МГц и подключены к входам усилителей высокой частоты 8. Усилители высокой частоты двухкаскадные и собраны на лампах с малым эквивалентным сопротивлением шумов. Благодаря использованию этих усилителей, аппаратура ВДК позволяет производить измерения напряжений, начиная с 3,5—4 мкВ. Напряжение шумов, пересчитанное ко входу, 0,5 мкВ, добротности резонансных контуров, используемых в этих усилителях, не превосходят 10.

Каскады смесителя 9 собраны на пентодах. Измеряемые напряжения поступают на первые сетки, а напряжение гетеродина — на третьи. Частота гетеродина 10, стабилизированная кварцем, в 4 раза меньше частоты, поступающей с каскадов умножения частоты 11 на соответствующие сетки смесителей. Использование двухсеточных смесителей и умножения частоты гетеродина позволило практически полностью исключить взаимное влияние каналов через цепь общего гетеродина.

В анодных цепях смесителей включены резонансные контуры, настроенные на промежуточную частоту 200 кГц. С выхода смесительных каскадов напряжения промежуточной частоты поступают на трехкаскадные широкополосные резистивные усилители 12. Использование резистивных усилителей позволило повысить фазовую стабильность схемы. Для расширения динамического диапазона усилителей и облегчения режима работы следующих каскадов

в усилителю введена АРУ. Ограничители-формирователи 13 представляют собой усилители-ограничители, собранные по схеме с катодной связью, нагруженные на фильтры нижних частот. На выходе ограничителей 13 получаем постоянные по амплитуде синусоидальные напряжения частотой 200 кГц.

Использование АРУ в усилителях промежуточной частоты и усилителей-ограничителей позволило расширить динамический диапазон прибора до 37 дБ. При этом динамическом диапазоне дополнительный фазовый сдвиг между каналами не превышает 3°.

Фазоизмерительным блоком 14 измеряют векторную разность двух сигналов. При условии постоянства по амплитуде входных напряжений на выходе блока получаем напряжение, несущее информацию о фазовом сдвиге между сигналами в измерительных катушках зонда. Это напряжение усиливается усилителем мощности 15 и детектируется линейным амплитудным детектором 16. На поверхность к регистратору каротажной станции 20 подается постоянное напряжение

$$U = k2U_0 \sin(\Delta\varphi/2), \quad (6.5)$$

где k — коэффициент передачи каскадов 14, 15, 16.

Поскольку усилители-формирователи обеспечивают постоянство выходного напряжения при входных напряжениях не ниже определенного уровня (в описываемой аппаратуре 2—2,5 В), в случае снижения входных сигналов ниже этой величины возможны ошибки в измерениях. Для выделения и исключения таких участков на диаграммах в приборе предусмотрен блок 17, который автоматически разрывает измерительную цепь после детектора 16, если напряжение на входе хотя бы одного из каналов падает ниже заданного уровня, и включает цепь, если сигнал превосходит этот уровень. Блок 17 управляется напряжениями АРУ усилителей 12.

Питание приемно-измерительной схемы прибора осуществляется с поверхности источником постоянного тока 19.

Конструкция прибора. Скважинный снаряд состоит из разборного корпуса, головки прибора, хвостовика, генераторного и приемно-измерительного электронных блоков.

Прочный корпус собран из стальных охранных кожухов генератора и приемника и стеклотекстолитового корпуса зонда. Отдельные части корпуса соединяются между собой посредством переходников с резиновыми уплотнительными кольцами. Последовательность отдельных частей корпуса сверху вниз: стальной кожух приемно-измерительного блока, прочный корпус зонда, стальной кожух генератора. В нижней части кожух генератора закрывается резьбовой пробкой с резиновым герметизирующим уплотнением. Катушки зонда заключены в электростатические экраны. С электронной схемой они соединены двухпроводными линиями, заключенными в медные трубки.

Как отмечалось выше, общее питание генератора и измерительного канала можно осуществить от общего источника. В этом случае должны быть приняты специальные меры для ликвидации антенного эффекта проводов питания, проходящих между генератором и приемником. Специально проведенные исследования показали, что наиболее эффективным способом устранения помех от этих проводников является установка в каждый провод фильтров-пробок, настроенных на рабочую частоту. На рис. 67 показаны результаты измерений прибором, имеющим автономное питание генератора, и прибором с общим питанием. Из приведенных материалов видно, что применение фильтров-пробок полностью устраняет антенный эффект.

Эталонирование аппаратуры ВДК и калибровка в процессе регистрации. Переход от напряжения на выходе прибора к измеряемой величине $\sin(\Delta\varphi/2)$ осуществляется следующим образом. Из выражения (6.5) следует, что зависимость между выходным напряжением и $\sin(\Delta\varphi/2)$ носит линейный характер. Следовательно, для перехода к значениям $\sin(\Delta\varphi/2)$ достаточно иметь две точки эталонировочного графика. В качестве первой точки используется сигнал в воздухе. Прибор настраивается так, чтобы $\Delta\varphi_0=0$. Вторую точку получаем исходя из следующих соображений. Напряжение на выходе прибора, соответствующее $\sin(\Delta\varphi/2)=1$ ($\Delta\varphi=180^\circ$), как следует из (6.5), равно сумме амплитуд напряжений на выходе ограничителей ($2U_0$), умноженной на аппаратный коэффициент k . Это напряжение заранее известно. Оно определяется при настройке и является одной из характеристик прибора. Зная величину напряжения для масштабной единицы, легко построить масштабную шкалу. В процессе работы производится определение величины напряжения, соответствующего $\sin(\Delta\varphi/2)=0,5$. Это осуществляется следующим образом. С помощью блока коммутации 18 производится поочередное закорачивание входов фазоизмерительной схемы. В результате получаем два значения напряжения U_{1m} и U_{2m} . При нормальной работе прибора $U_{1m}=U_{2m}$ и каждое напряжение соответствует точке на масштабной шкале $\sin(\Delta\varphi/2)=0,5$, а сумма $U_{1m}+U_{2m}$ дает значение масштабной единицы. В случае, если $U_{1m}\neq U_{2m}$ и $\Delta\varphi_0\neq 0$, можно построить масштабную шкалу, учтя конкретные значения эталонировочных замеров [40].

Данный способ калибровки является одновременно средством контроля за работой аппаратуры.

Масштаб записи подбирается путем установки соответствующей чувствительности регистратора

$$n = \sin(\Delta\varphi/2)/l, \quad (6.6)$$

где l — отклонение луча регистратора в см.

Переход от измеренных значений $\sin(\Delta\varphi/2)$ к изучаемому параметру ϵ производится с помощью специальных палеток. При

высоких значениях сопротивления, когда измеряемая величина зависит только от ϵ , масштабная шкала диаграммы может быть выражена в единицах ϵ_k^* .

Аппаратура диэлектрического индуктивного каротажа

Требования к электрическим параметрам аппаратуры ДИК определяются с учетом следующих соображений. Принимая диапазон изменения удельных сопротивлений 5—300 Ом·м, диэлектрической проницаемости 5—40 отн. ед., для зонда метровой длины с расстоянием между сближенными катушками 0,2 м (зонд И0,8Г0,2Г) и частоты 30 МГц получаем на основании расчетов, что минимальные значения амплитуды вторичного поля составляют 0,1 отн. ед., максимальные — 2 отн. ед. (см. рис. 23). Отсюда следует, что динамический диапазон измерительного устройства должен быть не менее 26 дБ.

Известно, что чувствительность измерительной аппаратуры ограничена уровнем шумов. В приборах ДИК без принятия специальных мер, усложняющих схему, возможно получение уровня шума, пересчитанного ко входу, в пределах 1—2 мкВ. В этом случае для получения сигнала на входе с трехкратным превышением над уровнем шума необходимо иметь генератор, создающий в измерительной катушке зонда э. д. с. прямого поля 60—100 мкВ. При этом напряжение на выходе измерительного канала должно быть порядка нескольких вольт. Необходимый коэффициент усиления схемы составляет десятки тысяч.

Аппаратура ДИК, разработанная в Центральном геофизическом тресте МГ РСФСР, включает в себя скважинный прибор и источник питания. Скважинный прибор имеет следующие характеристики:

- 1) диапазон измеряемых значений амплитуды вторичного поля в относительных единицах 0,1—2, это позволяет производить измерения в породах с удельным сопротивлением от 4—5 Ом·м и выше;
- 2) зонд трехэлементный И0,8Г0,2Г;
- 3) рабочая частота 24 или 14,5 МГц;
- 4) кабель трехжильный бронированный;
- 5) питание измерительной части прибора постоянным током 220 мА при напряжении анода 100—150 В в зависимости от длины кабеля;
- 6) питание генератора от автономного батарейного источника; ток накала 240 мА, напряжение 2,4 В; ток анода 19 мА, напряжение 80 В;
- 7) длина прибора 2700 мм, диаметр 90 мм;
- 8) масса 32 кг;
- 9) выходной ток постоянный 0,07—1,5 мА;
- 10) температура окружающей среды до +90°С, давление до 400 кг/см².

Блок-схема аппаратуры изображена на рис. 66. Скважинный прибор включает в себя генераторный и измерительный блоки и зонд, который расположен между ними.

Генераторный блок состоит из задающего генератора 2, усилителя напряжения 3, усилителя мощности 4 и автономного источ-

ка питания 1. Частота задающего генератора стабилизирована кварцевым резонатором.

Выходной контур (нагрузка усилителя мощности) несимметричный и состоит из основной и фокусирующей генераторных катушек зонда и конденсатора настройки. Для уменьшения влияния токов, индуцированных в окружающей проводящей среде, на величину тока в генераторных катушках добротность выходного контура, включающего в себя генераторные рамки, при помощи специального сопротивления устанавливается не более 20.

Измерительный блок собран по схеме с преобразованием частоты и имеет смесительный каскад 8, гетеродин 9, усилитель напряжения 10, усилитель мощности 11 и измерительный выпрямитель 12.

Измерительная катушка зонда 7 подключена к симметричному входному трансформатору Tr , вторичная обмотка которого настроена в резонанс на рабочую частоту. Напряжение со вторичной обмотки трансформатора поступает на двухсеточный смеситель, собранный на пентоде. Частота гетеродина стабилизирована кварцем. В зависимости от выбранных частота резонаторов промежуточная частота изменяется в пределах 100—300 кГц. С выхода смесительного каскада напряжение поступает на двухкаскадный резистивный усилитель 10. В отличие от применявшихся ранее схем усилителей с полосовыми фильтрами в анодных цепях [13] данная схема более проста в изготовлении и настройке и более термостойка.

Измерительный выпрямитель 12 выполнен по мостиковой схеме на кремниевых диодах и включен во вторичную обмотку выходного трансформатора. По двум жилам кабеля измеряемое напряжение поступает на поверхность к регистратору каротажной станции 14. Питание измерительного блока осуществляется с поверхности по свободным жилам кабеля от источника постоянного тока 13. Шумы схемы, пересчитанные ко входу, составляют 1,5 мкВ. Если считать за начало измерения сигнал 4,5 мкВ, то динамический диапазон составляет около 25 дБ, т. е. можно измерять сигналы с 0,1 до 2 отн. ед. прямого поля.

Зонд. В приборе используется трехкагушечный фокусирующий

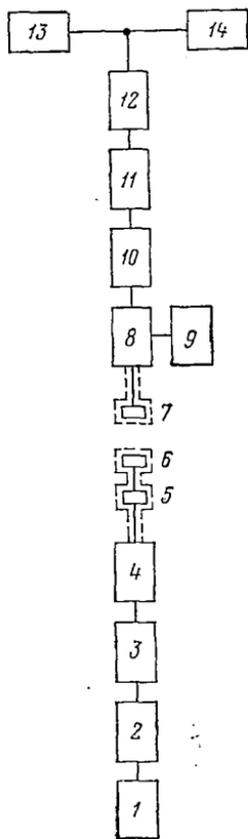


Рис. 66. Блок-схема аппаратуры для электрического каротажа

пает на поверхность к регистратору каротажной станции 14. Питание измерительного блока осуществляется с поверхности по свободным жилам кабеля от источника постоянного тока 13. Шумы схемы, пересчитанные ко входу, составляют 1,5 мкВ. Если считать за начало измерения сигнал 4,5 мкВ, то динамический диапазон составляет около 25 дБ, т. е. можно измерять сигналы с 0,1 до 2 отн. ед. прямого поля.

зонд, состоящий из основной 5 и фокусирующей 6 генераторных катушек и одной измерительной катушки 7. Фокусирующая катушка включена в цепь последовательно с основной, но имеет противоположное направление витков и, следовательно, создает магнитный поток, направленный навстречу магнитному потоку основной катушки. Расстояние между основной генераторной и измерительной катушками 1 м, между фокусирующей генераторной и измерительной — 0,8 м. Число витков генераторных катушек подобрано таким образом, что $n_1/n_2=2$, где n_1 — число витков основной, а n_2 — фокусирующей катушек. Таким образом, выполняется соотношение (2.52), обеспечивающее равенство нулю прямого поля в точке приема.

Конструкция прибора диэлектрического индуктивного каротажа сходна с конструкцией прибора ВДК, описанного выше, и отличается только некоторыми деталями.

Эталонирование. Связь между выходным напряжением и измеряемым параметром — амплитудой вторичного поля устанавливается путем проведения замеров в бассейне, заполненном водой с известным удельным сопротивлением. В полевых условиях для установки масштаба записи производится калибровка аппаратуры с помощью кольца, обеспечивающего сигналы определенной величины. Калибровочное кольцо — тест — представляет собой последовательно соединенные виток провода и конденсаторы, закрепленные на жестком основании.

Переход от измеренных значений амплитуды вторичного поля к диэлектрической проницаемости пород осуществляется с помощью графиков, подобных изображенным на рис. 23.

Интересный вариант аппаратуры диэлектрического индуктивного каротажа разработан в Институте геологии и геофизики СО АН СССР под руководством Ю.Н. Антонова. Одновременно с регистрацией амплитуды вторичного поля на частоте 26 МГц она позволяет проводить измерения на частоте 1 МГц с целью получения сведений о проводимости пород. Подробно эта аппаратура описана в работе [15].

Проверка влияния конструктивных элементов аппаратуры на ее характеристику

Общей проверкой качества работы аппаратуры и основанием для вывода о том, что различные конструктивные элементы (соединительные линии, корпус прибора, экраны и т. п.) не вносят существенных искажений, являются замеры на моделях и сравнение результатов измерений с данными расчетов. Для модельных работ можно использовать резервуар, заполняемый водой разного удельного сопротивления, и набор цилиндрических камер разного диаметра.

На рис. 67 приведены результаты профилирования в баке размером 4×5 м и глубиной 2,5 м. Измерения проводились с рабочим

скважинным снарядом волнового диэлектрического каротажа. По оси абсцисс на графике отложена измеряемая величина, а по оси ординат — положение точки записи (середины расстояния между измерительными катушками) относительно поверхности раздела вода — воздух. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета обнаруживает вполне удовлетворительное их совпадение.

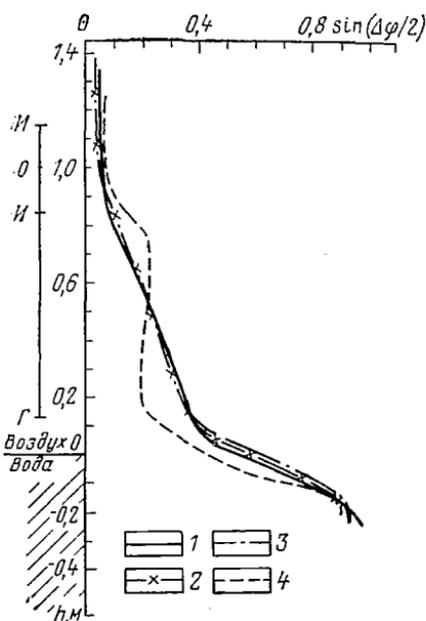


Рис. 67. Кривые профилирования через поверхность раздела вода — воздух.

Зонд И0,3И0,7Г, $f=43$ МГц, $\rho_{\text{в}}=5$ Ом·м.
 1 — расчетная кривая; 2 — экспериментальная кривая при автономном питании генератора; 3 — экспериментальная кривая при общем питании прибора с фильтрами-пробками в подводящих линиях; 4 — экспериментальная кривая при общем питании прибора без фильтров-пробок

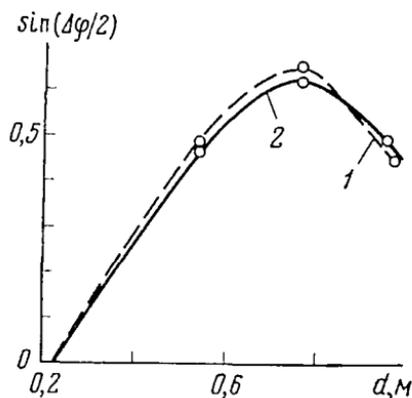


Рис. 68. Результаты измерений $\sin(\Delta\varphi/2)$ в цилиндрических камерах. Зонд И0,2И0,8Г, $f=60$ МГц. 1 — экспериментальная кривая; 2 — расчетная кривая

На рис. 68 приведены результаты измерений в цилиндрических моделях. Цилиндрические асбоцементные трубы диаметром 0,23, 0,54, 0,76, 0,96 м, вставленные одна в другую, последовательно заполнялись водой с удельным сопротивлением 16 Ом·м. Во внутренней трубе помещался скважинный снаряд. Толщина труб, равная 1—2 см, при расчетах не учитывалась. Наблюдается вполне удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных данных.

Аналогичные опыты были проведены с аппаратурой ДИК. Здесь также наблюдалось хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

7

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КАРТАЖА И ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЕГО

Рассмотрим вопросы, связанные с геофизическим этапом интерпретации, т.е. переходом от измеряемой величины к искомым физическим параметрам — диэлектрической проницаемости и удельному сопротивлению отдельных горизонтов. Геологическую интерпретацию материалов диэлектрического каротажа рассмотрим позднее, при описании результатов работ в скважинах.

Интерпретация диаграмм волнового диэлектрического каротажа

Кажущаяся диэлектрическая проницаемость. В методах электрического каротажа результаты измерений обычно представляются в виде кривой кажущегося удельного сопротивления. Возникает вопрос о возможности и целесообразности представления результатов измерения в диэлектрическом каротаже в виде кривой кажущейся диэлектрической проницаемости.

Разность фаз и другие измеряемые характеристики высокочастотного поля зависят не только от диэлектрической проницаемости среды, но и от ее удельного сопротивления. В достаточно низкоомных средах влияние сопротивления пород может быть доминирующим. Поэтому в общем случае целесообразность представления результатов измерения в виде кривой кажущейся диэлектрической проницаемости не является очевидной. Однако, если наблюдения проводятся в высокоомных породах, где результаты измерений в основном определяются влиянием ϵ , такой способ представления результатов измерений является оправданным.

Понятие о кажущейся диэлектрической проницаемости можно ввести следующим образом. В однородной среде в волновой зоне разность фаз определяется выражением (2.70). При $\omega\epsilon/\gamma > 1,1$ фазовый коэффициент a практически не зависит от проводимости среды и определяется простым соотношением (2.20). Таким образом, можем написать

$$\epsilon^* = (\Delta\varphi)^2 c^2 / \omega^2 (\Delta z)^2. \quad (7.1)$$

В однородной среде вычисления по этой формуле дают истинное значение диэлектрической проницаемости, если выполняется условие $\omega\epsilon/\gamma > 1,1$. При $\omega\epsilon/\gamma < 1,1$, используя измеренную величину $\Delta\varphi$ и вычисляя ϵ^* по формуле (7.1), получим кажущееся значение диэлектрической проницаемости ϵ_k^* , поскольку в этом случае фазовый коэффициент a и соответственно $\Delta\varphi$ зависят не только от ϵ , но и от γ . В неоднородной среде отличия ϵ_k^* от ϵ_p^* будут определяться не только влиянием проводимости, но и влиянием неоднородности среды (зона проникновения, вмещающие породы и т. д.). Итак, кажущаяся диэлектрическая проницаемость численно равна диэлектрической проницаемости такой однородной непроводящей среды, показания в которой равны показаниям в данной неоднородной среде с конечным сопротивлением.

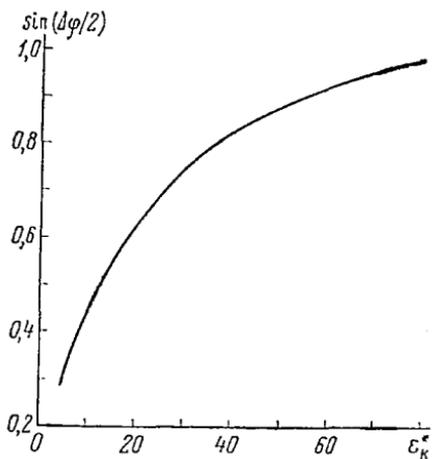


Рис. 69. График для перехода от $\sin(\Delta\varphi/2)$ к кажущейся диэлектрической проницаемости ϵ_k^* .
Зонд 110,25110,75Г, $f=60$ МГц

Практически переход от измеренных значений $\sin(\Delta\varphi/2)$ к ϵ_k^* осуществляется

графически с помощью палетки, изображенной на рис. 69. При переходе к ϵ_k^* вместо равномерной шкалы $\sin(\Delta\varphi/2)$ на диаграмме строится неравномерная шкала ϵ_k^* .

Определение границ пласта. Высокая рабочая частота (40÷60 МГц) и малая база зонда (0,2÷0,3 м) улучшают дифференциацию кривых на каротажных диаграммах и способствуют уверенному выделению границ отдельных пластов. Правила выделения границ пласта вытекают из рассмотрения материалов, приведенных в разделе 5. В случае, когда сближенные приемные катушки находятся в верхней части зонда, границы пласта определяются следующим образом. Подошва пласта выделяется по перегибу кривой. При мощности пласта 1 м и больше перегиб соответствует переходу от крутого подъема или спада кривой (вмещающие породы) к участку с плавным изменением измеряемого параметра (пласт) (см. рис. 59, в и г). При малой мощности пласта ($H=0,25$ м) подошва пласта совпадает с положением экстремума на кривой. Кровля пласта отмечается перегибом кривой при переходе от резкого спада или подъема к участку с малым наклоном кривой.

При сильной дифференциации пород по электрическим свойствам выделение границ пластов по данным ВДК не представляет каких-либо затруднений. На рис. 70 изображены расчетные кривые профилирования для случая, когда пласт повышенного удельного сопротивления с малым значением диэлектрической проницаемости находится в низкоомной вмещающей среде. Этот

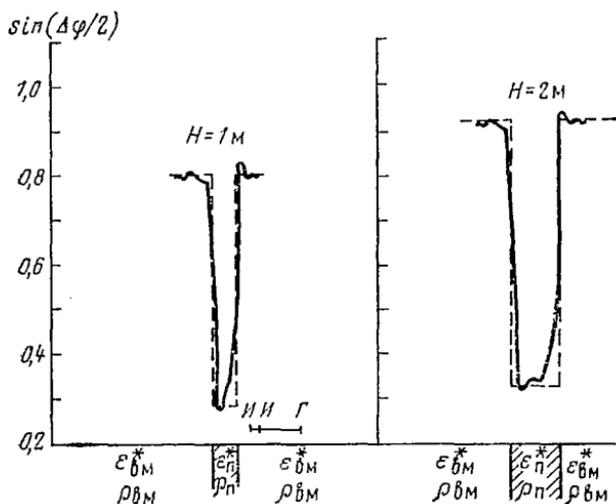


Рис. 70. Кривые $\sin(\Delta\varphi/2)$ против пластов ограниченной мощности.

Зонд I10,25I0,75Г, $f=60$ МГц, $\epsilon_{II}^* = 5$; $\rho_{II} = 50$ Ом · м; $\epsilon_{ВМ}^* = 40$, $\rho_{ВМ} = 5$ Ом · м

случай соответствует реально встречающейся ситуации, когда нефтенасыщенный пласт песчаников залегает в глинистых породах. На рисунке хорошо видно, что границы пласта отмечаются большим перепадом значений измеряемой величины, происходящим на весьма малом интервале глубин. При работе в скважинах часто наблюдается именно такая конфигурация кривых против продуктивных горизонтов.

При выделении границ пластов используются также данные других методов, входящих в комплекс.

Влияние вмещающих пород. Материалы расчетов, приведенные в разделе 5, показывают, что при мощности пласта 0,8—1 м и больше кажущиеся значения измеряемого параметра в средней части пласта близки к его истинным значениям. Этот вывод остается справедливым при изменении электрических параметров пласта и вмещающих пород в широких пределах (см. рис. 61). Отметим, что при $\rho_{II} < \rho_{ВМ}$ показания в середине пласта соответствуют истинным значениям измеряемого параметра вплоть до $H=0,4 \div 0,5$ м. Таким образом, можно считать, что в методе вол-

нового диэлектрического каротажа в подавляющем большинстве случаев поправку на влияние вмещающих пород вводить не требуется.

При мощности пласта 1 м и более характерным значением измеряемой величины, которое следует использовать при интерпретации, является средний отсчет в интервале пласта. В пластах малой мощности нужно использовать экстремальные значения измеряемой величины.

Влияние скважины. Если длина зонда в 2—3 раза превышает диаметр скважины и измеряются относительные характеристики поля, т. е. сдвиг фаз или отношение амплитуд, то, как неоднократно указывалось, скважина на результаты измерений не влияет. Теоретически этот вывод справедлив при любых значениях удельного сопротивления раствора, заполняющего скважину. Этот вывод базируется на результатах расчетов для случая, когда катушки зонда расположены на оси скважины. Практически при удельных сопротивлениях бурового раствора 0,7—0,8 Ом·м и ниже наблюдаются различия в значениях измеряемого параметра при центрированном и нецентрированном зонде, что свидетельствует о влиянии скважины на результаты наблюдений. Для исключения этого влияния рекомендуется центрировать прибор в скважине. Искажения кривых ВДК могут также наблюдаться в местах резкого изменения диаметра скважины, на интервале записи, примерно равном базе зонда. Эти искажения проявляются, когда одна из приемных катушек зонда находится против каверны, а другая — в скважине нормального диаметра. Волна в этом случае проходит разное расстояние по буровому раствору на пути от стенки скважины до каждой приемной катушки. Естественно, что в данном случае влияние скважины проявляется и при измерении разности фаз. Из-за малой базы зонда искажения, связанные с границами каверн, при масштабе записи 1:200 на диаграмме имеют вид узких выбросов. Разработка аппаратуры с двумя излучателями, расположенными с двух сторон от приемных катушек, позволит избавиться от помех, связанных с неровностями стенок скважины. Зонд с двумя излучателями представляет собой комбинацию двух трехкатушечных зондов. На показания каждого зонда помеха влияет с разным знаком и полусумма отсчетов свободна от ее влияния.

Определение диэлектрической проницаемости пород по результатам измерений одной характеристики высокочастотного поля. В настоящее время разработана и опробована аппаратура волнового диэлектрического каротажа [34], позволяющая измерять одну характеристику высокочастотного поля $\sin(\Delta\varphi/2)$ с зондом определенной длины. Интерпретация в данном случае проводится без учета влияния зоны проникновения. Поскольку глубина исследования в методе ВДК с зондом длиной 1 м составляет 0,3—0,4 м, результаты измерений при $D/2 \leq 0,3 \div 0,4$ м будут характеризовать параметры пласта, при $D/2 \approx 0,4 \div 0,6$ м — соответствовать некото-

рым промежуточным значениям, а при больших глубинах проникновения они будут характеризовать свойства промытой зоны.

Как указывалось ранее, $\Delta\varphi$, а следовательно, и измеряемая величина $\sin(\Delta\varphi/2)$, несмотря на высокую рабочую частоту, в общем случае зависит не только от влияния диэлектрической проницаемости, но и от проводимости пород. На рис. 71 приведена палетка зависимости $\sin(\Delta\varphi/2)$ от ϵ_n^* пород при различных значениях ρ_n . Она имеет одинаковый вид для однородной среды и двухслойной среды (скважина — пласт неограниченной мощности). Как видно из рисунка, влияние сопротивления существенно при малых ρ_n и ϵ_n^* . Это обстоятельство приводит к необходимости введения поправок на влияние ρ_n при переходе от измеренных значений $\sin(\Delta\varphi/2)$ к значениям диэлектрической проницаемости при $\rho_n \ll 30 \div 40 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и $\epsilon_n^* < 10 \div 15$.

Необходимые для введения поправки значения ρ снимаются с диаграмм КС. Сравнение результатов обработки с использованием значений ρ_k , полученных с разными зондами, показывает, что лучшие результаты позволяют обеспечить значения ρ_k , снятые с кривых градиент-зонда длиной 1 м, или с кривых бокового трех-электродного каротажа. Когда диаграмма имеет масштаб, построенный в единицах ϵ_k^* , переход к истинным значениям диэлектрической проницаемости осуществляется с помощью палетки, подобной приведенной на рис. 71, но с другой шкалой по оси ординат.

Поскольку влияние скважины, глубина исследования и влияние вмещающих пород различны в методах постоянного тока и волнового каротажа, данный способ введения поправок на влияние сопротивления при существенном различии в значениях ρ_n и $\epsilon_{\text{пл}}^*$ может привести к заметным ошибкам [48].

Интерпретация данных ВДК при измерении нескольких характеристик высокочастотного поля. Более полную и точную информацию о диэлектрической проницаемости и проводимости среды можно получить по результатам измерений нескольких характеристик высокочастотного поля. Хотя эти варианты ВДК еще не реализованы из-за отсутствия соответствующей аппаратуры, представляет интерес наметить для них основные приемы интерпретации.

В первом варианте предусматривается измерение разности фаз [или $\sin(\Delta\varphi)$] высокочастотного поля и отношения амплитуд $|h_{z_1} - h_{z_2}|/h_{z_1}$ с зондом одних размеров и на одной частоте. Первый из указанных параметров в основном зависит от диэлектрической проницаемости пород, второй — от их проводимости. Оба этих параметра не подвержены влиянию скважины, обладают одинаковой глубиной и близкими вертикальными характеристиками. Определение ϵ и ρ пород следует проводить в данном случае с помощью специальных палеток. Пример такой комбинированной палетки приведен на рис. 72. Входными величинами являются значения разности фаз $\Delta\varphi$ [$\sin(\Delta\varphi/2)$] и отношения амплитуд

$|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$, отложенные по координатным осям. На палетке имеются два семейства кривых: одно соответствует фиксированным значениям ϵ_n^* , другое — ρ_n . Точка пересечения прямых, отвечающих измеренным значениям $\Delta\varphi$ и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$, определяет искомые ϵ_n^* и ρ_n .

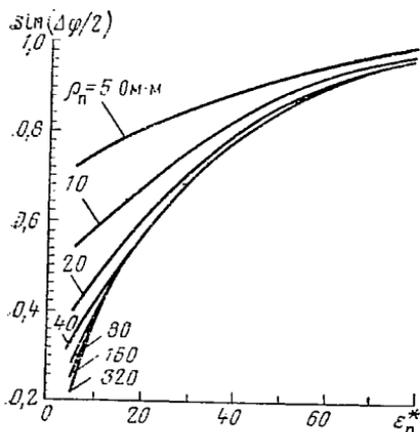


Рис. 71. Палетка $\sin(\Delta\varphi/2) = f(\epsilon_n^*, \rho_n)$ без учета влияния зоны проникновения.

Зонд ИЮ.25ИЮ.75Г, $f=60$ МГц, $\Delta\varphi_B = 0$

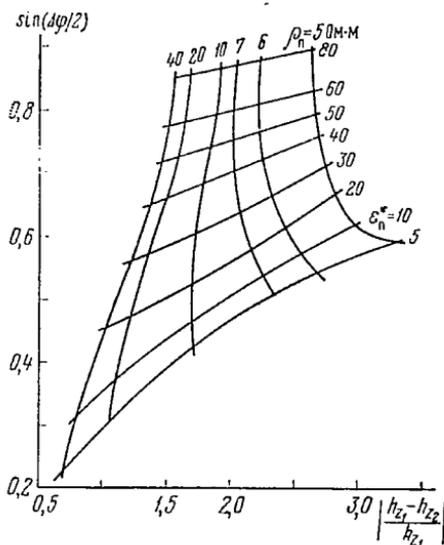


Рис. 72. Палетка для определения ϵ_n^* и ρ_n по результатам измерений $\sin(\Delta\varphi/2)$ и $(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}$ без учета влияния зоны проникновения. Зонд ИЮ.2ИЮ.8Г, $f=60$ МГц

Измерение двух указанных характеристик высокочастотного поля и их совместная обработка должны повысить точность интерпретации, поскольку для определения ϵ_n здесь не требуется привлечения данных методов постоянного тока.

Недостатком данной модификации ВДК, как и предыдущей, является ограниченная глубина исследования. Уже отмечалось, что глубинность волнового диэлектрического каротажа с зондом длиной 1 м составляет 0,3—0,4 м. При изучении пластов с высокой пористостью такая глубина исследования во многих случаях является удовлетворительной. Однако зона проникновения часто имеет больший радиус. Особенно это относится к пластам с относительно невысокой пористостью. Поскольку диаметр зоны проникновения не всегда известен, могут возникать трудности в определении того, какую именно область характеризуют результаты измерений — пласт или зону проникновения. По ряду соображений, связанных с высокой рабочей частотой, увеличивать длину зонда больше чем до 1,1—1,2 м не представляется возможным. Следует, однако, обратить внимание на то обстоятельство,

что для геологической интерпретации необходимо знать не столько значение ϵ неизменной части пласта, сколько направленность изменения ϵ по мере удаления от скважины. Если значения диэлектрической проницаемости при удалении от скважины уменьшаются, это служит указанием на то, что данный пласт является нефтенасыщенным. Если высокие значения ϵ_n сохраняются примерно постоянными, это должно говорить о том, что пласт является водоносным. На основании сказанного можно прийти к выводу о целесообразности проведения измерений с зондами разной длины, например, с зондами длиной 1—1,2 м и 0,5—0,6 м. В первом случае глубинность будет около 0,3—0,4 м, во втором — около 0,2 м. В оптимальном варианте с каждым зондом измеряются две характеристики высокочастотного поля, необходимые для раздельного определения ϵ_n и ρ_n без привлечения данных электрокаротажа постоянным током, т. е. $\Delta\varphi$ [или $\sin(\Delta\varphi/2)$] и $|(h_{z_1} - h_{z_2})/h_{z_1}|$. По палеткам, аналогичным изображенной на рис. 72, производится определение ϵ и ρ пород для каждого зонда. В результате получаем характеристику электрических свойств пород на близком и более далеком расстоянии от скважины.

В более простом варианте производится измерение только $\Delta\varphi$ [или $\sin(\Delta\varphi/2)$] на двух разносах. Интерпретация ведется по палеткам, с помощью которых определяются значения ϵ_n^* и $D_{\text{экр}}$. Однако при этом предполагаются известными $\rho_{\text{пп}}$, $\epsilon_{\text{пп}}$ и ρ_n . Две первые величины оцениваются по данным измерений с малым зондом и данным микробокового каротажа, а ρ_n — по комплексу данных электрокаротажа.

Интерпретация диаграмм волнового каротажа проводимости

Кажущаяся проводимость. Так же как в других методах электрического каротажа, в волновом каротаже проводимости целесообразно ввести понятие о кажущемся удельном сопротивлении и кажущейся проводимости. Под кажущейся удельной проводимостью будем понимать проводимость такой однородной среды, в которой наблюдается сигнал, равный сигналу в данной неоднородной среде. Связь между измеряемой величиной и проводимостью в однородной среде в общем случае выражается в виде трансцендентного уравнения. Если наблюдения проводятся в волновой зоне (это имеет место при работе в низкоомных породах или с длинными зондами) или, напротив, в условиях, приближающихся к ближней зоне (высокоомные породы, малые зонды), связь между измеряемой величиной и проводимостью среды может быть записана в явном виде [см. (2.57) и (2.70)]. Однако определение кажущейся проводимости на основе приближенных формул для однородной среды представляется мало оправданным.

Практически переход от измеряемой величины к кажущейся проводимости и кажущемуся сопротивлению осуществляется с помощью графиков, построенных для однородной среды, определен-

ных зондов и частоты поля. На рис. 73 изображены такие графики для зондов Ю,4И1,8Г и Ю,4ИЮ,4Г и частоты 1 МГц. Измеряемой величиной здесь является $\sin(\Delta\varphi/2)$. Аналогичные графики нетрудно построить для отношения амплитуд. С помощью графиков, изображенных на рис. 73, можно построить для данного масштаба записи измеряемой величины неравномерную шкалу γ_k или ρ_k . Практически удобно иметь готовые неравномерные шкалы для определенных масштабов и при регистрации устанавливать один из этих масштабов. При таком способе перехода

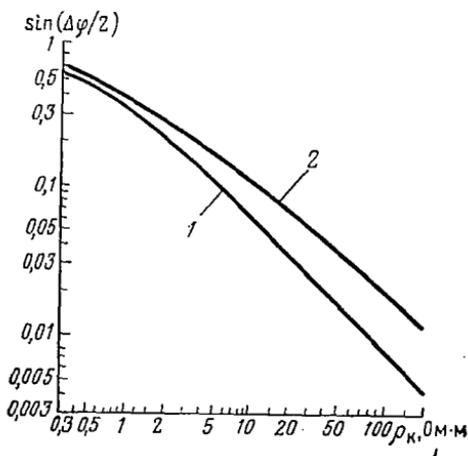


Рис. 73. График для перехода от $\sin(\Delta\varphi/2)$ к кажущемуся удельному сопротивлению.

$f=1$ МГц. 1 — зонд Ю,4ИЮ,4Г; 2 — зонд Ю,4И1,8Г

спада кривой к участку с плавным изменением измеряемого параметра (см. рис. 55, в и г). Если мощность пласта составляет 0,5—0,8 м, подошва пласта совпадает с максимумом (низкоомный пласт) или минимумом (высокоомный пласт) кривой. Кровля пласта отмечается перегибом кривой при переходе от резкого спада или подъема кривой к участку с плавным ее изменением.

Характерными значениями кривой являются максимальные (в низкоомных пластах) или минимальные (в высокоомных пластах). Эти значения следует использовать при интерпретации.

Учет влияния вмещающих пород. Результаты расчетов показывают, что влияние вмещающих пород в методе волнового каротажа сравнительно невелико. Когда удельное сопротивление пласта меньше удельного сопротивления вмещающих пород, влияние последних на характерные значения кривой практически отсутствует в пластах мощностью 1 м и более. При обратном соотношении сопротивлений влияние вмещающих пород проявляется в большей мере. О степени этого влияния можно судить по

Определение границ пласта.

Правила выделения границ пласта по данным ВКП близки к рассмотренным выше правилам для волнового диэлектрического каротажа. Если используется зонд кровельного типа, у которого сближенные катушки расположены сверху, подошва пласта всегда выделяется по перегибу кривой. Когда мощность пласта превышает 1—1,2 м, перегиб соответствует переходу от крутого подъема или

данным, приведенным на рис. 57. Влияние вмещающих пород на показания в маломощных пластах высокого сопротивления можно учесть с помощью зависимостей, подобных изображенным на рис. 57.

Влияние скважины. Если длина зонда в 2—3 раза превышает диаметр скважины и измеряются относительные величины (разность фаз или отношение амплитуд), скважина на результаты измерения не влияет. В процессе обработки материалов не нужно вводить поправки, учитывающие удельное сопротивление бурового раствора или диаметр скважины. Небольшие искажения кривых могут наблюдаться в местах резкого изменения диаметра скважины, на границах каверн, когда одна из приемных катушек находится в интервале, имеющем нормальный диаметр, а вторая уже вошла в каверну. Отсутствие влияния скважины на результаты измерений серьезно упрощает процесс интерпретации и способствует повышению ее точности по сравнению с другими методами электротриин.

Влияние зоны проникновения, определение удельного сопротивления пласта. Влияние зоны проникновения на показания волнового каротажа проводимости зависит от ряда факторов и в первую очередь от соотношения между ее диаметром и длиной зонда. Если длина зонда в 2—3 раза превышает диаметр зоны проникновения (см. раздел 4), последняя практически не влияет на результаты измерений. В общем случае, когда это условие не выполняется, удельное сопротивление пласта можно определить путем совместной обработки результатов наблюдений с зондами разной длины.

Учет влияния зоны проникновения производится с помощью палеток, построенных для разных параметров зоны проникновения и пласта. В последнее время большое распространение получил универсальный метод интерпретации [50], который позволяет использовать для комплексной обработки данные разных методов электрического каротажа. В этом способе пользуются палетками, на которых представлены кривые $\rho_{п}/\rho_{с} = f(\rho_{к}/\rho_{с})$ для ряда фиксированных значений D/d , $\rho_{зп}/\rho_{с}$, L/d . В случае волнового каротажа проводимости подобные палетки можно построить не для относительных величин (в долях $\rho_{с}$ и d), а для абсолютных значений указанных параметров¹. Это не приводит к увеличению числа палеток, поскольку удельное сопротивление и диаметр скважины не влияют на результаты наблюдений.

Для частоты 1 МГц рассчитаны палетки для зондов ИО,4ИО,4Г и ИО,4ИО,8Г. Значения $D_{экр}$ приняты равными 0,4; 0,6; 0,8; 1; 2; 4 и 6 м. Значения $\rho_{пп}$ приняты равными 0,5; 20 и 80 Ом·м. На рис. 74 приведена палетка из такого комплекта.

Определение удельного сопротивления пласта производится путем совместной интерпретации результатов измерений с несколь-

¹ Вместо $\rho_{зп}$ в данном случае используется величина $\rho_{пп}$.

кими зондами, обладающими разной глубиной исследования. Зонды ВКП длиной 2 м обладают глубиной, примерно соответствующей глубинности зондов 6Ф1 индукционного каротажа. Таким образом, зонд И0,4И1,8Г может играть роль глубинного зонда в наборе зондов, необходимых для комплексной интерпретации. В качестве зонда со средним радиусом исследования мо-

жет быть использован зонд волнового каротажа И0,4И0,4Г, глубинность которого примерно в 3—3,5 раза меньше глубинности зонда И0,4И0,8Г. Для этой же цели можно использовать градиент-зонд длиной 1—2 м или потенциал-зонды соответствующей длины. Для оценки сопротивления промытой зоны следует привлечь данные, полученные с помощью микрозондов или коротких зондов КС.

Определение $\rho_{п}$ по измерениям набором зондов универсальным способом возможно как с помощью палеток, так и с помощью ЭВМ. Методика применения этого способа описана в [50].

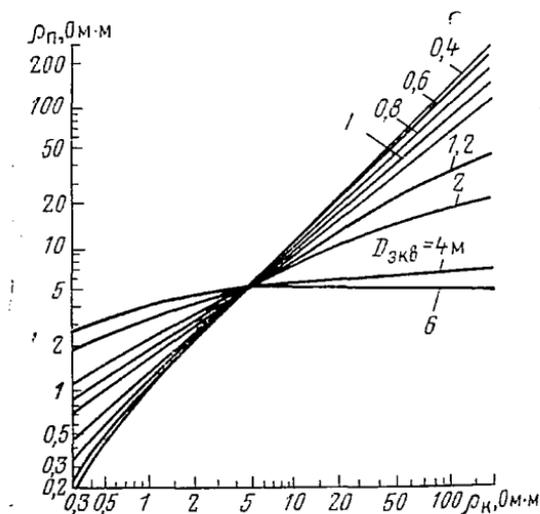


Рис. 74. Палетка для определения удельного сопротивления пласта по данным ВКП.

Пласт неограниченной мощности
Зонд И0,4И1,8Г, $f=1$ МГц, $\rho_{пп}=5$ Ом·м

Наряду с универсальным методом, для определения $\rho_{п}$ можно использовать комплексные палетки, где по одной оси отложены значения $\rho_{к1}$, полученные с зондом, обладающим большим радиусом исследования, а по другой — значения $\rho_{к2}$, полученные с зондом средней глубинности. На рис. 75 изображена палетка для интерпретации результатов измерений с двумя зондами ВКП разной длины. На палетке нанесены два семейства кривых. Одно объединяет кривые с различными значениями $\rho_{п}$, другое — с фиксированными значениями $D_{экв}$. Палетки построены для нескольких значений $\rho_{пп}$. Искомые значения $\rho_{п}$ и $D_{экв}$ определяются по палетке путем нахождения точки пересечения прямых, соответствующих $\rho_{к1}$ и $\rho_{к2}$.

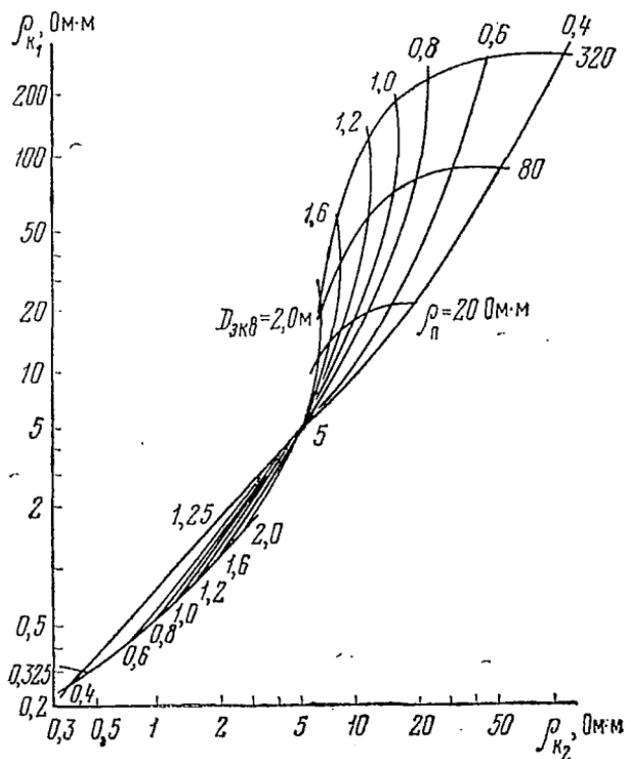


Рис. 75. Комплексная палетка для интерпретации результатов ВКП при измерениях с двумя зондами.
 ρ_{K1} — зонд Ю,4И1,8Г; ρ_{K2} — зонд Ю,4ИЮ,4Г; $f=1$ МГц,
 $\rho_{п}=5$ Ом·м

Комплексная геологическая интерпретация данных ВДК. Исследования в скважинах

Принципы геологической интерпретации результатов ВДК удобно рассмотреть на конкретных примерах. Основной объем исследований методом волнового диэлектрического каротажа выполнен в скважинах Ромашкинского нефтяного месторождения.

Разрез в районе месторождения представлен в основном карбонатными породами каменноугольного и девонского возраста. Часть разреза сложена терригенными образованиями — песчаниками, алевролитами, аргиллитами, глинами. Эти породы слагают основной продуктивный комплекс — пашийские слои верхнего девона. Второй нефтяной комплекс приурочен к породам нижнего карбона. Нефть встречается здесь как в карбонатных, так и в терригенных породах.

Главное внимание уделено описанию методики исследований и интерпретации данных ВДК в терригенных породах. Результаты ВДК представляют интерес в первую очередь при определении характера насыщения пластов. В условиях Ромашкинского месторождения решение этого вопроса связано со значительными трудностями, обусловленными следующими обстоятельствами. Разработка данного месторождения ведется с широким применением законтурного и внутриконтурного заводнения. Для закачки в продуктивные пласты используется пресная вода. Величина удельного сопротивления пласта, насыщенного опресненной водой, практически не отличается от сопротивления пласта, насыщенного нефтью. По мере разработки месторождения и увеличения количества закачиваемой воды пласты с пресной водой встречаются все чаще, и проблема определения характера насыщения пласта, обладающего повышенными значениями сопротивления, становится все более актуальной. Некоторую помощь в разделении обводненных и нефтенасыщенных пород оказывают результаты измерений методом ПС. В полностью обводненных пластах уменьшается амплитуда ПС, при проникновении воды по кровле или подошве пласта происходит смещение кривой от «линии глин» [11]. Однако на ход кривой ПС существенное влияние оказывает ряд других факторов, и однозначная интерпретация затруднена. Для определения характера насыщения пластов в последнее время применяется опробователь пластов на каротажном кабеле. Основными недостатками этого метода является высокая стоимость проводимых исследований и получение данных лишь в отдельных точках, а не в виде непрерывной характеристики изучаемого интервала.

Таким образом, в настоящее время как на Ромашкинском, так и других нефтяных месторождениях ощущается острая необходимость в методе, который мог бы характеризовать флюид, насыщающий пласт. Первостепенный интерес в этом отношении представляют измерения диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим результаты геологической интерпретации ВДК в комплексе со стандартными методами каротажа. Опишем особенности диаграмм ВДК в карбонатном и песчано-глинистом разрезах и их связь с литологией, а затем определим характер насыщения пласта.

Особенностью кривых ВДК является их высокая дифференциация, примерно такая же, как у кривых акустического или бокового каротажа. Это обстоятельство является вполне закономерным, поскольку детальность исследования в ВДК определяется базой зонда, которая в использовавшейся аппаратуре равна 0,2—0,3 м.

В связи с сильной дифференциацией кривых, наличием на них многочисленных локальных максимумов и минимумов, нередко сложной формы, особое значение приобретает вопрос о воспроизводимости результатов наблюдений. Все записи в наиболее интересной части разреза — продуктивном девоне, дублиро-

вались. Сравнение основных и повторных записей свидетельствует о практически полном их совпадении.

Переходя к характеристике диаграмм ВДК, отметим, что в карбонатной части разреза измеряемая величина $\sin(\Delta\varphi/2)$ меняется в довольно широких пределах. Встречаются участки с минимальными отсчетами, иногда наблюдаются большие значения измеряемого параметра, но преобладают средние отсчеты, соответствующие значениям $\epsilon_k = 10 \div 14$ отн. ед. Минимальные значения $\sin(\Delta\varphi/2)$ в карбонатных породах наблюдаются против плотных битуминизированных пород доманиковского горизонта. Значения ϵ_k составляют здесь 3,5—5 отн. ед. и почти не меняются от скважины к скважине. Отсчеты в отложениях доманика могут служить средством контроля постоянства нуля прибора. В карбонатных породах с пористостью 7—8% значения ϵ_k возрастают до 16—18 отн. ед. На рис. 76 приведена кривая ВДК для одного интервала в карбонатной части разреза. Здесь же даны диаграммы индукционного и нейтронного гамма-каротажа. Кривые КС и ПС не приведены, поскольку в непродуктивной части разреза они регистрируются в масштабе 1:500. В интервале 1512—1550 м, где наблюдается чередование плотных и пористых карбонатных пород, значения ϵ_k меняются в пределах 5—20 отн. ед. Плотным породам соответствуют низкие, а пористым — повышенные значения диэлектрической проницаемости. В интервале 1550—1560 м отмечаются весьма низкие значения ϵ_k^* , хотя по данным НГК пористость пород здесь заметно увеличивается. Как показывает совместная интерпретация данных каротажа и имеющихся геологических материалов, этот интервал представлен сильно битуминизированными карбонатными породами и, следовательно, малые значения диэлектрической проницаемости здесь вполне закономерны.

В терригенной части разреза значения измеряемой величины $\sin(\Delta\varphi/2)$ меняются в широких пределах. Основным фактором, определяющим конфигурацию диаграмм, здесь является различие в показаниях против глин и аргиллитов, с одной стороны, и песчаников и алевролитов — с другой. Глины и аргиллиты, обладающие высокой проводимостью, отмечаются большими значениями $\sin(\Delta\varphi/2)$, достигающими 0,8—1, песчаники и алевролиты характеризуются меньшими значениями измеряемого параметра. Показания против песчаников и алевролитов зависят от вида насыщающего их флюида. При насыщении пресной водой пласты характеризуются большими значениями $\sin(\Delta\varphi/2)$ — порядка 0,5—0,7, при насыщении нефтью — меньшими — 0,3—0,5. Различия в показаниях, связанных с характером насыщающего флюида, обычно меньше, чем различия в показаниях против аргиллитов и песчаников. Таким образом, на кривых ВДК коллекторы чаще всего выделяются пониженными значениями измеряемого параметра по сравнению со вмещающими породами. Примерно такими же, как коллекторы, значениями $\sin(\Delta\varphi/2)$ харак-

теризуются плотные породы. Поэтому при выделении коллекторов необходимо использовать данные других видов каротажа — кривые ПС, микрозонды и др.

В отношении диэлектрической проницаемости терригенных отложений отметим следующее¹. Значения ϵ_k для глин и аргилли-

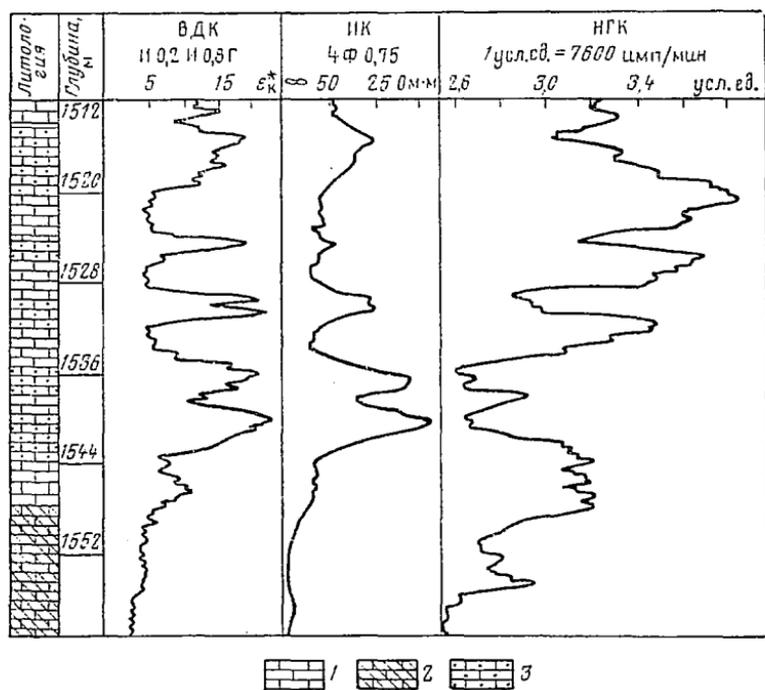


Рис. 76. Диаграммы диэлектрического индукционного и нейтронного гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Абдрахмановская площадь, скв. 8917).

1 — известняк плотный; 2 — известняк битуминизированный; 3 — известняк пористый

тов лежат в пределах 35—60 отн. ед. Следует, правда, учесть, что точность определения диэлектрической проницаемости в данном случае невелика. Это связано с тем, что удельное сопротивление глин и аргиллитов составляет 3—5 Ом·м. Соответствующие кривые на палетке для перехода от $\sin(\Delta\varphi/2)$ идут довольно полого (см. рис. 71). Наибольшие ошибки в определении $\sin(\Delta\varphi/2)$ или выборе ρ приводят к заметным погрешностям в определении ϵ .

¹ Поскольку при переходе от $\sin(\Delta\varphi/2)$ к диэлектрической проницаемости вводилась только поправка на влияние удельного сопротивления пород и не учитывалось возможное влияние зоны проникновения и вмещающих пород, определенные значения диэлектрической проницаемости обозначены ϵ_k^* .

Тем не менее указанные значения диэлектрической проницаемости для глины неплохо согласуются с результатами лабораторных измерений С. М. Аксельрода (см. рис. 2).

Песчаники, обладающие пористостью 20—25%, насыщенные опресненной водой, характеризуются значениями ϵ_k порядка 16—25 отн. ед. С понижением пористости величина ϵ_k уменьшается. При насыщении песчаников нефтью значение диэлектрической проницаемости колеблется от 5 до 10—11 отн. ед. Близкие значения ϵ_k наблюдаются в нефтенасыщенных алевролитах.

Величина диэлектрической проницаемости пласта служила основным критерием при решении вопроса о характере насыщения пласта по данным ВДК. При этом учитывались данные других методов каротажа, по которым можно было судить о прочих факторах, влияющих на показания ВДК, таких, как пористость, глубина зоны проникновения, скелета, глинистость. Отметим, что высокие значения ϵ глины должны вызывать соответствующее повышение диэлектрической проницаемости глинистых нефтенасыщенных песчаников. Отсюда следует, что для определения характера насыщения пластов по величине ϵ при повышенных значениях последней ($\epsilon_k^* = 12 \div 16$) необходим учет влияния глинистости.

С. Б. Денисовым сделана попытка установить связь между глинистостью коллектора и значением диэлектрической проницаемости. Для ряда пластов были определены значения относительной глинистости $S_{гл}$ по кривым гамма-каротажа в соответствии с методикой, описанной в [67]. Полученные значения $S_{гл}$ и ϵ_k нанесены на график (рис. 77). Характер флюида в пласте определен по результатам промышленных испытаний и геологическим данным. Из рис. 77 следует, что к водонасыщенным нужно относить пласты со значением ϵ_k^* от 16—17 до 25 при $S_{гл}$ не более 13—14%. В случае более высокой глинистости большие значения ϵ_k не всегда являются признаком обводнения пластов. Таким образом, при определении характера насыщения по данным ВДК необходимо использовать кривые ГК, ПС и микрозондов для оценки глинистости пласта или отдельных его интервалов.

Как отмечалось, нефтенасыщенные пласты характеризуются значениями ϵ_k от 5 до 10—11 отн. ед. Эти результаты хорошо согласуются с данными лабораторных экспериментов, при которых для нефтенасыщенных песчаников (коэффициент нефтенасыщенности от 100 до 75%) получены значения от 5 до 11 отн. ед. (см. рис. 3 и 7). Отметим, что диэлектрическая проницаемость чистой безводной нефти Ромашкинского месторождения по данным лабораторных измерений составляет 2,35—2,40 отн. ед.

Рассмотрим примеры записей ВДК в скважинах, вскрывших нефтенасыщенные пласты. В скв. 10908 (рис. 78) вскрыто несколько коллекторов с повышенным удельным сопротивлением в интервалах 1690—1693 м, 1697—1702 м и др. Диэлектрическая проницаемость этих пластов по данным ВДК составляет 4,5—

10 отн. ед., т. е. указывает на их нефтеносность. Лишь в пласте, расположенном на глубине 1690—1693 м, отмечены несколько повышенные значения ϵ , равные 11—12 отн. ед., что, вероятно, объясняется влиянием зоны проникновения. Промышленные испытания (интервал 1714—1717 м) и данные, полученные с опробователем пластов (ОПТ), подтверждают нефтенасыщенность вскрытых пластов.

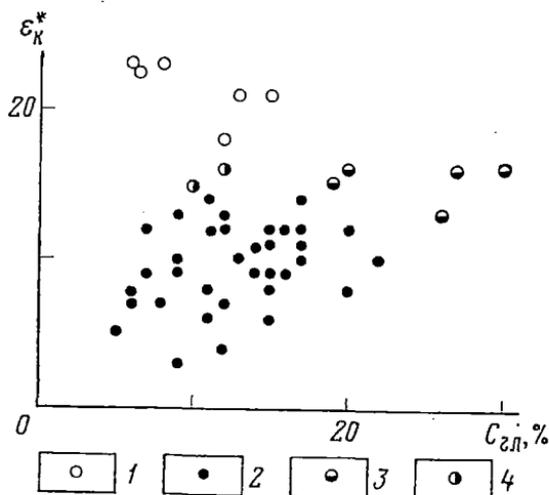


Рис. 77. Зависимость диэлектрической проницаемости от относительной глинистости пород.

1 — водоносные породы; 2 — нефтеносные породы; 3 — нефтеносные глинистые породы; 4 — характер насыщения пещер

В скв. 2483 в интервале 1782,5—1788 м вскрыт высокоомный пласт-коллектор, который, по данным стандартного комплекса, интерпретировался как нефтенасыщенный (рис. 79). По данным волнового диэлектрического каротажа пласт тоже является нефтеносным, поскольку его диэлектрическая проницаемость составляет 6—7 отн. ед. В подошве пласта значения ее несколько увеличиваются, в кровле — уменьшаются. На этой же диаграмме видно, что пласт нефтенасыщенных алевролитов характеризуется значениями ϵ_k^* , равными 6 отн. ед.

В скв. 8801 (рис. 80) в интервале 1767—1771 м вскрыт пласт-коллектор. По данным стандартного комплекса он интерпретировался как нефтеносный. Против него получены значения ϵ_k^* , равные 6—10 отн. ед., т. е. нефтяная характеристика пласта подтверждается данными ВДК.

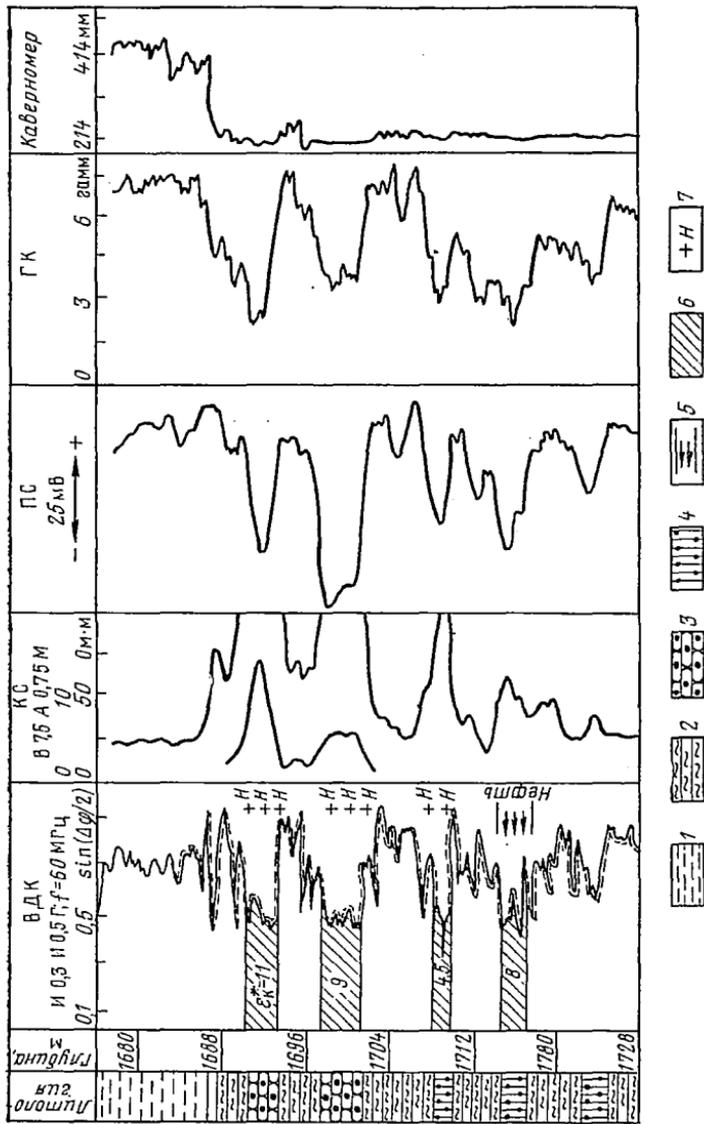


Рис. 78. Пример выделения нефтяных пластов по данным диэлектрического, стандартного электрического и гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Павловская площадь, скв. 10908). 1 — глина; 2 — аргиллит; 3 — нефтеносный песчаник; 4 — нефтеносный алевролит; 5 — интервал промышленных испытаний; 6 — нефтяной пласт; 7 — характеристика пласта по данным опробования пластов

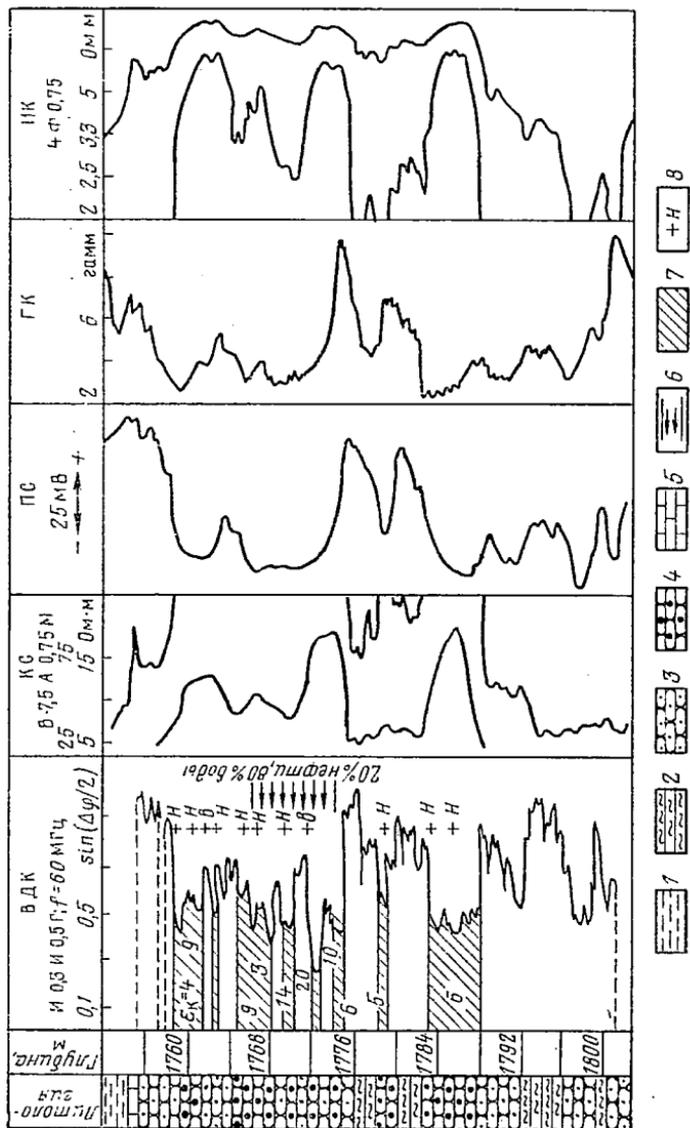


Рис. 79. Диаграммы волнового диэлектрического, стандартного электрического, индукционного и гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Абдрахмановская площадь, скв. 2483).
 1 — глина; 2 — аргиллит; 3 — песчаник; 4 — нефтеносный песчаник; 5 — известняк; 6 — интервал промысленных испытаний; 7 — нефтяной пласт; 8 — точка опробования и характеристика пласта по данным опробователя пластов (н — нефть, в — вода)

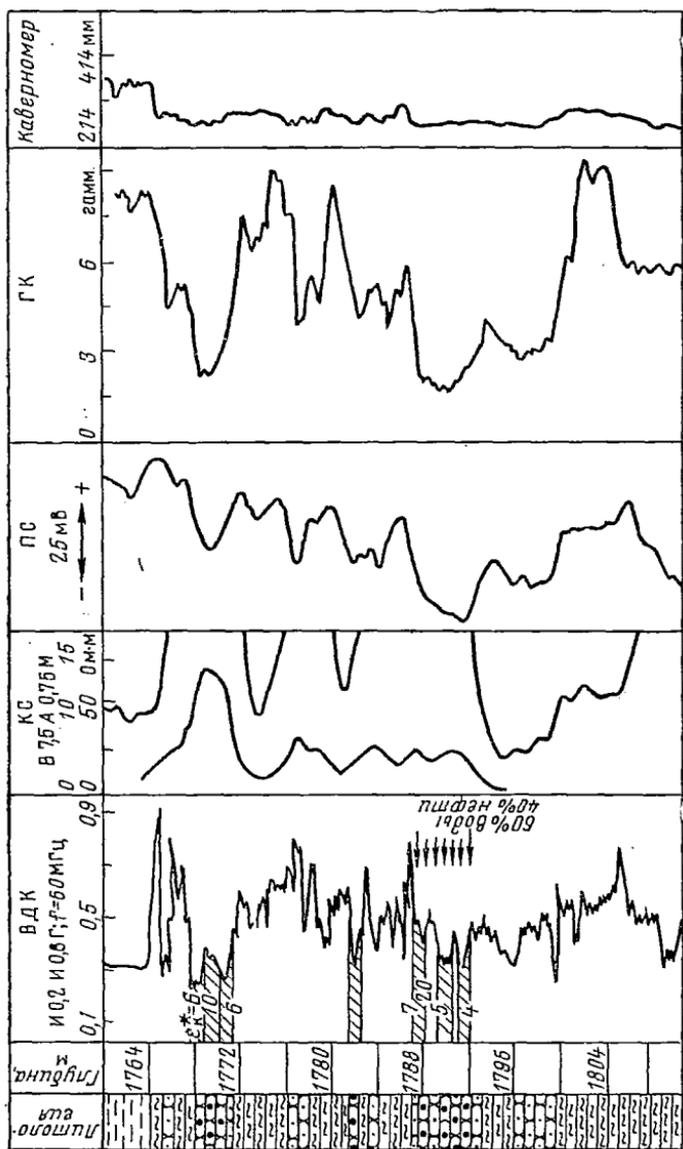


Рис. 80. Диаграммы волнового диэлектрического, стандартного электрического и гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Абдрахмановская площадь, скв. 8801).

1 — глина; 2 — аргиллит; 3 — песчаник; 4 — нефтеносный песчаник; 5 — нефтяной пласт

Отметим, что приведенные примеры относятся к скважинам, расположенным в зонах возможного влияния закачки. Заключение о характере насыщения пластов по материалам стандартного комплекса здесь не всегда является однозначным. Поэтому совпадение данных диэлектрического каротажа с результатами промышленного опробования свидетельствует о том, что привлечение материалов ВДК позволяет увеличить достоверность интерпретаций в подобных условиях.

Представляет интерес рассмотреть материалы ВДК по скважине, вскрывшей пласты, полностью обводненные в результате закачки. На рис. 81 приведены диаграммы по скв. 912-а, расположенной в непосредственной близости от нагнетательных скважин. В интервалах 1654,5—1658,5 м, 1661—1665 м, 1681—1689,5 м, 1694—1704 м вскрыты пласты, которые характеризуются повышенными значениями диэлектрической проницаемости, — в среднем 14—18 отн. ед. По геологическим данным и результатам опробования соседних скважин эти пласты считаются насыщенными пресной водой. При промышленном опробовании пластов в интервалах 1654,5—1658,5 и 1661—1665 м получен приток пресной воды с пленкой нефти. Наличием некоторого количества остаточной нефти, возможно, объясняются сравнительно невысокие значения ϵ_k^* в верхней части интервала 1661—1665 м. Пласты в интервалах 1681—1689,5 м и 1694—1704 м не опробовались. Насыщение их пресной водой не вызывает сомнения. Необходимо заметить, что значения ϵ_k^* в пластах 1681—1689,5 и 1694—1704 м несколько занижены по сравнению с диэлектрической проницаемостью обводненных пластов в других скважинах. По-видимому, в данном случае это объясняется очень малой минерализацией воды, о чем свидетельствуют высокие значения ρ_k против этих интервалов. Возможно также влияние дисперсии, поскольку отношение $\omega\epsilon/\gamma$ достигает 6—9. Иная картина наблюдается против низкоомных пластов, залегающих ниже ВНК и насыщенных сильно минерализованными водами. Результаты измерений методом ВДК в этом случае часто не поддаются количественной интерпретации. Причина, по-видимому, заключается в том, что поглощение в пластах, обладающих удельным сопротивлением 1—2 Ом·м, весьма велико и сигнал в приемных катушках уже не определяется боковой волной — он является результатом интерференции отраженных и преломленных волн малой интенсивности. Поскольку работы способом ВДК проводятся в комплексе с другими методами, можно сравнительно просто выделить на диаграммах подобные низкоомные интервалы и не проводить здесь количественной интерпретации данных ВДК.

Рассмотрим теперь возможности диэлектрического каротажа при выявлении локальных прорывов пресных вод в продуктивные горизонты. Критерием выделения таких пропластков служат повышенные значения ϵ_k^* (примерно 16—20 отн. ед.) в пределах пла-

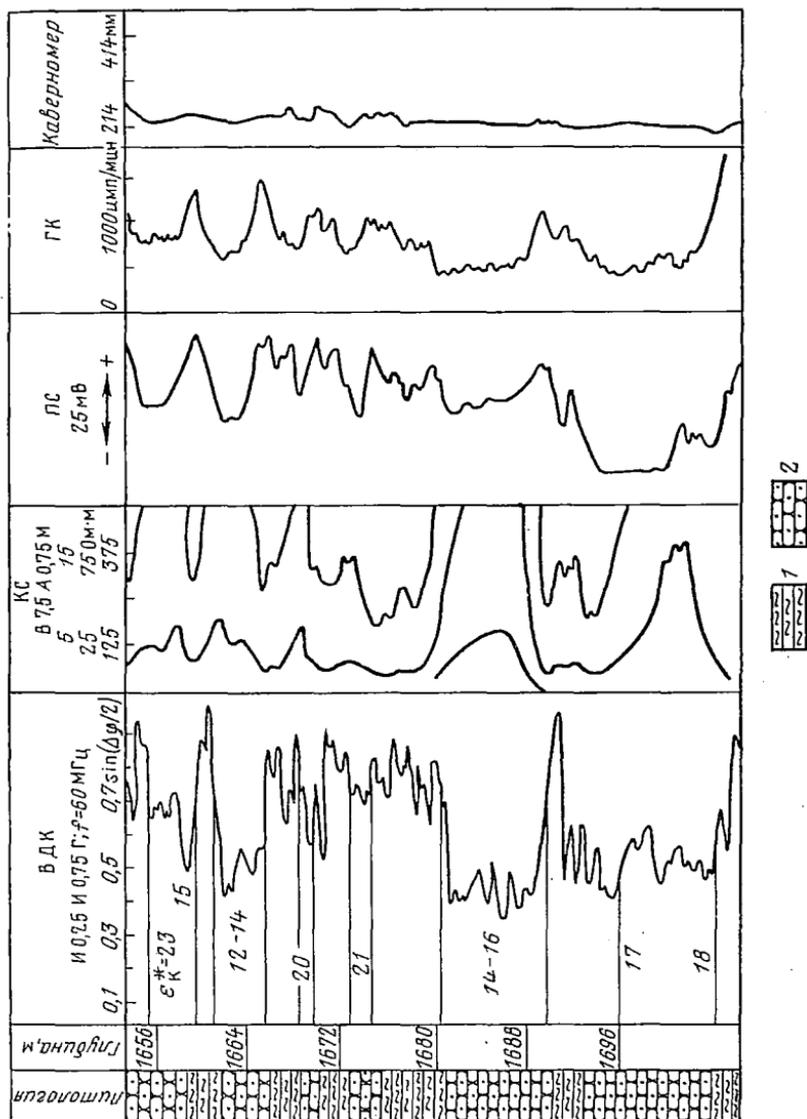


Рис. 81. Диаграммы волнового диэлектрического, стандартного электрического и гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Абдрахмановская площадь, скв. 912-а).
1 — аргиллиты; 2 — песчаники

стов-коллекторов, залегающих выше водо-нефтяного контакта. В качестве примера приведем результаты по скв. 2483 (см. рис. 79). Здесь в интервале 1758—1774,6 м по данным стандартного электрокаротажа выделен пласт-коллектор с высокими сопротивлением насыщающей жидкости. По результатам ВДК в интервале 1764,6—1774,8 м можно выделить ряд пропластков, характеризующихся резко различающимися значениями ϵ_k^* .

Два из них (1768—1769 м и 1770—1772 м) обладают высокой диэлектрической проницаемостью, равной 14 и 20 отн. ед. при глинистости менее 10%, что позволяет считать их водонасыщенными. Другие пропластки имеют низкие значения диэлектрической проницаемости и могут квалифицироваться как нефтеносные. Выше аргиллитовой перемычки 1763,6—1765 м, в интервале 1758—1763,6 м вновь чередуются пропластки с высокими и низкими значениями ϵ_k^* . Характеристика отдельных участков пласта по показаниям волнового диэлектрического каротажа хорошо согласуется с результатами, полученными с помощью опробователя пластов на кабеле. Характеристика пласта по ВДК подтверждается также результатами промышленного опробования. При испытаниях вначале получено 52% нефти и 48% опресненной воды, а затем 20% нефти и 80% воды.

Прорывы пресных вод выявлены по данным ВДК в скв. 8801, (см. рис. 80). В интервале 1787—1792 м, который по данным ПС соответствует коллектору, отмечены два пропластка с высокими значениями диэлектрической проницаемости (около 20 отн. ед.). Судя по кривой ГК, глинистость пород в пределах рассматриваемого интервала невелика. Отмеченные пропластки интерпретировались как участки прорыва пресных вод в нефтяной пласт, основная часть которого характеризуется значениями $\epsilon_k^* = 5 \div 7$ отн. ед. При промышленных испытаниях в интервале 1787—1792 м получено 40% нефти и 60% пресной воды.

Влияние глинистости на показания ВДК иллюстрируется материалами по скв. 10763 (рис. 82). В скважине вскрыто четыре пласта-коллектора в интервалах 1742,8—1748, 1754—1758,8, 1764—1767,8, 1769,6—1778 м. Диэлектрическая проницаемость первого пласта 7—12 отн. ед., что характерно для нефтяных пластов. Значения относительной глинистости не превышают 14—17%. Пласт на глубине 1754—1758 м является неоднородным. Значения диэлектрической проницаемости колеблются в пределах 8—17 отн. ед. В интервалах 1754—1754,5, 1755,2—1755,8, 1756,8—1757,6 м, 1758—1758,8 м значения составляют 8—11 отн. ед. — пласт здесь является нефтенасыщенным. В интервалах 1754,5—1755,2 м, 1755,8—1756,8, 1757,6—1758 м значения диэлектрической проницаемости равны соответственно 13, 16 и 17 отн. ед. Против этих интервалов отмечается уменьшение амплитуды ПС, увеличение значений по кривой ГК, в первом и третьем интервалах отсутствуют положительные приращения по микрозондам. Значения

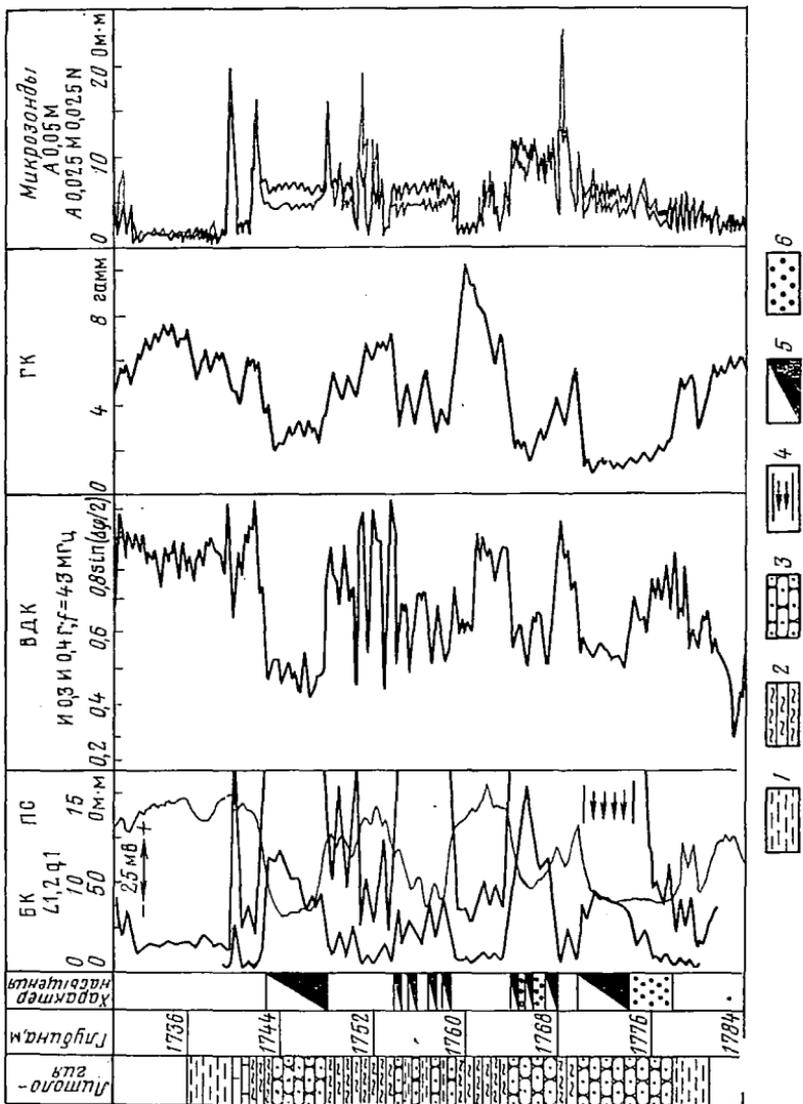


Рис. 82. Диаграммы волнового диэлектрического, стандартного электрического и гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Миннибаевская площадь, скв. 10763).

1 — глина; 2 — аргиллит; 3 — песчаник; 4 — интервал промысловых испытаний; 5 — нефтяной пласт; 6 — водоносный пласт

относительной глинистости соответственно равны 26, 30 и 20%. На основании всех этих данных можно сделать вывод о том, что повышенные значения ϵ_k^* в указанных интервалах связаны с повышенной глинистостью.

Пласт в интервале 1769,6—1778 м практически однороден по ПС и характеризуется низкими значениями глинистости (7—8%). По данным ВДК пласт нефтенасыщен в интервале 1769,6—1774,2 м, где $\epsilon_k^* = 7 \div 13$ отн. ед. На глубине 1774,2 м на кривой ВДК хорошо отмечается водо-нефтяной контакт, ниже которого $\epsilon_k^* \approx 23$ отн. ед. При промышленных испытаниях в интервале 1769,6—1773,6 м получен приток нефти.

Представляет интерес наряду с диаграммами ВДК рассмотреть пример записи с аппаратурой диэлектрического индуктивного каротажа в продуктивной толще девона. На рис. 83 приведены диаграммы по скв. 5007. Кривая ДИК получена с зондом ИО,75ГО,25Г. Рабочая частота 22,5 МГц. Измерялась амплитуда вторичного поля $|h_{z_1} - h_{z_2}|$. В интервалах 1620,8—1627,5 м, 1633—1639 и 1642,6—1648 м вскрыты три пласта-коллектора. Удельное сопротивление пород, слагающих эти пласты, составляет 30—50 Ом·м. Интерпретация кривой ДИК показывает, что пласты характеризуются повышенными значениями диэлектрической проницаемости — около 14—19 отн. ед. Промышленные испытания были проведены в интервале 1642,5—1648 м. Получен приток пресной воды с плотностью 1,02 г/см³. Примеры диаграмм ДИК по Ромашкинскому месторождению, месторождениям Пермской области, Западно-Сибирской низменности приведены также в [15 и 65].

Опробование ВДК в инженерно-геологических и гидрогеологических скважинах. Поскольку диэлектрическая проницаемость горных пород зависит от степени их водонасыщенности, применение диэлектрического каротажа при исследовании гидрогеологических и инженерно-геологических скважин представляет большой интерес. Учитывая это обстоятельство, метод ВДК опробовали в ряде инженерно-геологических и гидрогеологических скважинах. На рис. 84 в качестве примера приведены результаты измерений по скв. 25132, расположенной в Москве. Скважина пробурена с целью водоснабжения и вскрывает водоносную толщу в нижнекаменноугольных отложениях (так называемый серпуховско-окский водоносный горизонт). Водовмещающими породами являются крепкие перекристаллизованные известняки, разбитые системой трещин. Характерной особенностью разреза являются высокие удельные сопротивления пород, большей частью превышающие 200 Ом·м. В этих условиях поправки на проводимость в результаты измерений вводить не требуется и для кривой ВДК можно использовать масштаб непосредственно в единицах кажущейся диэлектрической проницаемости. Кривая ВДК носит относительно спокойный характер. Значения ϵ_k меняются в пределах от 7—8 до 16—17 отн. ед. Пропластам с малыми значениями

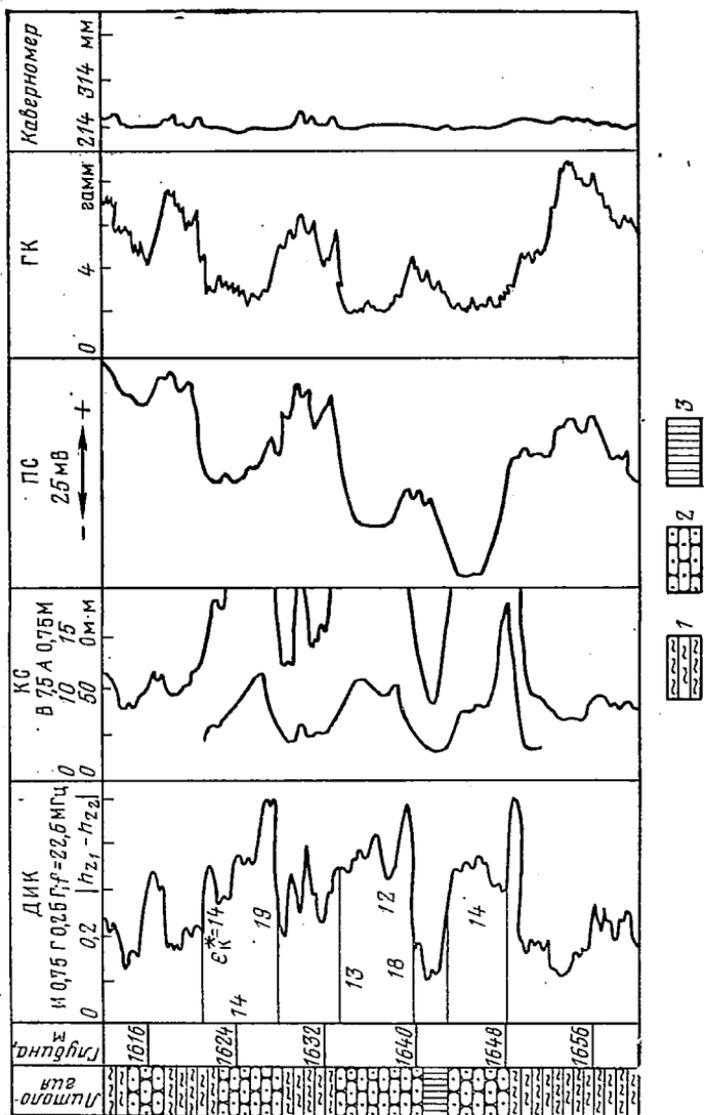


Рис. 83. Диаграммы диэлектрического индуктивного, стандартного электрического и гамма-каротажа (Ромашкинское месторождение, Павловская площадь, скв. 5007).
 1 — аргиллит; 2 — песчаник; 3 — алевролит

диэлектрической проницаемости соответствуют уплотненные известняки, интервалам с повышенной величиной ϵ_K отвечают трещиноватые водоносные породы. Хорошая разрешающая способность ВДК позволяет составить по кривой диэлектрической проницаемости более четкое представление о распределении водоносных трещиноватых зон, чем по кривой КС.

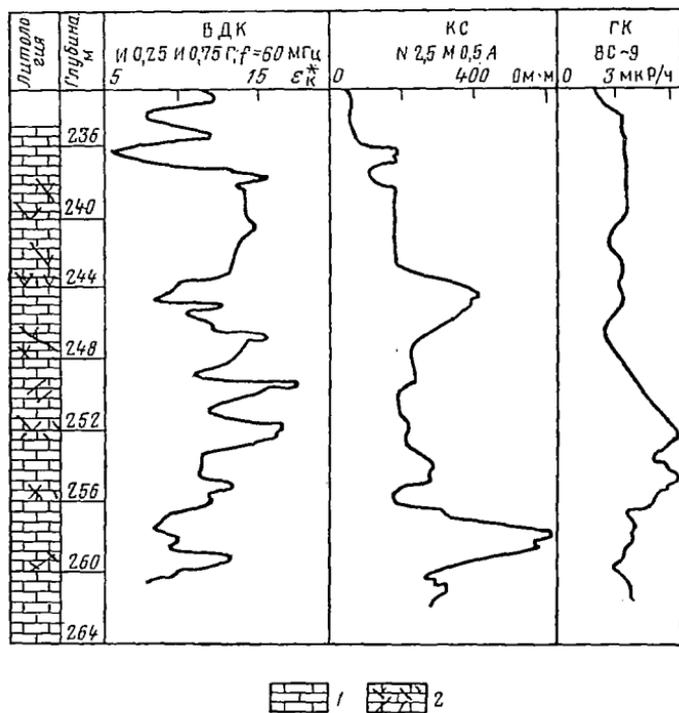


Рис. 84. Диаграммы волнового диэлектрического, стандартного электрического и гамма-каротажа (Москва, скв. 25132).

1 — известняки плотные; 2 — известняки трещиноватые, водоносные

При инженерно-геологических изысканиях большое значение имеет обследование полностью или частично сухих скважин. Их документация затрудняется тем обстоятельством, что здесь нельзя применять методы электрокаротажа на постоянном токе. Метод ВДК не подвержен этому ограничению и обладает высокой детальностью исследования. На рис. 85 изображены кривая ВДК, полученная в частично сухой скважине, и кривая КС нижней части скважины с буровым раствором. Разрез представлен песчаниками с прослоями глин. Последние отмечаются на диаграмме ВДК повышенными значениями ϵ_K , достигающими 40 отн. ед. При-

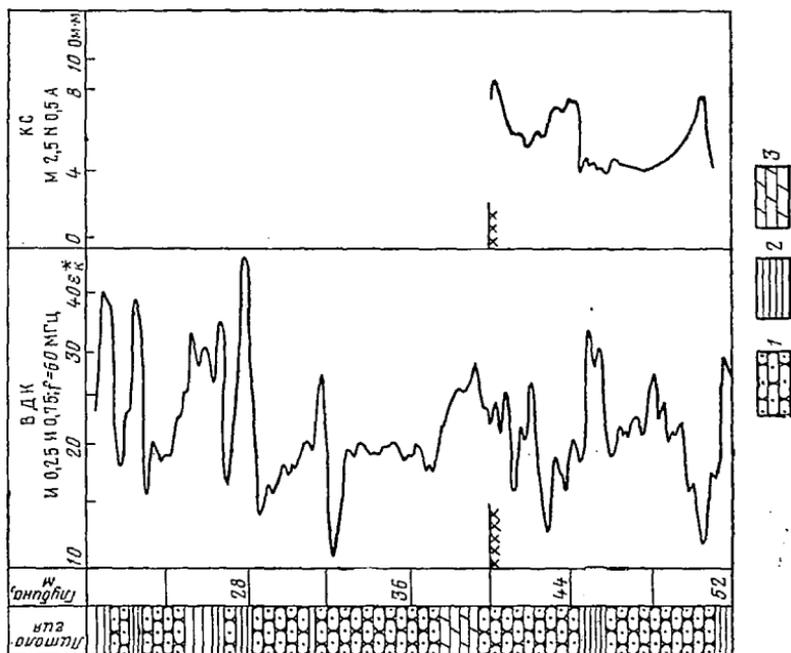


Рис. 85. Диаграммы волнового диэлектрического и электрического каротажа (Татарская АССР, д. Надеждино, скв. 29527).
1 — песчаники; 2 — глины; 3 — мергели

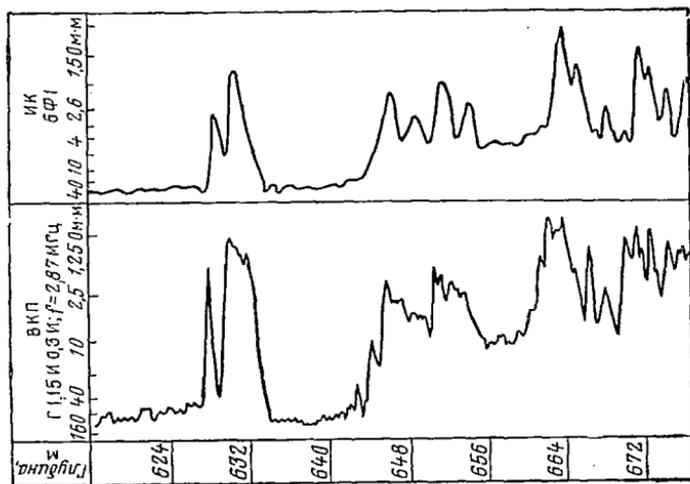


Рис. 86. Диаграммы волнового каротажа проводимости и индукционного каротажа (Раменская скважина ВНИИГеофизики)

переходе из интервала, заполненного буровым раствором, в сухую часть скважины скачков кривой ВДК не наблюдается. В нижней части разреза кривая ВДК хорошо коррелируется с кривой КС.

Опробование метода волнового каротажа проводимости. Опробование метода ВКП проводилось в Раменской скважине ВНИИ Геофизики. Прибор волнового каротажа проводимости отличается от аппаратуры диэлектрического каротажа размерами зонда и рабочей частотой. Блок-схема и конструкция прибора аналогичны описанному выше прибору ВДК. Рабочая частота прибора 2,87 МГц. Зонд Г1,15ИЮ,3И имеет длину 1,3 м и нижнее расположение приемных катушек. Питание как генератора, так и приемника осуществляется с поверхности по кабелю. Измеряемая величина $\sin(\Delta\varphi/2)$. На рис. 86 приведены часть диаграммы, записанной в Раменской скважине, и для сравнения запись в этом интервале с аппаратурой ИК-2, снабженной зондом 6Ф1. Наблюдается удовлетворительное совпадение обеих кривых как по общей конфигурации, так и по отсчетам против отдельных пластов. При этом на кривой ВДК более четко выделяются границы отдельных пластов. Полученная кривая служит экспериментальным подтверждением принципа волнового каротажа проводимости.

Условия и область применения высокочастотного каротажа

Диэлектрический каротаж

Область применения. 1. Физические предпосылки метода и результаты исследований в скважинах позволяют считать, что основная область применения диэлектрического каротажа — определение характера насыщения коллекторов со средним и высоким удельным сопротивлением. Эта задача возникает в связи с тем, что при слабой минерализации воды, насыщающей пласт, водоносные горизонты часто не отличаются по удельному сопротивлению от нефтенасыщенных. В то же время по величине диэлектрической проницаемости они различаются достаточно хорошо. Малая минерализация пластовой воды может явиться следствием закачки пресной воды в продуктивные горизонты (Татария, Мангышлак и другие районы) или быть свойственной определенному региону (восточное обрамление Западно-Сибирской низменности и др.).

2. Диэлектрический каротаж с успехом решает задачу детального расчленения разреза. Кривые ВДК более дифференцированы, чем кривые других методов каротажа. По ним возможно выделение прослоев мощностью 0,2—0,5 м. Кривые имеют благоприятную форму против одиночных горизонтов и пачки пластов. Практически отсутствуют явления экранирования. Данные диэлектрического каротажа полезны при определении литологии пород.

3. Одна из наиболее перспективных областей применения диэлектрического каротажа — исследование гидрогеологических и инженерно-геологических скважин с целью детального расчлене-

ния разреза и определения водонасыщенности отдельных горизонтов.

4. Диэлектрический каротаж может явиться одним из средств изучения разрезов скважин, сложенных малопористыми высокоомными породами, в частности, рудных и сверхглубоких скважин в изверженных и метаморфических породах. Результаты измерений будут характеризовать минералогический состав пород.

Условия применения. Благоприятными для применения метода являются разрезы, сложенные породами с удельным сопротивлением более 5 Ом·м и небольшой глубиной зоны проникновения (диаметром, не превышающим 0,6—0,8 м). Удельное сопротивление раствора должно быть выше 0,6—0,8 Ом·м при диаметре скважин 0,2 м и более. Для работы в скважинах с раствором, обладающим меньшим удельным сопротивлением, необходимо улучшить параметры аппаратуры.

При определении характера насыщения благоприятным фактором является высокая (20% и более) пористость пород. В этом случае наблюдается большее различие по ϵ между водо- и нефтенасыщенными породами.

Диэлектрический каротаж предназначен для исследования необсаженных скважин. Однако он может применяться в скважинах, обсаженных непроводящими полимерными и асбоцементными трубами. Диэлектрический каротаж, как и другие методы переменного тока, может использоваться в сухих скважинах и скважинах, заполненных непроводящим раствором.

Ограничения применения метода. 1. Метод не позволяет определять диэлектрическую проницаемость пород при их удельном сопротивлении ниже 4—5 Ом·м. В этом случае даже при частотах 60—40 МГц токи проводимости намного превосходят токи смещения ($\omega\epsilon/\gamma < 0,2$) и результаты измерений практически определяются проводимостью пород.

2. Одним из ограничений метода является относительно небольшая глубинность. При измерениях с зондом длиной 1 м она составляет 0,3—0,4 м.

3. На показания метода заметное влияние оказывает глинистость пород. Вследствие этого в некоторых случаях возникают трудности в определении характера насыщения пластов и возникает необходимость в учете глинистости.

4. При повышающем проникновении фильтрата бурового раствора и большом различии между $\rho_{\text{эл}}$ и $\rho_{\text{п}}$ могут наблюдаться значительные искажения кривых ВДК, связанные с интерференционными явлениями в зоне проникновения.

5. В высокоомных водонасыщенных породах при условии $\omega\epsilon/\gamma \geq 2 \div 3$ возможно влияние дисперсии электрических свойств горных пород. В результате этого явления значения ϵ и ρ будут занижены.

Волновой каротаж проводимости

Область применения ВКП и круг задач, решаемых этим методом, те же, что у других способов электрического каротажа, направленных на измерение проводимости или удельного сопротивления пласта — индукционного, КС с большими зондами и др. Особенностью метода является повышенная детальность исследования, определяемая базой зонда, в сочетании с большой глубиной. Большая глубинность достигается при использовании зондов соответствующей длины и составляет около 0,4 длины зонда.

Круг задач, при решении которых целесообразно использовать способы высокочастотного каротажа, по мере опробования методов в новых районах и геологических условиях, естественно, будет уточняться и расширяться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксельрод С. М. Способ индукционного каротажа. Авт. свид. № 133556. — «Бюллетень изобретений», 1960, № 22.
2. Аксельрод С. М. Высокочастотные методы исследования скважин. М., Госгеолтехиздат, 1962.
3. Аксельрод С. М. Способ измерения диэлектрической проницаемости и удельной проводимости горных пород. Авт. свид. № 191007. — «Изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1967, № 3.
4. Аксельрод С. М. К измерению диэлектрической проницаемости горных пород в условиях скважины. — в кн.: Прикладная геофизика. Вып. 52. М., «Недра», 1968.
5. Аксельрод С. М., Черняк Г. Я. Диэлектрический каротаж. — «Разведка и охрана недр», 1959, № 1.
6. Аксельрод С. М., Маршалковский Ю. В. Устройство для диэлектрического каротажа скважин. Авт. свид. № 143938. — «Бюллетень изобретений», 1962, № 1.
7. Аксельрод С. М., Исмаилова Х. И. О диэлектрических свойствах водонасыщенных горных пород. — «Нефтегазовая геология и геофизика», 1965, № 7.
8. Альпин Л. М. К теории электрического каротажа буровых скважин. М., ОНТИ, 1938.
9. Альпин Л. М. Влияние неоднородности промежуточной зоны на результаты электрического каротажа. — В кн.: Прикладная геофизика. М., Госгиптехиздат, 1945.
10. Альпин Л. М. Теория поля. М., «Недра», 1966.
11. Анпилогов А. П. Выделение заводненных пластов и прослоев по данным промыслово-геофизических исследований. — В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 32. М., Госгиптехиздат, 1962.
12. Антонов Ю. Н. Определение диэлектрической проницаемости и удельного сопротивления методом диэлектрического каротажа. — «Геология и геофизика», 1967, № 5.
13. Антонов Ю. Н., Даев Д. С. Аппаратура диэлектрического индуктивного каротажа. — В кн.: Геофизическая аппаратура. Вып. 26. Л., «Недра», 1965.
14. Антонов Ю. Н., Изюмов И. Ф. Результаты опробования аппаратуры высокочастотного индукционного каротажа. — В кн.: Разведочная геофизика. Вып. 42. М., «Недра», 1970.
15. Антонов Ю. Н., Кауфман А. А. Диэлектрический индуктивный каротаж. Новосибирск, «Наука», 1971.

16. Бондаренко А. Т. Исследование температурной зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь горных пород на различных частотах. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1963, № 3.
17. Браун В. Диэлектрики. М., изд-во иностр. литер., 1961.
18. Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах. М., изд. АН СССР, 1957.
19. Брылкин Ю. Л., Дубман Л. И. Область применения метода диэлектрического каротажа. — В кн.: Геофизические исследования на нефть и газ в Западной Сибири. Новосибирск, 1971 (Труды Сиб. науч.-исслед. ин-та геол., геофиз. и минерального сырья, вып. 133.)
20. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., «Советское радио», 1957.
21. Ваньян Л. Л. О расчете палеток электромагнитного зондирования. — В кн.: Новые методы электрической разведки на нефть и газ. М., Гостоптехиздат, 1963.
22. Ваньян Л. Л. Основы электромагнитных зондирований. М., «Недра», 1965.
23. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. Часть вторая. М., изд-во иностр. литер. 1949.
24. Вешев А. В. Лабораторные исследования зависимости диэлектрической проницаемости ϵ и удельной проводимости γ образцов горных пород от частоты электромагнитных колебаний. — В кн.: Геофизические методы разведки. М., Госгеолтехиздат, 1955.
25. Вендельштейн Б. Ю., Ларнинов В. В. Использование данных промысловой геофизики при подсчете запасов нефти и газа. М., «Недра», 1964.
26. Даев Д. С. Диэлектрический индуктивный каротаж. — «Изв. вузов. Геология и разведка». 1965, № 11.
27. Даев Д. С. К определению диэлектрической проницаемости горных пород в скважине. — «Изв. вузов. Геология и разведка», 1967, № 5.
28. Даев Д. С. Об источнике электромагнитного поля при высокочастотных измерениях в скважине. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1968, № 11.
29. Даев Д. С. Способ диэлектрического индуктивного каротажа. Авт. свид. № 206735. — «Изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1969, № 18.
30. Даев Д. С. Поле вертикального магнитного диполя в присутствии трех цилиндрических поверхностей раздела. — «Изв. вузов. Геология и разведка» 1970, № 2.
31. Даев Д. С. Физические основы волнового электромагнитного каротажа. — «Изв. вузов. Геология и разведка», 1970, № 4.
32. Даев Д. С. Влияние неоднородной зоны проникновения на результаты высокочастотного электромагнитного каротажа. — «Изв. вузов. Геология и разведка», 1971, № 5.
33. Даев Д. С., Денисов С. Б. О высокочастотном индукционном каротаже. — В кн.: Разведочная геофизика. Вып. 42. М., «Недра», 1970.
34. Даев Д. С., Денисов С. Б. Аппаратура волнового электромагнитного каротажа. — В кн.: Геофизическая аппаратура. Вып. 45. Л. «Недра», 1971.
35. Даев Д. С., Денисов С. Б., Озолина Т. Р. Способ волнового

диэлектрического каротажа. Авт. свид. № 330240. — «Изобретения, промышленные образцы, товарные знаки». 1972, № 8.

36. Дахнов В. Н. Электрические и магнитные методы исследования скважин. М., «Недра», 1967.

37. Дахнов В. Н. Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. М., Гостоптехиздат, 1972.

38. Дебранд Р. Теория и интерпретация результатов геофизических исследований скважин. М., «Недра», 1972.

39. Денисов С. Б. Выбор параметров зонда в аппаратуре волнового диэлектрического каротажа. — В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 69. М., «Недра», 1973.

40. Денисов С. Б. Исследование векторомерной схемы аппаратуры диэлектрического каротажа. — В кн.: Разведочная геофизика. Вып. 55. М., «Недра», 1973.

41. Дмитриев В. И. Осесимметричное электромагнитное поле в цилиндрической слоистой среде. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1972, № 11.

42. Заборовский А. И., Семенова С. Г., Фролов А. Д. Некоторые вопросы методики лабораторного изучения частотной дисперсии электрических свойств горных пород в переменных электромагнитных полях. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1968, № 9.

43. Заслонов И. М. Способ электромагнитного каротажа скважин. — Авт. свид. № 236387. — «Изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1970, № 17.

44. Заслонов И. М. Каротаж скважин, основанный на измерении затухания электромагнитного поля. — В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 67. М., «Недра», 1972.

45. Зверев Г. Н. Задача анализа в теории индукционного каротажа. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1965, № 11.

46. Зверев Г. Н., Кусов В. А., Батанин В. А. Магнитный диполь в трехслойных проводящих средах. — Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1965, № 9.

47. Зинченко В. С. О взаимном влиянии пластов ограниченной мощности на показания волнового диэлектрического каротажа. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1973, № 1.

48. Зинченко В. С., Даев Д. С. Влияние частоты поля и других факторов на точность определения диэлектрической проницаемости пород при исследовании скважин. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1972, № 10.

49. Зинченко В. С., Денисов С. Б. Измерение диэлектрической проницаемости пород в гидрогеологических скважинах. — Изв. вузов. Геология и разведка, 1972, № 8.

50. Зунделевич С. М., Комаров С. Г., Сохранов Н. Н. Универсальный способ определения удельного сопротивления пластов. — В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 46. М., «Недра», 1965.

51. Итенберг С. С. Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. М., «Недра», 1972.

52. Калинин Ю. К. Влияние скважины на поле находящегося в ней ак-

спально-симметричного диполя. — «Труды Центр. науч.-исслед. горно-разв. ин-та», Вып. 59. М., 1964.

53. Кауфман А. А. Теория индукционного каротажа. Новосибирск, «Наука», 1965.

54. Кауфман А. А., Курилло В. Н. Введение в теорию диэлектрического каротажа при возбуждении поля электрическим диполем. — В кн.: Электромагнитные поля в геофизических методах исследования. М., «Наука», 1970.

55. Кобранова В. Н. Физические свойства горных пород. М., Гостоптехиздат, 1962.

56. Комаров С. Г. Геофизические методы исследования скважин. М., Гостоптехиздат, 1963.

57. Комаров С. Г. Аппаратура для геофизических исследований скважин. — В кн.: Геофизическая аппаратура. Вып. 42, Л. «Недра», 1970.

58. Мирский Г. Я. Радиоэлектронные измерения. М., «Энергия», 1969.

59. Нейман Е. А. Изучение зависимости между характером распределения удельного сопротивления в зоне проникновения и формой кривых бокового электрического зондирования. — В кн.: Вопросы промышленной геофизики. М., Гостоптехиздат, 1955. (Труды Моск. нефт. ин-та, вып. 15.)

60. Нейман Е. А., Мпрошниченко Е. М. Выяснение характера распределения удельного электрического сопротивления в зоне проникновения фильтрата бурового раствора в пласт. — В кн.: Вопросы промышленной геофизики. М., Гостоптехиздат, 1955 (Труды Моск. нефт. ин-та, вып. 15.)

61. Никитина В. Н. Общее решение осесимметрической задачи теории индукционного каротажа. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1960, № 4.

62. Оделевский В. М. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем. — «Журнал технической физики», т. 21, № 6. 1951.

63. О возможности выделения прорывов пресных вод с помощью волнового диэлектрического каротажа. — «Нефтегазовая геология и геофизика», 1971, № 6. Авт. Д. С. Даев, С. Б. Денисов, Т. Р. Озолина и др.

64. О коэффициенте поглощения и эффективном электрическом сопротивлении блоков горных пород на рудных месторождениях. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1970, № 10. Авт.: А. Д. Петровский, Б. Ф. Борисов, М. А. Клейменов, Ю. П. Трошкин.

65. Опробование метода диэлектрического каротажа в Тюменской области. — В кн.: Нефть и газ Тюмени. Вып. 15. Тюмень, 1972. Авт.: Б. М. Бикбулатов, Ю. М. Брылкин, Л. И. Дубман, В. Д. Емелев.

66. Пархоменко Э. А. Электрические свойства горных пород. М., «Наука», 1965.

67. Перьков Н. А. Интерпретация результатов каротажа скважин. М., Гостоптехиздат, 1963.

68. Петровский А. Д. Радиоволновые методы в подземной геофизике. М., «Недра», 1971.

69. Пирсон С. Д. Справочник по интерпретации данных каротажа. М., «Недра», 1966.

70. Пистолькорс А. А. Общая теория дифракционных антенн. — «Журнал технической физики», т. 14, № 12, 1944.

71. Плюснин М. И. Индукционный каротаж. М., «Недра», 1968.

72. Рабинювич Б. И., Жуков А. И. Диэлектрическая проницаемость и удельное электрическое сопротивление водонефтенасыщенных пород в диапазоне частот $3 \cdot 10^2$ — $2,8 \cdot 10^7$ Гц. — В кн.: Поиск нефтяных и газовых залежей геофизическими методами в Западно-Сибирской низменности. Новосибирск, 1972. (Труды Сиб., науч.-исслед. ин-та геол., геофиз. и минерального сырья, вып. 157.)
73. Ржевский В. В., Новик Г. Я. Основы физики горных пород. М., «Недра», 1967.
74. Сохранов Н. Н. Количественная интерпретация данных электрического каротажа в переходной зоне. — В кн.: Прикладная геофизика. Вып. 27. М., Гостехиздат, 1960.
75. Тархов А. Г. О сопротивлении (ρ) и диэлектрической постоянной (ϵ) горных пород в переменных электрических полях. — «Материалы Всесоюз. науч.-исслед. геолог. ин-та, сб. 12. Геофизика». Л., Госгеолиздат, 1948.
76. Тархов А. Г. К вопросу о дисперсии электрических свойств горных пород. — Труды Моск. геол.-развед. ин-та, т. XXIX. М., 1956.
77. Тархов А. Г. О дисперсии электрических свойств горных пород в переменных полях. — В кн.: Труды межвузовской конференции по индуктивным методам. М., «Недра», 1964.
78. Устройство для диэлектрического индуктивного каротажа скважин. Авт. свид. № 199284. — «Изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1967, № 15. Авт.: Ю. Н. Антонов, И. Ф. Изюмов, В. В. Назаров и др.
79. Челндзе Т. Л. К вопросу о частотной зависимости электрических свойств горных пород. — «Труды института геофизики АН ГрузССР», Вып. 21. Тбилиси, 1963.
80. Черняк Г. Я. Диэлектрические методы исследования влажных грунтов. — «Труды Всесоюзн., науч.-исслед. ин-та гидрогеологии и инженерной геологии. Новая серия», № 5, «Недра», 1964.
81. Черняк Г. Я., Мясковский О. М. Радиоволновые методы исследований в гидрогеологии и инженерной геологии. М., «Недра», 1973.
82. Щелкунов С. А., Фриис Г. Антенны. М., «Советское радио», 1955.
83. Allen E. Polynomial Approximations to some modified Bessel Functions. — «Mathematical Tables and other Aids to comp», № 55, 1956.
84. Buchheim W. Theoretische Grundlagen für die Messung von elektrischen Gesteinswiderstand und Gesteins D. K. in Bohrlochern durch Induktion nach dem Buckwirkungsverfahren. — «Freiberger Forschungshefte», Heft 62, 1959.
85. Cabillard R. Reflexions sur le probleme de la propagation d'une onde electromagnetic. — «Revue del' Institut Francais du Petrole» vol. XVIII, № 9, 1963.
86. Couilloud M., Levy A. Dispositif électromagnétique pour la mesure de la résistivité des formations traversees par un sondage/Soc. de Prospection Electrique Schlumberger/. Французский патент N 1527757, 1966.
87. Howell B. F., Licastro P. H. Dielectric behavior of rocks and minerals. — «The American Mineralogist», vol. 46. 1961.
88. Martienssen O. Gebirgsschichtenprüfung im Bohrloch mit Hochfrequenzströmen. — «Ohl und Kohle», № 13, 1937.
89. Martienssen O. Gebirgsschichtenbestimmung im Tief bohrlöchern. — «Zeitschrift für praktische Geologie», № 48, 1940.
90. Pascal H. Asupra constantei dielectrice a mediumui poros saturat cu fluid a si posibilitatед aplicarii acastiea la investigarea geofizica a sonelor — «Studii si cercetari mecanica aplicata», Acad. RPR Anul. 14, № 3, 1963.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение	5
1. Электрические свойства горных пород в высокочастотном электромагнитном поле	9
Сведения из теории диэлектриков	9
Диэлектрическая проницаемость минералов	11
Диэлектрическая проницаемость горных пород	13
Зависимость удельного сопротивления и диэлектрической проницаемости горных пород от частоты поля	16
2. Обоснование способов высокочастотного каротажа	25
Связь амплитудных и фазовых характеристик высокочастотного поля с электрическими свойствами среды	25
Исходные положения	25
Двухкатушечный зонд в однородной среде	29
Трехкатушечный зонд в однородной среде	37
Зонд с торондальными датчиками в однородной среде	42
Способы измерения ϵ и ρ пород в скважине на высоких частотах с разнесенными датчиками	45
К волновой трактовке явлений в высокочастотном каротаже	45
Способы высокочастотного каротажа, основанные на измерении относительных характеристик поля	51
Способы высокочастотного каротажа, основанные на измерении амплитуды поля	57
3. Прямые задачи теории высокочастотного каротажа	61
Приближенная теория высокочастотного каротажа для двухкатушечного зонда в среде с цилиндрической поверхностью раздела	63
Поле вертикального магнитного диполя в цилиндрической слоистой среде (n -слойная среда)	73
Методика численных расчетов для цилиндрических слоистых сред	78
Поле вертикального магнитного диполя при наличии пласта ограниченной мощности	82
4. Влияние скважины и зоны проникновения на результаты высокочастотного каротажа	86
Двухкатушечный зонд в скважине	86
Трехкатушечный зонд в скважине	92
Обоснование многослойной модели среды при наличии проникновения фильтра бурового раствора в пласт	98
Двухкатушечный зонд в скважине при наличии зоны проникновения	102

Трехкатушечный зонд в скважине при наличии зоны проникновения	105
Глубинность высокочастотного каротажа	111
5. Влияние ограниченной мощности пласта на результаты высокочастотного каротажа	119
Двухкатушечный зонд при наличии пласта ограниченной мощности	119
Трехкатушечный зонд при наличии пласта ограниченной мощности	122
Поле в пластах конечной мощности с учетом влияния скважины	135
6. Аппаратура высокочастотного каротажа	139
Основные параметры аппаратуры и зонда	139
Аппаратура волнового диэлектрического каротажа	144
Аппаратура диэлектрического индуктивного каротажа	151
Проверка влияния конструктивных элементов аппаратуры на ее характеристику	153
7. Интерпретация данных высокочастотного каротажа и примеры применения его	155
Интерпретация диаграмм волнового диэлектрического каротажа	155
Интерпретация диаграмм волнового каротажа проводимости	161
Комплексная геологическая интерпретация данных ВДК. Исследования в скважинах	165
Условия и область применения высокочастотного каротажа	182
Список литературы	185

ДМИТРИИ СЕРГЕЕВИЧ ДАЕВ

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН**

Редактор издательства И. П. Иночкина
Технический редактор Л. Г. Лаврентьева
Корректор И. Н. Таранева

Сдано в набор 4/IX 1973 г.
Подписано в печать 8/V 1974 г. Т-10006
Формат 60×90^{1/16} Бумага № 2 Печ. л. 12,0
Уч.-изд. л. 11,80 Тираж 2000 экз. Зак. № 531/4599-2
Цена 59 коп.

Издательство «Недра», 103633, Москва, К-12,
Третьяковский проезд, 1/19.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета
Министров СССР по делам издательств,
полиграфии и книжной торговли,
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

xp-3

gn5

59 коп.

Д4

29660

НЕДРА - 1974