

**Ю.И.ГОРБАЧЕВ**

# **ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН**

Под редакцией  
члена-корреспондента АН СССР  
*Е.В. Каруса*

*Допущено  
Государственным комитетом СССР  
по народному образованию  
в качестве учебника для студентов  
геофизических специальностей вузов*



МОСКВА «НЕДРА» 1990

ББК 26.2  
Г 67  
УДК 550.832

Рецензенты: кафедра геофизических методов поисков и разведки полезных ископаемых Пермского гос. ун-та; д-р техн. наук, проф. *О. Л. Кузнецов*

Г  $\frac{2503010200-376}{043(01)-90}$  137-91

© Ю. И. Горбачев, 1990

ISBN 5-247-01972-5



*Геофизические исследования скважин* (ГИС) — совокупность физических методов, предназначенных для изучения горных пород в околоскважинном и межскважинном пространствах. Традиционно к ГИС относят также изучение технического состояния скважин, опробование пластов и отбор проб из стенок скважин, перфорацию и торпедирование. Вместе с аэрокосмической, наземной, морской, шахтной геофизикой ГИС составляют систему «разведочная геофизика». В свою очередь разведочная геофизика является подсистемой единой системы сбора, хранения и интегрированной обработки аэрокосмической, геологической, геофизической и геохимической информации. Таковую систему будем называть *геосистемой* (О. Л. Кузнецов, 1987 г.), различая геосистемы государственного, регионального и территориального уровней.

Геофизические исследования, предназначенные для изучения горных пород, непосредственно примыкающих к стволу скважины, согласно официально принятой в СССР терминологии, называют *каротажем*, совокупность методов каротажа, применяемых в нефтегазовых скважинах — *промысловой геофизикой*. Методы ГИС, служащие для изучения межскважинного пространства, называют *скважинной геофизикой*.

Параметры искусственных и естественных физических полей в скважине связаны с физическими свойствами горных пород, находящихся в околоскважинном и межскважинном пространствах, физические же свойства отражают литологические, фациальные, коллекторские, структурно-текстурные и другие характеристики. Нахождение параметров поля в скважине по заданным параметрам его источников и характеристикам среды называют *прямой задачей* ГИС. На практике, напротив, по измеренным в скважине параметрам поля определяют характеристики среды, т. е. решают *обратную задачу*.

**Специфика обратных задач ГИС** в том, что из-за недоступности исследуемого объекта о его параметрах судят по косвенным проявлениям. Так, о горной породе, расположенной вне скважины, судят, измеряя характеристики поля в скважине. Между тем поле в скважине имеет интегральный характер. Вклад в его формирование вносят различные зоны: сама скважина; близкая к ее стенке, а потому измененная в результате бурения часть пласта; его неизменная — удаленная часть; вмещающие породы. Влияния зон могут взаимно компенсироваться, в связи с чем разным моделям среды отвечают близкие значения поля в скважине. На практике это приводит

к тому, что небольшим изменениям параметров поля, вызванным, в частности, погрешностями измерений, соответствует множество решений (моделей среды), существенно отличающихся одно от другого. Обратные задачи, обладающие таким свойством, называют неустойчивыми. С целью преодоления неустойчивости стремятся сузить множество возможных решений, для чего используют дополнительную информацию. Ее важнейший источник — данные, полученные с помощью других геофизических методов, имеющих иную глубинность и основанных на изучении различных по своей природе физических полей. Так, если решению задачи тремя разными методами отвечают три пересекающихся множества, множество возможных моделей среды ограничено областью их пересечения [30].

**Классификация методов ГИС** может быть выполнена по виду изучаемых физических полей. (В этой связи их делят на электрические, электромагнитные, ядерно-физические, сейсмоакустические, гравитационные, магнитные, термические, геохимические и некоторые другие.

К настоящему моменту создано более пятидесяти методов и модификаций. Подобное многообразие объясняется рядом факторов. Первый из них связан со спецификой обратных задач, требующей комплексирования большого числа методов. Второй — с различиями в условиях применения: ГИС применяют в осадочных, метаморфических, магматических породах, в скважинах обсаженных и необсаженных, сухих, заполненных водными растворами солей и непроводящими промывочными жидкостями. Третий фактор, обуславливающий многообразие методов ГИС — большое количество решаемых ими задач геологического, технологического, инженерно- и гидрогеологического характера.

До создания геофизических методов скважины изучали с помощью кернового материала, который и сейчас остается важным источником информации.

**Соотношение методов, основанных на исследовании керна и ГИС,** заслуживает особого внимания.

С помощью керна изучают петрофизические, текстурно-структурные, фильтрационно-емкостные, петрографические и другие свойства пород. Однако в целом эти методы неэффективны, что объясняется неполным выносом кернового материала, трудностью привязки керна по глубине, малым радиусом исследования, изменением характеристик горных пород в зоне бурения и при подъеме на поверхность, значительными затратами времени и средств.

В отличие от этого ГИС дают сплошную, сравнительно точно привязанную по глубине информацию с существенно большим радиусом исследования. Затраты времени и соответственно стоимость ГИС ниже. Важно, что удается получить

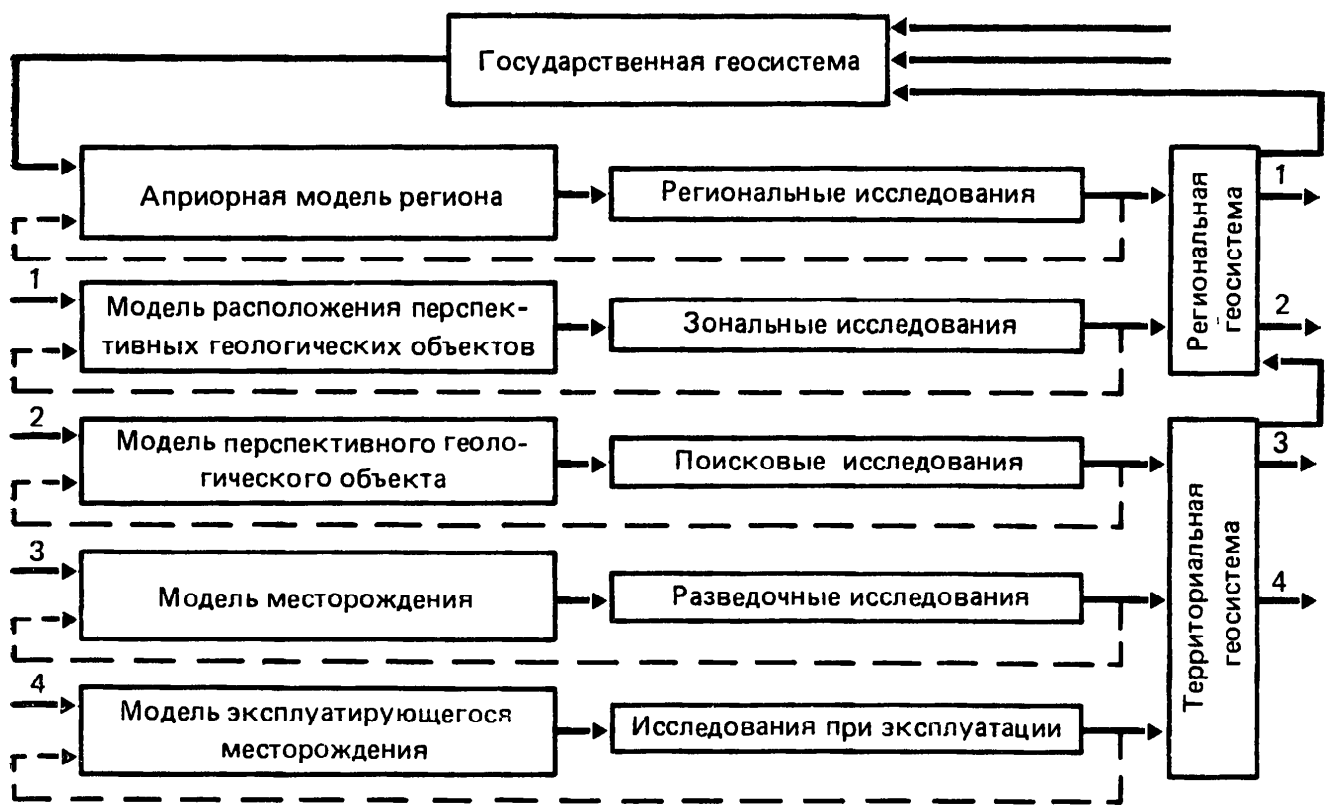


Рис. 1. Стадийность горно-геологического процесса.

Стрелками и цифрами показаны направления информационных потоков

информацию о горных породах в их естественном залегании (*in situ*). Большой радиус исследования, возможность осуществлять замеры не только в функции пространственных координат, но и в функции времени, изучение всей системы скважина — пласт, позволяют решать геологические задачи, в принципе не решаемые по керновому материалу.

Вместе с тем, достаточно точная оценка с помощью ГИС параметров, характеризующих литологию, коллекторские свойства, содержание того или иного полезного ископаемого и т. д. требует знания свойств матрицы (скелета) горной породы, флюида-порозаполнителя, а также петрофизических зависимостей для определенного типа отложений месторождения. Такую информацию в большинстве случаев получают с помощью керна. Поэтому исследования керна и ГИС должны рассматриваться как составляющие единого процесса изучения околоскважинного и межскважинного пространств.

**Роль и место ГИС** обуславливаются стадией *горно-геологического процесса*, под которым будем понимать комплекс операций от постановки геологической задачи до эксплуатации месторождения включительно.

Вопрос о стадийности горно-геологического процесса чрезвычайно сложен и зависит от типа полезного ископаемого. Обобщая и схематизируя, его можно разбить на пять стадий (рис. 1).

На первой стадии — *региональных исследований*, выявляют перспективные геологические объекты данного региона. Основную роль здесь играют аэрокосмические, наземные геохимические и геофизические методы. Керновый материал, получаемый из малого числа опорных скважин, является источником информации о литолого-стратиграфических, петрофизических и других характеристиках пород. Однако в силу неполного выноса и малого радиуса исследований он не обеспечивает информации о разрезе в необходимом объеме. В этой связи методы ГИС после настройки по керновому материалу играют по отношению к нему роль интерполирующего и экстраполирующего инструмента, позволяющего построить сплошные вертикальные геолого-геофизические модели разрезов.

Полученная с помощью ГИС информация имеет самостоятельное значение, а также используется для «настройки» наземных геофизических методов. Вертикальные сейсмоакустические модели, например, позволяют объяснить основные закономерности формирования волнового поля при наземной сейсморазведке, связав его с геологическими особенностями среды. Фактически ГИС призваны играть по отношению к наземным методам ту роль, которую керн играет по отношению к ГИС. Вместе с тем сеть опорных скважин на региональной стадии, как правило, столь редка, что использование наземных методов для интерполяции и экстраполяции данных ГИС на межскважинное пространство неэффективно.

Результатом региональной стадии является модель расположения перспективных геологических объектов региона — зон, структур, формаций и т. д. Такая модель — информационная основа для выработки управляющих решений на проведение второй стадии горно-геологического процесса — зональной, задача которой — изучение строения перспективных геологических объектов.

Существенно, что обратная связь, охватывающая комплекс региональных исследований (пунктир на рис. 1), позволяет корректировать априорную модель региона по мере получения новой информации, обеспечивая оптимизацию процесса исследований, т. е. уточнение направления профилей, мест заложения опорных скважин и т. д. Обратная связь как неперемutable условие системного подхода к организации исследований играет важную роль на всех стадиях горно-геологического процесса.

На второй, *зональной*, стадии исследований основную роль играют различные модификации геохимических, аэро- и наземных геофизических методов. Их главное отличие от соответствующих региональных модификаций — бóльшая детальность исследований. Объем бурения, а соответственно и роль ГИС, возрастают. Тем не менее, соотношение методов «керн — ГИС — наземная геофизика», в принципе, такое же как и на регио-

нальной стадии. Результат зональной стадии — трехмерная модель перспективного геологического объекта.

Знание модели перспективного объекта позволяет приступить к третьей стадии горно-геологического процесса — *поисковой*. Ее основная задача — подтверждение существования месторождения и оценка его промышленной значимости. В этой связи она характеризуется большим объемом буровых работ, испытаний и опробований, позволяющих получить прямое подтверждение продуктивности. Тенденция к повышению значимости ГИС получает на этой стадии дальнейшее развитие. Значительный объем накопленной информации, большая детальность наземных исследований и высокая плотность поисковых скважин позволяют прогнозировать геологический разрез между скважинами и за контуром их заложения, используя детальные наземные методы для интерполяции и экстраполяции полученных с помощью ГИС вертикальных моделей разреза. Таким путем удается сократить объем дорогостоящего поискового бурения.

На четвертой, *разведочной*, стадии модель месторождения, построенная на этапе поисков, уточняется и детализируется с целью подсчета запасов полезного ископаемого и подготовки месторождения к эксплуатации. Роль ГИС значительно возрастает. Их основные задачи — оценка подсчетных параметров, изучение изменчивости объектов разработки, детальное исследование разрезов скважин, выбор интервалов испытаний и опробований, а также контроль качества их проведения. Значение кернового материала постепенно снижается, снижается и метраж бурения с отбором керна.

Роль ГИС на пятой, *эксплуатационной*, стадии горно-геологического процесса, зависит от технологии разработки месторождения (скважинной, шахтной и др.).

Задачи ГИС на эксплуатационной стадии делятся на две группы.

Первая, технологического характера, связана с эксплуатацией месторождения и контролем его разработки. На нефтегазовых месторождениях — это в первую очередь изучение разрезов скважин с целью выделения продуктивных интервалов, контроль процесса выработки залежи, наблюдение за продвижением фронта нагнетаемых вод. Методика интерпретации достигает к этому моменту такого уровня, что практически не требует дальнейшей настройки и контроля по керновому материалу. Одновременно на этой стадии, как и на всех предыдущих, с помощью геофизических методов решается важнейшая задача — изучение технического состояния скважин.

На месторождениях твердых полезных ископаемых исследования на эксплуатационной стадии проводятся как в обычных, так и в подземных скважинах. Основное назначение таких

работ — количественная оценка продуктивности отложений, контроль за процессом их выработки, прогнозирование зон обрушения, трещиноватости, закарстованности, изучение прочностных свойств кровли горных выработок и гидрогеологической обстановки.

**Вторая** группа задач эксплуатационной стадии связана с доразведкой эксплуатирующегося месторождения — изучением его флангов и не подвергшихся ранее детальным исследованиям горизонтов. Необходимость в доразведке возникает также в случае появления новых геологических данных, при несоответствии модели эксплуатирующегося месторождения результатам эксплуатации, при создании более совершенных геофизических методов. Однако и при отсутствии перечисленных причин обратная связь позволяет использовать результаты исследований, проводимых с целью контроля разработки, для совершенствования представлений о модели месторождения. В настоящее время роль доразведки эксплуатирующихся (в том числе истощенных) месторождений существенно возросла, что связано с быстрым увеличением затрат на поиск и разведку новых месторождений полезных ископаемых.

Отметим, что информация на всех стадиях горно-геологического процесса поступает с более низких иерархических уровней на более высокие, накапливаясь в банке данных государственной геосистемы (см. рис. 1).

Из вышеизложенного ясно, что ГИС — неотъемлемая составная часть горно-геологического процесса на всех его стадиях.

**Скважина как объект геофизических исследований** оказывает существенное влияние на специфику геофизических методов и технологию их проведения.

По назначению скважины делятся на опорные, поисковые, разведочные, эксплуатационные, инженерно- и гидрогеологические и т. д. Однако с точки зрения ГИС решающее значение имеет технология их проводки. По этому признаку скважины можно разделить на четыре группы: «сухие» — пробуренные без промывочной жидкости (ПЖ); пробуренные на воде; пробуренные на нефилтрующих и непроводящих электрический ток (известково-битумных) ПЖ; пробуренные на водных фильтрующих (глинистых) ПЖ. К последней группе относятся практически все скважины большой и средней глубины, в том числе подавляющее большинство скважин нефтегазовых месторождений. Методам их исследований и будет уделено далее основное внимание.

Скважина позволяет проводить измерения во внутренних точках среды. Вместе с тем ее наличие усложняет структуру изучаемых физических полей, что приводит к серьезным трудностям при решении прямых и обратных задач. Кроме того,

вскрывая толщу горных пород, скважина нарушает условия их залегания: изменение геостатического давления и температуры приводит к перераспределению напряжений, взаимодействие породоразрушающего инструмента и ПЖ с породой усугубляет этот процесс, способствуя образованию микротрещиноватости в прочных и разрушению, размыву с образованием каверн — в рыхлых, трещиноватых, растворимых породах. Во избежание неконтролируемого выброса пластовых флюидов давление ПЖ поддерживают несколько выше пластового, в результате чего возникает ее фильтрация в проницаемые пласты. Поскольку эффективные диаметры пор залегающих глубоко пород имеют небольшие размеры и редко превышают 100 мкм, а размеры глинистых частиц в основном больше этой величины, в пласт проникает лишь фильтрат ПЖ, основное же количество частиц оседает на стенке скважины. Образующаяся глинистая корка повышает устойчивость стенок и препятствует дальнейшей фильтрации.

В результате проникновения фильтрата ПЖ в проницаемые пласты в них образуются *зоны проникновения* с диаметрами от десятков до сотен сантиметров. Физико-химические свойства пород в зоне проникновения меняются за счет оттеснения первоначального флюида, возникновения сложного, в ряде случаев многофазного насыщения, окислительно-восстановительных процессов, закупорки пор (кольматации). Таким образом меняется не только характер насыщения пласта, но и его фильтрационно-емкостные свойства. Наиболее измененную часть зоны проникновения называют *промытой зоной*. Границы промытой зоны и зоны проникновения имеют неярко выраженный (градиентный) характер. Обычно в геофизике под зоной проникновения понимают цилиндрическую область, в пределах которой величина измеряемого параметра отличается от значения данного параметра в неизменной части пласта более чем на двойную погрешность измерения. В этой связи границы зоны для разных методов различны.

При изучении характера насыщения пласта, количественной оценке его нефтегазоносности и фильтрационно-емкостных характеристик, зона проникновения является серьезным осложняющим фактором, но сам факт ее существования говорит о проницаемости пласта.

После завершения бурения и проведения геофизических исследований в открытом стволе, скважину обсаживают стальной колонной и цементируют для укрепления ее ствола и разобщения пластов — коллекторов. Обсадка практически исключает применение электрических, электромагнитных и магнитных методов, и в той или иной степени искажает показания радиоактивных, сейсмоакустических, термических. Однако полное прекращение фильтрации промывочной жидкости приво-

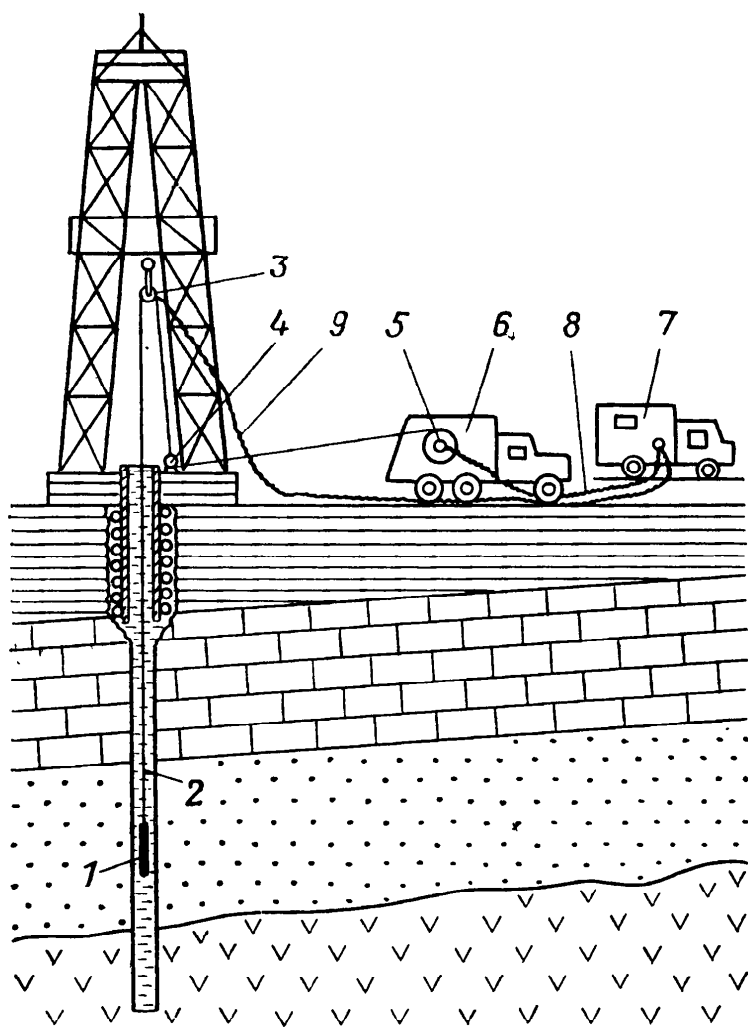


Рис. 2. Схема установки для геофизических исследований скважин (по Д. И. Дьяконову)

электронные узлы. Прибор опускают в скважину через направляющий блок 4 и блок-баланс 3. Выполняя грузонесущие функции, кабель 2 служит также для подачи питания и сигналов управления к скважинному прибору и передачи информации на поверхность. Кабель соединен с геофизической лабораторией 7 через соединительный провод 8. Полевой информационно-измерительный комплекс, включающий подъемник и лабораторию, называют станцией.

При исследовании скважин средней и малой глубины грузоподъемные механизмы и лаборатория размещаются в одном автомобиле. Существуют также малогабаритные разборные переносные станции. Блок-схема установки для геофизических исследований скважин на шельфе принципиально не отличается от описанной выше.

Перед проведением ГИС бурение прекращают и буровой инструмент извлекают из скважины. Вместе с тем все большее распространение получают исследования скважин в процессе бурения.

Для исследования наклонных, горизонтальных и восстающих скважин, пробуренных из штолен и горных выработок,

дит к постепенному уменьшению диаметра зоны проникновения и, в конечном счете, ее расформированию под влиянием диффузии, капиллярных и гравитационных сил. Первоначальное насыщение пласта в его прискважинной части восстанавливается, что дает возможность оценить нефтегазонасыщенность, а в процессе эксплуатации контролировать динамику газожидкостных и водонефтяных контактов.

Схема установки для геофизических исследований скважин показана на рис. 2. К кабелю 2, намотанному на барабан лебедки подъемника 6, подсоединяется скважинный прибор 1, в котором находятся датчики и



применяют приборы с автономным питанием и регистрацией, транспортируемые к забою с помощью специальных устройств или бурового инструмента.

**История развития ГИС** начинается с середины прошлого века, когда в артезианских скважинах были выполнены первые температурные измерения. В 1906—1916 гг. Д. В. Голубятников применил температурные измерения в нефтяных скважинах Азербайджана и Дагестана для решения ряда геологических и нефтепромысловых задач.

Начало широкого применения ГИС связано с работами К. Шлюмберже (Франция), который в 1926—1928 гг. предложил и внедрил в нефтеразведку метод электрического сопротивления (Electrical Resistivity Logging).

В 1930 г. основанная К. Шлюмберже фирма, по инициативе академика И. М. Губкина, приглашается в СССР, где в 1931 г. в процессе исследовательских работ ею был разработан электрический метод потенциалов самопроизвольной поляризации (Spontaneous Potential Logging).

В 1932 г. академик В. А. Фок решил задачу о распределении электрического поля в скважине. Эта работа, а также исследования В. Р. Бурсиана, А. И. Заборовского, Л. М. Альпина, С. Г. Комарова, В. Н. Дахнова, А. А. Петровского заложили теоретический фундамент, способствовавший быстрому развитию в СССР электрических и электромагнитных методов ГИС.

В 1945—1955 гг. сотрудниками Московского нефтяного института им. И. М. Губкина (ныне МИНГ) были разработаны методы вызванных потенциалов (Induced Polarisation), микрезондирования, каротажа с фокусировкой тока. В 1946 г. Х. Г. Долль предложил электрический каротаж с автоматической фокусировкой тока (Laterlog). В СССР этот метод получил название бокового каротажа.

Боковой каротаж обеспечил исследование пород высокого удельного сопротивления. Нерешенной оставалась задача изучения «сухих» скважин и скважин, пробуренных на ПЖ, не проводящих электрический ток. В 1948 г. Х. Г. Долль решил ее с помощью индукционного каротажа (Induction Logging), который стал первым методом электромагнитного каротажа. Большой вклад в его развитие внесли М. И. Плюсин и А. А. Кауфман. В дальнейшем под руководством Д. С. Даева был разработан еще один электромагнитный метод — диэлектрический (Dielectric Logging). В 1960 г. Р. Браун предложил ядерно-магнитный каротаж (Nuclear Magnetism Logging), который по своей физической сути занимает промежуточное положение между электромагнитными и ядерно-физическими методами. В СССР разработка теории, методики и аппаратуры ядерно-магнитного каротажа осуществлялась В. М. Запорожцем, С. М. Аксельродом, В. Д. Неретиным и другими исследовате-

лями. В 1923 г. группа исследователей во главе с А. А. Петровским приступила к созданию метода радиоволнового просвечивания, ставшего в настоящее время ведущим электромагнитным методом скважинной геофизики.

Создание ядерно-физических методов, позволяющих исследовать скважины как до, так и после их обсадки стальной колонной, началось в 1933—1934 гг. Г. В. Горшковым, Л. М. Курбатовым, А. Г. Граммаковым, В. А. Шпаком, которые предложили метод, основанный на измерении естественной радиоактивности пород — гамма-каротаж (Gamma Ray Logging). Однако собственно ядерно-физические методы возникли после появления радиоизотопных источников. Первым таким методом был нейтронный гамма-каротаж (Neutron Gamma Logging), предложенный в 1941 г. академиком Б. Понтекорво. В 50-х годах коллектив исследователей под руководством Г. Н. Флерова, Б. Б. Лапука, Л. С. Полака, Б. Г. Ерозолимского провел цикл теоретических и экспериментальных исследований, в результате которых был создан нейтрон-нейтронный каротаж (Neutron-Neutron Logging) на тепловых и надтепловых нейтронах. Примерно в то же время Г. Хевеши и Х. Леви заложили основы нейтронно-активационного каротажа (Neutron-Activation Logging), нашедшего в СССР развитие благодаря работам Ю. П. Булашевича, Д. И. Лейпунской и др. За рубежом значительный вклад в развитие нейтронных методов внесли И. Деван, И. Рассел, А. Юманс, Ч. Титл.

В 1947 г. Ф. Холленбах предложил гамма-гамма-метод оценки плотности горных пород (Density Logging). В 1957 г. Г. М. Воскобойников создал его селективную модификацию, позволяющую выделить породы, содержащие элементы с повышенным атомным номером. В СССР в теорию и практику гамма-гамма-метода существенный вклад внесли Е. М. Филиппов, Ю. П. Булашевич, В. А. Арцыбашев, И. Г. Дядькин, Ю. А. Гулин, А. П. Очкур, Г. А. Пшеничный, А. Н. Макаров.

В качестве важного этапа развития геофизических методов исследования рудных скважин следует отметить работы американских (Д. Рейфела и Р. Хамфриза) и советских (В. А. Мейера, Е. П. Лемана, А. П. Очкура, В. С. Нахабцева) ученых, приведшие к созданию рентгено-радиометрического каротажа (X-Ray Radiometric Logging).

В 1956 г. академик Г. Н. Флеров обосновал идею импульсного нейтронного каротажа (Falsed Neutron Logging), положив начало использованию в геофизике управляемых источников.

Успешное развитие ядерной геофизики в СССР во многом обязано теоретическим исследованиям Ф. А. Алексеева, Ю. П. Булашевича, Г. В. Горшкова, Ю. А. Гулина, И. Л. Дворкина, С. А. Кантора, И. А. Казачка, Д. А. Кожевникова,

В. В. Ларионова, А. Л. Поляченко, Р. А. Резванова, Ю. С. Шимелевича, К. И. Якубсона. За рубежом большой вклад в его развитие внесли А. Аллен, Ч. Титл, Р. Л. Колдуэл, А. Крафт, Дж. Херст, Я. Чубек.

В 1939 г. в США был опробован акустический каротаж (Acoustic Logging). В СССР первый макет акустической аппаратуры разработан в 1951 г. Ю. В. Ризниченко и В. А. Глуховым. С 1970 г., благодаря усилиям Е. В. Каруса, О. Л. Кузнецова, Н. Н. Деева, И. П. Дзеданя, основное развитие получила широкополосная модификация метода.

Межскважинное прозвучивание начинает свое развитие с 1947 г. благодаря работам Е. В. Каруса, И. П. Пасечника, И. С. Файзулина. В 1959 г. Е. И. Гальперин предложил вертикальное сейсмическое профилирование, нашедшее широкое применение в СССР и за рубежом.

Теория акустических исследований в скважинах базируется на результатах работ Я. И. Френкеля, М. А. Био, В. Н. Николаевского, Е. Сомерса, Дж. Р. Вайта, П. В. Крауклиса, Л. М. Молоткова. Важные результаты получены И. П. Дзеданем, В. М. Добрыниным, Е. В. Карусом, О. Л. Кузнецовым, С. Л. Лопатниковым, Ф. М. Ляховицким.

Наряду с названными методами, развитие в СССР получили скважинная термометрия (В. Н. Дахнов, Д. И. Дьяконов, Э. Б. Чекалюк, Л. З. Позин), газовый каротаж (М. В. Абрамович, М. И. Бальзаминов, Л. И. Померанц), магнитный каротаж (К. П. Козин, М. И. Бейсин), гравитационный каротаж (П. И. Лукавченко), каротаж магнитной восприимчивости (А. А. Вешев, В. А. Мейер, Л. В. Ларионов, Д. Р. Бархатов), гидродинамический каротаж и опробование пластов приборами на каротажном кабеле (П. А. Бродский), исследование скважин в процессе бурения (А. А. Молчанов, Э. Е. Лукьянов, В. Н. Фукавицын).

В изучении физических свойств горных пород и создании способов интерпретации в СССР существенную роль сыграли Г. В. Авчян, Я. Н. Басин, Л. Б. Берман, Б. Ю. Вендельштейн, В. Н. Дахнов, В. М. Добрынин, Н. Б. Дортман, С. И. Итенберг, В. Н. Кобранова, С. Г. Комаров, М. Г. Латышова, Е. И. Леонтьев, Л. Г. Петросян, Е. А. Поляков, Н. Н. Сохранов. Автоматизированные системы обработки и интерпретации данных ГИС получили развитие благодаря работам С. М. Аксельрода, Н. З. Заляева, Г. Н. Зверева, С. М. Зунделевич, Г. В. Ингермана, А. С. Кашика, А. И. Куликовича, Э. Ю. Миколавского, Н. Н. Сохранова, И. М. Чуриновой, М. М. Элланского.

Обширные исследования в области петрофизики и интерпретации результатов ГИС проведены за рубежом.

# Часть I

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ГИС

---

Электрическими и электромагнитными называют методы, базирующиеся на дифференциации горных пород по электромагнитным свойствам. Такое деление в известной мере условно, так как в основе тех и других методов — общие законы электромагнитного поля. Однако воспользуемся им для удобства изложения, считая электрическими методы, заключающиеся в регистрации параметров постоянного (квазипостоянного<sup>1</sup>) электрического поля, а электромагнитными — переменного электромагнитного.

### Глава I

#### ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Электромагнитное поле подробно изучают в курсе теории поля. Здесь в краткой форме рассмотрены те его особенности, которые существенны для электрических и электромагнитных методов ГИС. Теория отдельных методов изложена в посвященных им разделах.

#### § 1. Основные уравнения электромагнитного поля

Параметры электромагнитного поля связаны системой уравнений электродинамики, носящей имя Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \vec{j}_{\text{ст}} + \partial \vec{D} / \partial t; \quad (1.1a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t; \quad (1.1б)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0; \quad (1.1в)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \delta. \quad (1.1г)$$

Уравнение (1.1a) показывает, что наличие токов проводимости плотностью  $\vec{j}$ , сторонних токов плотностью  $\vec{j}_{\text{ст}}$ , и токов смещения плотностью  $\partial \vec{D} / \partial t$ , где  $\vec{D}$  — вектор электрической индукции, приводит к возникновению вихревого магнитного поля

---

<sup>1</sup> Термин «квазипостоянный» в дальнейшем для краткости опускаем.

напряженностью  $\vec{H}$ ; второе уравнение показывает, что изменение вектора магнитной индукции  $\vec{B}$  во времени вызывает появление вихревого электрического поля напряженностью  $\vec{E}$ ; из третьего — следует замкнутость линий магнитного поля; четвертое — определяет связь между величиной электрической индукции и объемной плотностью  $\delta$  свободных электрических зарядов, находящихся в среде и образованных сторонними источниками тока.

Систему (1.1) дополняют уравнениями связи:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = \frac{1}{\rho} \vec{E}; \quad (1.2a)$$

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}; \quad (1.2б)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (1.2в)$$

где  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость;  $\rho$  — удельное электрическое сопротивление;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  — электрическая и магнитная постоянные;  $\epsilon$ ,  $\mu$  — относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости. Уравнение (1.2a) называют *законом Ома в дифференциальной форме*.

Соотношения (1.2) позволяют преобразовать систему уравнений (1.1):

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon_a \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j}_{\text{ст}}; \quad (1.3a)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_a \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad (1.3б)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0; \quad (1.3в)$$

$$\text{div } \epsilon_a \vec{E} = \delta, \quad (1.3г)$$

где  $\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon$  и  $\mu_a = \mu_0 \mu$  — соответственно абсолютные электрическая и магнитная проницаемости. Для немагнитных пород  $\mu_a \approx \mu_0 = \text{const}$ .

Для электромагнитных полей, создаваемых при ГИС, справедливы неравенства  $|\vec{H}| \ll |\vec{H}_в|$ ,  $|\vec{E}| \ll |\vec{E}_в|$ , где  $\vec{H}_в$  и  $\vec{E}_в$  — напряженности внутренних магнитных и электрических полей, действующих, например, на электроны атомов и молекул. При выполнении этих неравенств среду можно считать линейной, т. е. удовлетворяющей принципу суперпозиции, в соответствии с которым поле, имеющее любую зависимость от времени, представляют в виде суперпозиции полей с одним единственным — гармоническим — видом зависимости. Такое разложение на гар-

монические составляющие называют *спектральным разложением Фурье*. В зависимости от того, периодически или нет исходное поле, применяют ряд или интеграл Фурье. *Обратное преобразование Фурье* позволяет восстановить исходное поле. Определив по отдельности параметры гармонических полей разных частот, можно с помощью обратного преобразования Фурье определить параметры исходного поля.

В этой связи будем рассматривать только гармонические поля, считая поле постоянного тока частным случаем гармонического с циклической частотой  $\omega$ , равной нулю.

Рассмотрим поле, возбуждаемое источником стороннего тока плотностью

$$\vec{j}_{\text{ст}} = \vec{j}_0 \cos(\omega t - \varphi_0), \quad (1.4a)$$

где  $\vec{j}_0$  и  $\varphi_0$  — амплитуда и начальная фаза плотности тока.

В соответствии с формулой Эйлера  $\cos(\omega t - \varphi_0) = \text{Re}\{\exp[-i(\omega t - \varphi_0)]\}$ , где  $\text{Re}$  — оператор нахождения вещественной части от комплексной величины. Поэтому (1.4a) можно переписать в виде

$$\vec{j}_{\text{ст}} = \vec{j}_0 \text{Re}\{\exp[-i(\omega t - \varphi_0)]\} = \text{Re}\left[\vec{j}_0 \exp(i\varphi_0) \exp(-i\omega t)\right].$$

Введем комплексный вектор плотности тока

$$\check{j}_{\text{ст}} = \vec{j}_0 \exp(i\varphi_0). \quad (1.4б)$$

Тогда

$$\vec{j}_{\text{ст}} = \text{Re}\left[\check{j}_{\text{ст}} \exp(-i\omega t)\right]. \quad (1.4в)$$

Поскольку ток возбудителя меняется по гармоническому закону, компоненты поля  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}$  и др. также будут меняться по гармоническому закону. Поэтому (1.3a) можно записать как

$$\begin{aligned} \text{Re}\left[\text{rot } \check{H} \exp(-i\omega t)\right] &= \text{Re}\left[\sigma \check{E} \exp(-i\omega t)\right] + \\ &+ \text{Re}\left[\epsilon_a \check{E} \frac{\partial}{\partial t} \exp(-i\omega t)\right] + \text{Re}\left[\check{j}_{\text{ст}} \exp(-i\omega t)\right]. \end{aligned}$$

Опуская оператор  $\text{Re}$  и сокращая на  $\exp(-i\omega t)$ , получим

$$\text{rot } \check{H} = \sigma \check{E} - i\omega \epsilon_a \check{E} + \check{j}_{\text{ст}}. \quad (1.4г)$$

Сравнивая выражения (1.4г) и (1.3a), видим, что применение комплексных векторов позволяет избавиться от дифферен-

цирования по  $t$  и упростить тем самым решение электродинамических задач.

В дальнейшем для краткости знак « $\check{V}$ » опускаем и вместо термина «комплексный вектор» используем термин «вектор». Надо однако помнить, что для получения решения, имеющего физический смысл, необходимо в соответствии с формулой (1.4в) умножить полученный результат на  $\exp(-i\omega t)$  и применить оператор  $\text{Re}$ . Операцию  $\text{Re}$  в явном виде обычно не выполняют и используют *комплексную форму записи*, в соответствии с которой равенство (1.4в) приобретает вид:

$$\vec{j}_{\text{ст}} = \check{j}_{\text{ст}} \exp(-i\omega t). \quad (1.5)$$

Не следует путать понятия «комплексный вектор» (1.4б) и вектор, записанный в комплексной форме (1.5).

С учетом сказанного система уравнений (1.3) преобразуется следующим образом:

$$\text{rot } \vec{H} = (\sigma - i\omega\epsilon_a) \vec{E} + \vec{j}_{\text{ст}}; \quad (1.6a)$$

$$\text{rot } \vec{E} = i\omega\mu_a \vec{H}; \quad (1.6б)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0; \quad (1.6в)$$

$$\text{div } \epsilon_a \vec{E} = \delta. \quad (1.6г)$$

Уравнение (1.6а) можно записать иначе:

$$\text{rot } \vec{H} = -i\omega \check{\epsilon} \vec{E} + \vec{j}_{\text{ст}}, \quad (1.7)$$

где  $\check{\epsilon}$  — комплексная диэлектрическая проницаемость. При этом  $(\sigma - i\omega\epsilon_a) = -i\omega\check{\epsilon}$  и

$$\check{\epsilon} = \epsilon_a \left( 1 + i \frac{\sigma}{\omega\epsilon_a} \right). \quad (1.8)$$

Величина  $\check{\epsilon}$  введена на основе формального преобразования. Вместе с тем, существуют физические причины, обуславливающие комплексность величины  $\epsilon_a$ . Эти причины вызваны инерционностью процессов электрической поляризации (см. гл. 2, § 3), приводящей к сдвигу фаз между векторами напряженности поля и электрической индукции [уравнение (1.2б)]. В связи с этим

$$\epsilon_a = \epsilon_{\text{Re}} + i\epsilon_{\text{Im}}, \quad (1.9)$$

где индексами  $\text{Re}$  и  $\text{Im}$  (здесь и ниже) помечены реальная и мнимая составляющие соответствующего параметра.

Инерционностью отличается также процесс переноса зарядов электронами и ионами. Поэтому с увеличением частоты появляется фазовый сдвиг между напряженностью поля и плотностью тока [уравнение (1.2а)], что эквивалентно появлению комплексной проводимости

$$\sigma = \sigma_{\text{Re}} + i\sigma_{\text{Im}}. \quad (1.10)$$

Отметим, что в средах с ионной проводимостью при значительном увеличении частоты растет и активная составляющая проводимости. Это явление, называемое частотной дисперсией проводимости, связано с тем, что при повороте полярной молекулы воды в поляризующем поле, ее ионы движутся одновременно со свободными ионами электролита, обеспечивая дополнительную проводимость.

Существует также комплексная магнитная проницаемость

$$\mu_a = \mu_{\text{Re}} + i\mu_{\text{Im}}. \quad (1.11)$$

Величина  $\mu_{\text{Im}}$  характеризует магнитные потери и заметно сказывается в породах, обладающих ферромагнитными свойствами. Для немагнитных пород, как правило, принимают  $\mu_a = \mu_{\text{Re}}$ . В гл. 2, § 4 будет показано, что в этом случае  $\mu_a = \mu_0$ .

Влияние различных проявлений инерционности на  $\epsilon_a$  и  $\sigma$  необходимо учитывать в области частот, на которых токи смещения преобладают над токами проводимости, т. е. при

$$\omega\epsilon/\sigma > 1. \quad (1.12)$$

В средах, имеющих высокое удельное сопротивление ( $\rho \geq 10^3$  Ом·м) и относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon \leq 20$ , условие (1.12) выполняется на частотах свыше 1 МГц. В средах с высокой проводимостью ( $\rho \leq 30$  Ом·м) комплексный характер рассмотренных параметров можно не учитывать до 50—60 МГц.

## § 2. Постоянное электрическое поле

Для постоянного электрического поля  $\epsilon_a = \epsilon_{\text{Re}}$ ,  $\sigma = \sigma_{\text{Re}}$ ,  $\mu_a = \mu_{\text{Re}}$ . Поскольку в этом случае  $\omega = 0$ , система (1.6) приводится к виду:

$$\text{rot } \vec{H} = \sigma \vec{E} + \vec{j}_{\text{ст}}; \quad (1.13а)$$

$$\text{rot } \vec{E} = 0; \quad (1.13б)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0; \quad (1.13в)$$

$$\text{div } \epsilon_a \vec{E} = \delta. \quad (1.13г)$$



Применив к уравнению (1.13а) оператор  $\text{div}$ , в соответствии с векторным тождеством (П1.8)\*, получим:

$$\text{div } \sigma \vec{E} = -\text{div } \vec{j}_{\text{ст}}. \quad (1.14а)$$

Выражение (1.13б) свидетельствует, что электрическое поле постоянного тока безвихревое. На основании тождества (П1.7) его можно описать функцией  $U$ , связанной с напряженностью выражением

$$\vec{E} = -\text{grad } U \quad (1.14б)$$

и являющейся *скалярным потенциалом* электрического поля постоянного тока.

Такое поле существует только при наличии источников, вводящих в среду сторонние заряды. Источниками зарядов являются заземленные с помощью электродов генераторы тока, а также естественные и искусственные ЭДС, возникающие в результате электрохимической активности горных пород.

Закон сохранения количества электричества — первый закон Кирхгофа — в дифференциальной форме, при наличии сторонних источников имеет вид:

$$\text{div } \vec{j}_{\text{ст}} = -\partial\delta/\partial t = -g, \quad (1.14в)$$

где  $g$  — плотность источников. Следовательно

$$\text{div } \sigma \vec{E} = g. \quad (1.14г)$$

В соответствии с формулой (П1.1в) в сферической системе координат для частного случая однородной безграничной среды, содержащей в начале координат источник тока, т. е. для случая сферической симметрии, когда производные по  $\theta$  и  $\psi$  равны нулю,

$$\text{grad } U = \partial U/\partial r.$$

Поэтому, согласно выражениям (1.2а) и (1.14б),

$$-j = \sigma \partial U/\partial r.$$

Для однородной безграничной среды, содержащей в начале координат точечный источник тока плотностью

$$j = I/4\pi r^2, \quad (1.15)$$

---

\* Индексом П отмечены формулы приложения.

электрический потенциал

$$U_0 = -\frac{I}{\sigma 4\pi} \int_0^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{I}{4\pi r \sigma} + C,$$

где  $C$  — постоянная интегрирования.

В соответствии с *условием на бесконечности*, при  $r \rightarrow \infty$  потенциал  $U_0 \rightarrow 0$ . Из этого следует, что  $C \equiv 0$ , т. е.

$$U_0 = I/4\pi r \sigma = I\rho/4\pi r. \quad (1.16)$$

В общем случае среда неоднородна и для однозначного решения уравнения (1.14а) необходимо задать некоторые дополнительные условия, зависящие от ее модели. В задачах ГИС как правило рассматривают модель *кусочно-однородной среды*, т. е. среды, состоящей из дискретных областей — скважины, пласта, вмещающих пород, зоны проникновения, в пределах которых параметры неизменны, а на границах меняются скачком. Источники тока считают точечными. При таком подходе уравнение (1.14а) не может быть корректно решено в классическом смысле, так как градиент потенциала  $U$  на границах раздела терпит разрыв, а сам потенциал в точке, где помещен источник, обращается в бесконечность.

Для преодоления этой трудности переходят к классическим решениям в пределах каждой отдельной области, а для задания точечного единичного источника тока, расположенного в точке с координатами  $x_0, y_0, z_0$  применяют  $\delta$ -функцию Дирака. При этом считают, что плотность единичного источника

$$g = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0). \quad (1.17)$$

Перепишем левую часть выражения (1.14а) следующим образом:

$$\operatorname{div} \sigma \vec{E} = -\operatorname{div} (\sigma \operatorname{grad} U) = -\operatorname{grad} \sigma \operatorname{grad} U - \sigma \operatorname{div} \operatorname{grad} U. \quad (1.18)$$

Поскольку для каждой отдельно взятой области проводимость  $\sigma$  постоянна,  $\operatorname{grad} \sigma = 0$ . С учетом этого обстоятельства, а также тождества (П1.6), из выражения (1.18) для областей, не содержащих источник, следует

$$\nabla^2 U = 0, \quad (1.19a)$$

где  $\nabla^2$  — *оператор Лапласа*. Для области, содержащей единичный точечный источник плотностью  $g$ , согласно (1.14г)

$$\nabla^2 U = -\frac{1}{\sigma} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0). \quad (1.19б)$$

Первое выражение называют *уравнением Лапласа*, второе — *уравнением Пуассона*.

При аналитическом решении задач для отдельных областей кусочно-однородной среды используют уравнения (1.19а) или (1.19б). Параметры поля в областях, разделенных границей  $S$  и имеющих проводимости  $\sigma_i$  и  $\sigma_j$ , связывают условиями сопряжения, выражающимися в неразрывности потенциала и нормальных составляющих плотности тока:

$$U|_{s^+} = U|_{s^-}; \quad \sigma_i \partial U / \partial n_s |_{s^+} = \sigma_j \partial U / \partial n_s |_{s^-}. \quad (1.20)$$

Задачу, в которой из некоторого класса функций, определенных в данной области, требуется найти ту, которая удовлетворяет условиям сопряжения и на бесконечности, называют краевой. К краевым относятся, в общем случае, прямые задачи методов ГИС.

Для ограниченной однородной области с проводимостью  $\sigma_c$ , содержащей единичный источник, плотность которого задана выражением (1.17), решение уравнения (1.19б) имеет вид:

$$U = U_{л} + 1/4\pi\sigma_c [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2]^{1/2}, \quad (1.21)$$

где первый член ( $U_{л}$ ) — решение уравнения Лапласа для данной ограниченной области, а второй, как нетрудно убедиться, сравнив его с равенством (1.16), — выражение потенциала  $U_0$  для однородной безграничной среды с проводимостью  $\sigma_c$ . Решение уравнения Лапласа во внутренних точках некоторой области ограничено и непрерывно. В то же время при  $x \rightarrow x_0$ ,  $y \rightarrow y_0$ ,  $z \rightarrow z_0$  величина второго члена уравнения (1.21) неограниченно растет. Поэтому на малых расстояниях от источника второй член доминирует и потенциал  $U$  стремится к значению потенциала в однородной безграничной среде.

Уравнение Пуассона (1.19б) — основное дифференциальное уравнение поля постоянного тока. Нахождение на его основе потенциала  $U$  как функции координат точек пространства и есть общее решение прямой задачи электрического каротажа. Из теории известно, что для однородной безграничной среды и функции, обращаемой на бесконечности в ноль, решение уравнения Лапласа  $U_{л} = 0$ . Следовательно, для такой среды  $U = U_0$ . Для ограниченной среды, содержащей источник,  $U = U_0 + U_{л}$ . Наконец, для ограниченной среды без источника  $U = U_{л}$ .

Полученные выражения показывают, что из электромагнитных параметров среды для решения прямой задачи каротажа на постоянном токе необходимо знать только удельную электрическую проводимость  $\sigma$ . Параметры  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$  на поле постоянного тока не влияют.

### § 3. Переменное электромагнитное поле

Переменное электромагнитное поле обязано своим возникновением электромагнитной индукции, в связи с чем в выражении (1.7) положим  $\vec{j}_{ст} = 0$ . С учетом формулы (1.6б) этому выражению можно придать следующий вид:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = -i\omega\check{\epsilon} \operatorname{rot} \vec{E} = \omega^2\mu_a \check{\epsilon} \vec{H}. \quad (1.22)$$

Кроме того, векторное тождество (П1.9) для  $\vec{H}$  имеет вид

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - \nabla^2 \vec{H}. \quad (1.23)$$

Из выражений (1.6в), (1.22) и (1.23) следует, что

$$\nabla^2 \vec{H} + \omega^2\mu_a \check{\epsilon} \vec{H} = 0. \quad (1.24)$$

Рассуждая аналогично, получим

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2\mu_a \check{\epsilon} \vec{E} = 0. \quad (1.25)$$

Положим

$$\omega^2\mu_a \check{\epsilon} = K, \quad (1.26)$$

где  $K$  — комплексное волновое число. В этом случае

$$\nabla^2 \vec{H} + K^2 \vec{H} = 0; \quad \nabla^2 \vec{E} + K^2 \vec{E} = 0. \quad (1.27)$$

Выражения вида (1.27) называют *волновыми уравнениями Гельмгольца*. Система (1.27) в целом описывает гармоническую электромагнитную волну, механизм распространения которой заключается в том, что появляющееся в какой-либо точке пространства переменное электрическое поле возбуждает в соседних точках магнитное поле и наоборот.

Проанализируем систему (1.27) для относительно простого, но практически важного случая плоских волн, распространяющихся в горизонтальном направлении (например, в направлении оси  $x$ ). Соответствующие напряженности обозначим  $H(x)$  и  $E(x)$ . Плоская волна — математическая абстракция. Однако на значительных по сравнению с длиной волны расстояниях от источника при условии, что изучается ограниченный участок фронта, сферическую волну можно в первом приближении считать плоской. Кроме того, при исследовании волны произвольной формы ее часто сводят к системе плоских волн.

С учетом сказанного, система (1.27) принимает вид:

$$\nabla^2 H(x) + K^2 H(x) = 0; \quad \nabla^2 E(x) + K^2 E(x) = 0. \quad (1.28)$$

Ее решение записывают в виде суммы экспонент, характеризующих плоские волны, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси  $x$ :

$$H(x) = C_1 \exp(iKx) + C_2 \exp(-iKx); \quad (1.29a)$$

$$E(x) = C_3 \exp(iKx) + C_4 \exp(-iKx), \quad (1.29b)$$

где  $C_1, C_2, C_3, C_4$  — постоянные интегрирования, определяемые условиями задачи.

Комплексное волновое число

$$K = a + ib, \quad (1.30)$$

где  $a, b$  — действительные числа. Выясним их смысл.

Для получения имеющих физический смысл решений системы (1.28) правую часть выражения (1.29a) умножим на  $\exp(-i\omega t)$  (см. гл. 1, § 1). В результате получим

$$\begin{aligned} H(x) &= C_1 \exp[i(Kx - \omega t)] + C_2 \exp[-i(Kx + \omega t)] = \\ &= C_1 \exp[i(ax - \omega t)] \exp(-bx) + C_2 \exp[-i(ax + \omega t)] \exp(bx). \end{aligned} \quad (1.31)$$

Анализируя (1.31), учитывая, что на бесконечности выражение для  $H(x)$  должно стремиться к нулю, и аналогично преобразуя (1.29b), можно записать:

$$x \geq 0 \quad \begin{cases} H(x) = C_1 \exp[i(ax - \omega t)] \exp(-bx); \\ E(x) = C_3 \exp[i(ax - \omega t)] \exp(-bx). \end{cases} \quad (1.32)$$

Система (1.32) характеризует волну, распространяющуюся в положительном направлении оси  $x$  и затухающую экспоненциально с показателем  $bx$ . Поскольку волна плоская, а среда однородная, затухание не связано с расхождением фронта или рассеянием и объясняется *диссипацией* — переходом части электромагнитной энергии в тепловую. Этот процесс называют также поглощением, а коэффициент  $b$  — *коэффициентом поглощения*. На расстоянии  $x = 1/b$ , волна затухает в  $e$  раз. Слой толщиной  $\Delta = 1/b$  называют *скин-слоем*. Для характеристики затухания применяют также *логарифмический декремент*  $\alpha = \Lambda b$ , характеризующий затухание волны на расстоянии, равном ее длине  $\Lambda$ .

Выражения (1.32) можно записать как

$$H(x) = C_1 \exp(i\varphi_x) \exp(-bx); \quad E(x) = C_3 \exp(i\varphi_x) \exp(-bx),$$

где  $\varphi_x$  — фаза волны. В этом случае

$$\varphi_x = a(x - \omega t/a). \quad (1.33)$$

Поверхность (в данном случае плоскость), на которой фаза имеет одно и то же значение, называют *фронтом волны*. Выражение, стоящее в формуле (1.33) в скобках, соответствует пути, пройденному фронтом, имевшим в момент  $t=0$  фазу  $a x$ , а отношение  $\omega/a$  — его скорости  $v$ . Параметр  $a = 2\pi f/v = 2\pi/\Lambda$ , называемый *фазовой постоянной*, характеризует изменение фазы на единицу пройденного пути. Скорость произвольного фронта гармонической волны называют *фазовой скоростью*<sup>1</sup>.

Выше было принято  $K^2 = \omega^2 \mu_a \epsilon_a$ . В то же время  $K^2 = (a^2 - b^2) + i 2ab$ . Сопоставляя эти равенства и учитывая (1.8), получим:

$$a^2 - b^2 = \omega^2 \epsilon_a \mu_a; \quad 2ab = \omega \sigma \mu_a. \quad (1.34)$$

Полагая  $a$  и  $b$  неотрицательными, находим их, решая систему (1.34):

$$a = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a / 2} \sqrt{\sqrt{1 + \sigma^2 / (\omega^2 \epsilon_a^2)} + 1}; \quad (1.35a)$$

$$b = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a / 2} \sqrt{\sqrt{1 + \sigma^2 / (\omega^2 \epsilon_a^2)} - 1}. \quad (1.35b)$$

Полученные результаты позволяют сделать ряд важных с практической точки зрения выводов.

Скорость, длина и затухание электромагнитной волны в общем случае зависят от частоты (*объемная частотная дисперсия*). Меняя  $\omega$  и, соответственно, коэффициент поглощения  $b$ , удастся изменить глубину проникновения  $\Delta$ , что и используют в некоторых электромагнитных методах ГИС, осуществляя частотное зондирование. Наряду с частотой, перечисленные параметры волн зависят от проводимости среды, ее магнитной и диэлектрической проницаемостей.

В непроводящей среде  $\sigma=0$ , следовательно  $b=0$ , т. е. затухание отсутствует, а глубина проникновения  $\Delta = \infty$ .

В проводящей среде параметры волн при заданной частоте обусловлены величиной  $\sigma/\omega\epsilon_a$ , которая характеризует соотношение токов проводимости и смещения. Чем больше проводимость и, соответственно, величина  $\sigma/\omega\epsilon_a$ , тем больше поглощение и изменение фазы на единицу длины. Физически это связано с затратами энергии, вызванными возникновением вихревых токов. На этом явлении основаны такие методы ГИС, как волновой метод проводимости и радиоволновое просвечивание.

<sup>1</sup> Слово «фазовая» далее для краткости опускаем.

При  $\sigma/\omega\epsilon_a \gg 1$

$$a = b = \sqrt{\sigma\mu_a\omega/2}. \quad (1.36)$$

Параметры поля в этом случае не зависят от  $\epsilon_a$  и, поскольку в немагнитных породах  $\mu_a \approx \mu_0$ , могут рассматриваться как функции только проводимости  $\sigma$ .

В средах с большим удельным электрическим сопротивлением на высоких частотах  $\sigma/\omega\epsilon_a \ll 1$ . Для таких сред, согласно выражениям (1.6а) и (1.35),

$$\text{rot } \vec{H} \approx -i\omega\epsilon_a\vec{E}, \quad a \approx \omega \sqrt{\epsilon_a\mu_a}, \quad (1.37)$$

т. е. плотность тока и фазовая постоянная обусловлены в основном диэлектрической проницаемостью среды, мало зависят от ее проводимости, что и лежит в основе различных модификаций диэлектрического каротажа.

Фазовая постоянная  $a$  и коэффициент поглощения  $b$  связаны дисперсионными соотношениями, в соответствии с которыми наличие объемной частотной дисперсии скорости свидетельствует о затухании, а наличие затухания обуславливает объемную частотную дисперсию скорости. Среда с объемной частотой дисперсией называют *диспергирующими*.

В общем случае скорость  $v$ , волновое число  $K$  и его составляющие  $a$  и  $b$  — векторные величины. Однако характеристики изотропных сред, которые только и рассматриваются в данной книге, полностью описываются их модулями.

Возбудители поля в электромагнитных методах ГИС могут рассматриваться как магнитные или электрические диполи. При изучении возбуждаемых ими полей удобно воспользоваться *электродинамическими вектор-потенциалами*.

Векторное тождество (П1.8) и уравнения (1.13в), (1.13г), последнее в предположении, что заряды в среде отсутствуют, позволяют заключить, что  $\vec{H}$  и  $\vec{E}$  можно рассматривать как вихри соответствующих векторов. Поскольку источником вихревого магнитного поля может быть переменный электрический диполь, а вихревого электрического — переменный магнитный,

$$\vec{E} = \text{rot } \vec{A}_m; \quad (1.38a)$$

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}_e, \quad (1.38б)$$

где  $\vec{A}_m$  и  $\vec{A}_e$  — электродинамические (магнитный и электрический) вектор-потенциалы.

Применение векторных электродинамических потенциалов связано с тем, что в отличие от напряженностей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , они

линейно поляризованы в направлении моментов соответствующих диполей, т. е. коллинеарны им и зависят по модулю только от расстояний до диполей (рис. 3). Поэтому задачи определения  $\vec{A}_m$  и  $\vec{A}_z$  в однородной изотропной среде сферически симметричны, причем, если оси диполей совпадают с осью  $z$ , то  $\vec{A}_m = 1_z \vec{A}_{mz}$  и  $\vec{A}_z = 1_z A_{z\bar{z}}$ .

Определим на этой основе параметры электромагнитных полей, возбуждаемых в однородной изотропной среде переменными магнитным и электрическим диполями, воспользовавшись сферической системой координат  $r, \theta, \psi$ , дополненной осью  $z$ .

Если поле создано переменным магнитным диполем, свойствами которого обладает катушка (в пределе — один виток), подключенная к генератору переменного тока и имеющая длину  $l \ll \lambda$ , подстановка выражения (1.38а) в формулу (1.7) при условии, что  $\vec{j}_{ст} = 0$ , дает

$$\text{rot}(\vec{H} + i\omega\check{\epsilon}\vec{A}_m) = 0.$$

Из тождества (П1.7) следует, что вектор  $\vec{H} + i\omega\check{\epsilon}\vec{A}_m$  может быть представлен в виде градиента скалярного электродинамического магнитного потенциала  $U_m$ . В этом случае

$$\vec{H} = -i\omega\check{\epsilon}\vec{A}_m + \text{grad } U_m. \quad (1.39)$$

Подставив выражение (1.38а) и найденное значение  $\vec{H}$  в формулу (1.6б), получим

$$\text{rot rot } \vec{A}_m = \omega^2\mu_a\check{\epsilon}\vec{A}_m + i\omega\mu_a \text{grad } U_m. \quad (1.40)$$

Для электродинамического вектор-потенциала  $\vec{A}_m$  тождество (П1.9) можно записать в виде

$$\text{rot rot } \vec{A}_m = \text{grad div } \vec{A}_m - \nabla^2 \vec{A}_m. \quad (1.41)$$

Сравнивая выражения (1.40) и (1.41), видим, что

$$\text{grad div } \vec{A}_m - i\omega\mu_a \text{grad } U_m = \nabla^2 \vec{A}_m + \omega^2\mu_a\check{\epsilon}\vec{A}_m. \quad (1.42)$$

Нетрудно показать, что если  $\vec{A}_m$  и  $U_m$  — электродинамические потенциалы электромагнитного поля  $\vec{E}, \vec{H}$ , его потенциалами являются также

$$\vec{A} = \vec{A}_m + \text{grad } T \quad \text{и} \quad U = U_m + i\omega\check{\epsilon}T,$$

где  $T$  — произвольная скалярная функция.



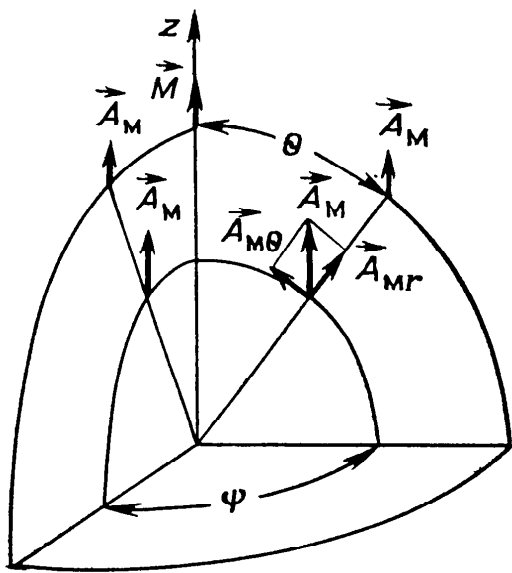
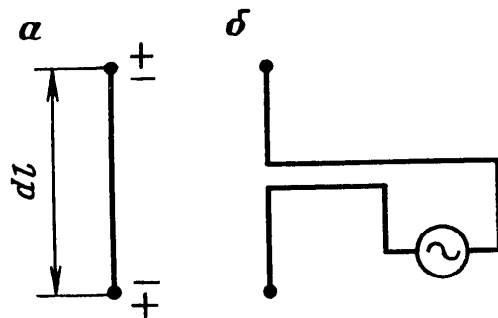


Рис. 3. Момент элементарного магнитного диполя и компоненты его магнитного вектор-потенциала

Рис. 4. Переменный электрический диполь (а) и антенна (б), обладающая его свойствами



Действительно, в соответствии с формулой (П1.7)

$$\text{rot } \vec{A}_M = \text{rot} (\vec{A}_M + \text{grad } T). \quad (1.43)$$

Подставив выражения для  $\vec{A}$  и  $U$  в формулу (1.39), убедимся, что выражение для  $\vec{H}$  не изменится.

Таким образом, вектор-потенциал  $A_M$  определен с точностью до градиента произвольной скалярной функции, а потенциал  $U_M$  — до произведения этой функции на множитель  $i\omega\epsilon$ . В связи с этим необходимо дополнить равенства (1.38) и (1.39) некоторым условием, ограничивающим многозначность потенциалов  $\vec{A}_M$  и  $U_M$ , калибровать их. Сделать это можно, задав наряду с ротором соленоидального поля его дивергенцию. Если принять

$$\text{div } \vec{A}_M = i\omega\mu_a U_M, \quad (1.44)$$

из равенства (1.42) можно, как того требует специфика изучаемого явления, получить волновое уравнение Гельмгольца

$$\nabla^2 \vec{A}_M + \omega^2 \mu_a \tilde{\epsilon} \vec{A}_M = \nabla^2 \vec{A}_M + K^2 \vec{A}_M = 0. \quad (1.45)$$

Из (1.44) также следует, что

$$U_M = -\text{div } \vec{A}_M / i\omega\mu_a. \quad (1.46)$$

Для поля, созданного переменным электрическим диполем, свойствами которого обладает разомкнутая линия — антенна, подключенная к генератору переменного тока и имеющая

длину  $\Delta l \ll \Lambda$  (рис. 4, б), воспользовавшись уравнением (1.38б) и проведя преобразования, аналогичные предыдущим, получим:

$$\nabla^2 \vec{A}_z + K^2 \vec{A}_z = 0; \quad U_z = \frac{\text{div} \vec{A}_z}{i\omega\epsilon}, \quad (1.47)$$

где  $U_z$  — скалярный электродинамический электрический потенциал.

Если ось магнитного диполя направлена по оси  $z$ , его момент

$$\vec{M} = \vec{1}_z M_z = \vec{1}_z M_0 \exp(-i\omega t), \quad (1.48)$$

где  $M_0$  — амплитуда магнитного момента.

Для нахождения элементов поля необходимо найти вектор-потенциал  $\vec{A}_m$ , который (см. рис. 3) имеет в этом случае отличные от нуля составляющие  $A_{mr}$  и  $A_{m\theta}$ , в то время как  $A_{m\psi} = 0$ .

Воспользовавшись выражениями (П1.3в), (1.38а) и принимая во внимание, что для вектора  $\vec{A}_m$  задача сферически симметрична, запишем:

$$\vec{E} = \text{rot} \vec{A}_m = \frac{\vec{1}_\psi}{r} \left[ \frac{\partial (r A_{m\theta})}{\partial r} - \frac{\partial A_{mr}}{\partial \theta} \right]. \quad (1.49)$$

Полученное выражение свидетельствует, что вектор  $\vec{E}$  имеет только  $\psi$ -компоненту, т. е.  $\vec{E} = \vec{1}_\psi E_\psi$ , а  $E_r = E_\theta = 0$ . Анализируя с учетом этого обстоятельства равенства (1.6б) и (П1.3в), приходим к выводу: у вектора  $\vec{H}$  две отличные от нуля компоненты  $H_r$  и  $H_\theta$  (рис. 5). В целом поле имеет в данном случае три ненулевых компоненты:  $H_r$ ,  $H_\theta$ ,  $E_\psi$ . Найдем их.

Поскольку потенциал  $A_m = A_{mz}$ , а его производные по  $\psi$  и  $\theta$  в условиях сферической симметрии равны нулю, уравнение (1.45) принимает согласно формуле (П1.10в) вид:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial A_m}{\partial r} \right) + K^2 A_m = 0.$$

Введя переменную  $T = A_m r$ , получим

$$\partial^2 T / \partial r^2 + K^2 T = 0.$$

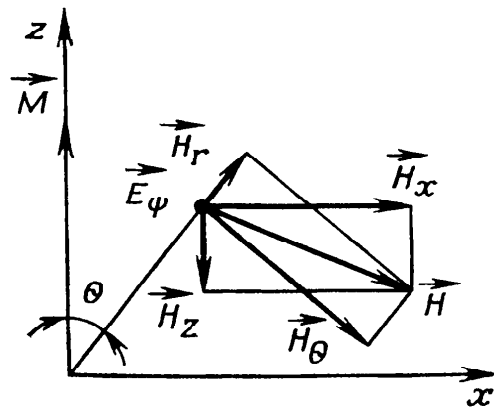
Частными интегралами этого уравнения являются функции  $\exp(iKr)$  и  $\exp(-iKr)$ , поэтому

$$A_m = C_1 \exp(iKr)/r + C_2 \exp(-iKr)/r,$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — постоянные интегрирования.

Рис. 5. Компоненты поля элементарного магнитного диполя в прямоугольной и сферической системах координат.

Вектор  $\vec{E}_\psi$  ортогонален плоскости чертежа



Поскольку  $K = a + ib$ ,  $r > 0$  и при  $r \rightarrow \infty$  должно выполняться условие  $A_m \rightarrow 0$ , делаем вывод, что  $C_2 \equiv 0$ . Следовательно,

$$A_m = C_1 \exp(iKr)/r.$$

Для определения постоянной  $C_1$  воспользуемся уравнением (1.46), в соответствии с которым

$$U_m = -\frac{\operatorname{div}(\vec{1}_z A_{mz})}{i\omega\mu_a} = -\frac{1}{i\omega\mu_a} \frac{\partial A_m}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial r} \times \\ \times \left( C_1 \frac{\exp(iKr)}{i\omega\mu_a r} \right) \frac{\partial r}{\partial z}.$$

Поскольку  $\partial r / \partial z = \cos \theta$ ,

$$U_m = C_1 (iKr - 1) \cos \theta \exp(iKr) / i\omega\mu_a r^2.$$

Известно, что потенциал постоянного магнитного диполя

$$U_m = M \cos \theta / 4\pi r^2.$$

Приравнявая последние равенства при  $\omega = 0$  и учитывая, что в этом случае  $K = 0$ , получаем

$$C_1 = i\omega\mu_a M / 4\pi.$$

Таким образом

$$A_m = i\omega\mu_a M \exp(iKr) / 4\pi r. \quad (1.50)$$

Очевидно, что  $A_{m\theta} = A_m \sin \theta$ , а  $A_{mr} = A_m \cos \theta$ . Подставляя эти выражения с учетом (1.50) в (1.49), найдем  $E_\psi$ . Воспользовавшись выражениями (1.6б), (П1.3в) и принимая во внимание, что  $\vec{E} = \vec{1}_\psi E_\psi$ , найдем выражение для напряженности магнитного поля в виде

$$\vec{H} = \vec{1}_r H_r + \vec{1}_\theta H_\theta,$$

позволяющем определить  $H_r$  и  $H_\theta$ . В результате будем иметь:

$$E_\psi = i\omega\mu_a M (1 - iKr) \sin \theta \exp(iKr) / 4\pi r^2; \quad (1.51a)$$

$$H_r = 2M (1 - iKr) \cos \theta \exp(iKr) / 4\pi r^3; \quad (1.51б)$$

$$H_\theta = M (1 - iKr - K^2 r^2) \sin \theta \exp(iKr) / 4\pi r^3. \quad (1.51в)$$

При изучении горных пород методами ГИС интерес, как правило, представляют не абсолютные значения составляющих поля, а их относительные изменения, обусловленные параметрами среды. Поэтому формулы (1.51) можно упростить, выразив их в относительных единицах — долях поля в воздухе, вычисленного без учета токов смещения. Для такого поля  $K=0$  и, следовательно, его компоненты имеют вид:

$$\begin{aligned} E_{\psi 0} &= (i\omega\mu M/4\pi r^2) \sin \theta; \\ H_{r\theta} &= (2M/4\pi r^3) \cos \theta; \\ H_{\theta 0} &= (M/4\pi r^3) \sin \theta. \end{aligned} \quad (1.52)$$

Компоненты поля магнитного диполя в породе в относительных единицах:

$$e_{\psi} = E_{\psi}/E_{\psi 0} = (1 - iKr) \exp(iKr); \quad (1.53a)$$

$$h_r = H_r/H_{r0} = (1 - iKr) \exp(iKr); \quad (1.53б)$$

$$h_{\theta} = H_{\theta}/H_{\theta 0} = (1 - iKr - K^2r^2) \exp(iKr). \quad (1.53в)$$

Частота переменного тока в методах ГИС меняется от десятков килогерц до десятков мегагерц, т. е. на три порядка. Соответственно меняется и модуль волнового числа  $K$ . При переходе от каротажных методов к методам скважинной геофизики, изучающим межскважинное пространство, радиус исследования  $r$  также меняется на два-три порядка. В этой связи рассматривают особенности поведения поля в зонах: дальней, когда  $|K|r \gg 1$ ; промежуточной —  $|K|r \approx 1$ ; ближней —  $|K|r \ll 1$ .

В дальней зоне (волновой) выражения (1.51) приобретают вид:

$$E_{\psi} = \omega\mu_a KM \sin \theta \exp(iKr)/4\pi r; \quad (1.54a)$$

$$H_r = -iK2M \cos \theta \exp(iKr)/4\pi r^2; \quad (1.54б)$$

$$H_{\theta} = -K^2M \sin \theta \exp(iKr)/4\pi r. \quad (1.54в)$$

Видно, что в дальней зоне основную роль играют составляющие поля  $\vec{1}_{\psi}E_{\psi}$  и  $\vec{1}_{\theta}H_{\theta}$ , ортогональные вектору  $\vec{r}$ . Таким образом можно считать, что выражения (1.54a) и (1.54в) характеризуют сферическую волну, распространяющуюся в сторону увеличения  $r$  с множителем направленности  $\sin \theta$  и убывающую с расстоянием как  $\exp(-br)/r$ . Ее поверхности равных фаз — сферы с центром в точке 0.

Картины поля в промежуточной и ближней зонах сложнее. При рассмотрении ограничимся предельным случаем  $|K|r \rightarrow 0$ , представляющим интерес с точки зрения теории низкочастотного индукционного каротажа (см. гл. 5, § 1).

При решении прямой задачи индукционного каротажа в низкочастотном приближении необходимо знать  $H_z$  — составляющую поля элементарного магнитного диполя, которая (см. рис. 5) может быть рассчитана по формуле:

$$H_z = H_r \cos \theta - H_\theta \cos (\pi/2 - \theta). \quad (1.55)$$

Преобразовав выражения (1.51б) и (1.51в), учтя  $|K|r \rightarrow 0$  и подставив их в (1.55), найдем

$$H_z = (2M/4\pi r^3) \cos^2 \theta - (M/4\pi r^3) \sin^2 \theta = (M/4\pi r^3) (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (1.56)$$

Полученное выражение совпадает с выражением для  $H_z$  — составляющей поля постоянного магнитного диполя. Переменное поле, обладающее таким свойством, называется *квазистатическим*.

Поле переменного электрического диполя, который при теоретических исследованиях представляют в виде линейного элемента тока  $I dl$  с зарядами противоположного знака на концах (см. рис. 2, а), можно определить аналогичным образом. При этом отличными от нуля окажутся его компоненты  $H_\psi$ ,  $E_r$  и  $E_\theta$ . В дальней зоне это поле представляет собой сферическую волну с компонентами:

$$\begin{aligned} H_\psi &= -iKP \sin \theta \exp(iKr)/4\pi r; \\ E_\theta &= -i\omega\mu_a P \sin \theta \exp(iKr)/4\pi r, \end{aligned} \quad (1.57)$$

где  $P = I dl$ .

## Глава 2

### ПЕТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТОДОВ ГИС

Параметры постоянного электрического и переменного электромагнитного полей зависят от удельного электрического сопротивления среды, ее электрической и магнитной проницаемости, естественной и вызванной электрохимической активности. Рассмотрим связь этих параметров с литологическими, структурными, коллекторскими и другими свойствами горных пород, а также с условиями их залегания.

## § 1. Удельное электрическое сопротивление горных пород

Удельное электрическое сопротивление (УЭС) — есть сопротивление куба породы с ребром 1 м. Его рассчитывают по формуле:

$$\rho = RS/L,$$

где  $R$  — сопротивление, Ом;  $S$  — сечение проводника, м<sup>2</sup>;  $L$  — длина проводника, м. Соответственно единицей измерения УЭС является омметр (Ом·м).

Величину, обратную  $\rho$ , — удельную электрическую проводимость  $\sigma$  — измеряют в сименсах на метр (См/м). В практике применяют также миллисименс на метр (мСм/м).

Минералы, слагающие матрицу (скелет) горной породы могут быть проводниками, полупроводниками и диэлектриками. Минералы-проводники объединены в группу самородных металлов: золото, серебро, медь и др. Для них характерна электронная проводимость. Для полупроводников (соединений кремния, германия, серы, мышьяка, фосфора) характерна электронно-дырочная и отчасти ионная проводимость. У минералов-диэлектриков преобладает ионная проводимость.

Удельное электрическое сопротивление минералов, как и составляемых ими горных пород, является функцией температуры:

$$\rho_m = P_t \rho_0, \quad (2.1)$$

где  $\rho_0$  — удельное сопротивление минерала при температуре  $t_0$ ;  $P_t$  — параметр температуры. Зависимость  $P_t$  от температуры обусловлена типом проводимости. Для минералов с ионной проводимостью с ростом температуры он снижается, для проводников — растет, для полупроводников характерно резкое снижение  $P_t$ . Соответственно УЭС пород, в которых преобладает ионная проводимость (осадочные и залегающие близ поверхности магматические породы), с увеличением температуры снижается. Еще значительно снижается УЭС глубоко залегающих плотных магматических пород, в которых наиболее развита проводимость полупроводникового типа.

В целом УЭС горных пород, имеющих различный минеральный состав и структуру, может меняться от долей омметра до  $10^5$ — $10^6$  Ом·м, но, как правило, не превышает  $10^4$  Ом·м. Большинство из них может быть представлено в виде систем двух типов [2]:

порода, состоящая из породообразующих минералов высокого удельного сопротивления (матрица) и включений минералов и горных пород пониженной проводимости;

порода, состоящая из породообразующих минералов высокого удельного сопротивления (матрица) и включений минерализованной воды, заполняющей поровые каналы.

В первом случае УЭС породы

$$\rho_{\text{п}} = \Pi_{\text{м}} \rho_{\text{пм}}, \quad (2.2)$$

где  $\rho_{\text{пм}}$  — УЭС породообразующих минералов высокого сопротивления;  $\Pi_{\text{м}}$  — параметр проводимости, зависящий от объемного содержания минералов пониженного УЭС, их удельного сопротивления и распределения в породе.

Во втором случае УЭС водонасыщенной неглинистой породы

$$\rho_{\text{вп}} = R_{\text{п}} \rho_{\text{в}}, \quad (2.3)$$

где  $R_{\text{п}}$  — относительное электрическое сопротивление, определяющее зависимость удельного сопротивления породы от ее пористости, сцементированности, гидрофильности и структуры порового пространства при полном насыщении пор водой;  $\rho_{\text{в}}$  — УЭС поровой (пластовой) воды. Для большинства осадочных горных пород

$$R_{\text{п}} = \rho_{\text{вп}} / \rho_{\text{в}} = a_m / k_{\text{п}}^m, \quad (2.4)$$

где  $k_{\text{п}}$  — коэффициент пористости;  $a_m$  и  $m$  — коэффициенты, характерные для определенной группы пород. Коэффициент  $m$  зависит от извилистости поровых каналов. Согласно В. Н. Дахнову,  $a_m = 1 \div 0,8$ ;  $m = 1,3 \div 2,3$ . Удельное электрическое сопротивление матрицы столь велико, что не оказывает заметного влияния на результирующее удельное сопротивление породы.

Пустотное пространство может быть межзерновым (гранулярным), порово-трещинным, порово-каверновым и смешанным. В этой связи, наряду с гранулярной пористостью, рассматривают блоковую  $k_{\text{п.бл}}$ , трещинную  $k_{\text{п.тр}}$ , кавернозную  $k_{\text{п.к}}$  и общую  $k_{\text{п}}$  пористость, являющуюся суммой всех видов пористости. Появление трещин приводит к снижению сопротивления породы и, соответственно, уменьшению величины  $R_{\text{п}}$  при той же общей пористости. Для пород с кавернозной пористостью параметр  $R_{\text{п}}$ , при прочих равных условиях, растет, так как каверны соединены между собой поровыми каналами малого сечения, и, следовательно, относительно высокого удельного сопротивления [4].

В поровых каналах нефтегазонасыщенных пород наряду с нефтью или газом всегда содержится вода. Именно ее количество и минерализация — главные факторы, определяющие удельное сопротивление такой породы. Однако, поскольку часть порового пространства занята диэлектриком — нефтью или газом, удельное сопротивление нефтегазонасыщенной породы в среднем выше, чем водонасыщенной, что может служить идентифицирующим признаком.

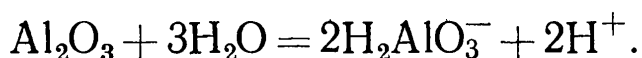
Увеличение УЭС  $\rho_{нг}$  нефтегазонасыщенной породы при частичном заполнении пор нефтью или газом оценивают коэффициентом увеличения сопротивления

$$P_n = \rho_{нг} / \rho_{вл} = a_n / k_B^n, \quad (2.5)$$

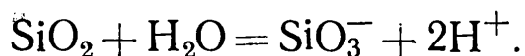
где  $k_B$  — коэффициент водонасыщения, характеризующий относительный объем порового пространства, занятый водой ( $k_B = 1 - k_{нг}$ , где  $k_{нг}$  — коэффициент нефтегазонасыщения);  $a_n$  и  $n$  — коэффициенты, характерные для данного типа пород и варьирующие в пределах 1,3—2,2 и 1,8—3,5 соответственно.

Выражения (2.4), (2.5) или соответствующие графические зависимости позволяют, найдя  $\rho_{вл}$ ,  $\rho_{нг}$  и  $\rho_B$ , определить важнейшие параметры горной породы — коэффициенты пористости, водо- и нефтегазонасыщенности. Если коэффициент пористости определен независимым, например, неэлектрическим методом, можно оценить тип порового пространства.

Наряду с проводимостью, обусловленной ионами электронейтральных поровых вод, горные породы обладают поверхностной ионной проводимостью, которая связана с наличием двойного электрического слоя (ДЭС), возникающего в порах (капиллярах) на границе матрицы и поровой воды. Так, окислы алюминия, входящие в состав алюмосиликатов, обмениваются ионами с водой по схеме:



Анионы  $H_2AlO_3^-$  остаются жестко связанными с твердой фазой — матрицей породы. Они образуют внутреннюю, отрицательно заряженную обкладку ДЭС. Внешняя, расположенная в растворе, положительно заряженная обкладка формируется катионами и удерживается электрическим притяжением. Аналогично образуется ДЭС на поверхности частиц кремнезема:



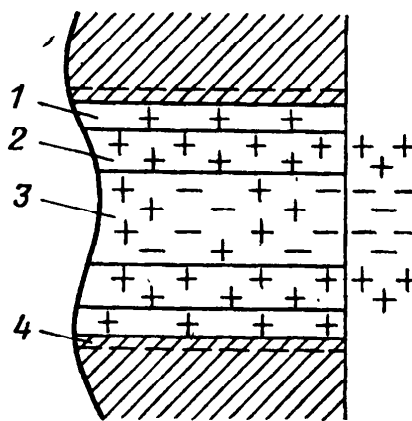
Фиксированные в матрице ионы внутренней обкладки называют коионами, а ионы внешней обкладки — противоионами. Количества коионов и противоионов приблизительно равны.

Часть противоионов, непосредственно прилегающая к поверхности твердой фазы, неподвижна (адсорбционный слой), другая, в силу теплового движения, распределяется на достаточно большом расстоянии от поверхности, сохраняя подвижность (диффузный слой) (рис. 6). Именно эти подвижные ионы, концентрация которых всегда выше, чем в электронейтральной части раствора, обеспечивают дополнительную — поверхностную — проводимость. Их роль особенно значительна в высокодисперсных породах, например, глинах, диаметры капилляров которых соизмеримы с толщинами диффузных слоев. Поэтому удельное сопротивление тонкодисперсных глин не превышает



Рис. 6. Схема капилляра:

1 — адсорбционный слой;  
2 — диффузный слой; 3 —  
электронейтральный канал;  
4 — слой коионов



30—40 Ом·м даже при пропитке пресной водой. Для учета влияния поверхностной проводимости на УЭС породы  $\rho_{п}$  введен параметр *поверхностной проводимости*  $\Pi$ :

$$\rho_{п} = \rho_{вп} \Pi. \quad (2.6)$$

Очевидно, что  $\Pi < 1$ . При уменьшении содержания рассеянного глинистого материала  $\Pi \rightarrow 1$ .

Существенное влияние на величину УЭС горных пород с ионной проводимостью оказывает всестороннее давление. При его росте наблюдается асимптотическое стремление удельного сопротивления к некоторому предельному значению, достигаемому обычно в интервале 30—60 МПа. Этот рост отчасти связан с уменьшением пористости, однако основная его причина — увеличение извилистости поровых каналов (В. М. Добрынин, 1970 г.).

Еще один фактор, влияющий на величину УЭС минералов и горных пород, — частота тока, на котором производятся измерения. Частотная дисперсия электрических свойств проявляется главным образом в области, где ток смещения превышает ток проводимости. При рабочих частотах ниже 1 МГц влиянием частотной дисперсии сопротивления можно пренебречь.

На дифференциации горных пород по удельному сопротивлению (проводимости) основано большинство электрических и электромагнитных методов ГИС.

## § 2. Естественная поляризуемость горных пород

Поляризация — разделение зарядов различного знака под влиянием ряда естественных физико-химических факторов — связана с наличием у горных пород естественной электрохимической активности. Она проявляется в виде диффузионно-адсорбционной, фильтрационной и окислительно-восстановительной активностей.

**Диффузионно-адсорбционная активность** характерна для пород, насыщенных водными растворами электролитов.

При контакте свободных растворов различной концентрации происходит диффузия ионов, результирующий поток которой направлен в сторону меньшей концентрации. Подвижности

катионов  $u = u_k/f$  и анионов  $v = v_a/f$  различны (здесь  $u_k$  и  $v_a$  — скорости движения катионов и анионов, а  $f$  — действующая на них сила). Согласно закону Стокса движущиеся в жидкости сферические частицы испытывают тем меньшее сопротивление, а потому имеют тем большую скорость, чем меньше их радиус. Обычно в поровых водах и промывочной жидкости (ПЖ) растворен бинарный одновалентный электролит — хлористый натрий (реже — хлористый кальций). Радиус иона Na примерно в два раза больше радиуса иона Cl. В воде ионы гидратируются — покрываются оболочкой, состоящей из полярных молекул воды. Однако и радиус гидратированного иона натрия примерно в 1,5 раза больше, чем гидратированного иона хлора. Поэтому подвижность анионов (Cl) больше, чем катионов (Na). По той же причине подвижность ионов хлора больше, чем ионов кальция. В результате возникает разностный поток анионов, приводящий к образованию в растворе меньшей концентрации объемного отрицательного заряда, т. е. к возникновению отрицательной ЭДС, названной диффузионной.

По мере своего роста объемный заряд все больше тормозит ионы одного с ним знака — анионы. В конечном счете подвижности анионов и катионов уравниваются, рост заряда прекращается, ЭДС стабилизируется. Для бинарного одновалентного электролита возникающая диффузионная ЭДС

$$E_d = \frac{RT}{F} \frac{u-v}{u+v} \ln \frac{c_1}{c_2}, \quad (2.7)$$

где  $R = 8,31$  Дж/град·моль — универсальная газовая постоянная;  $F = 96494$  К/моль — число Фарадея;  $T$  — абсолютная температура раствора в градусах Кельвина ( $^{\circ}\text{K}$ );  $u$  и  $v$  — подвижности катионов и анионов до возникновения объемного заряда;  $c_1$  и  $c_2$  — эквивалентные концентрации электролитов в соприкасающихся растворах.

После подстановки численных значений  $R$  и  $F$  при  $T = 291$   $^{\circ}\text{K}$ , т. е. при 18  $^{\circ}\text{C}$ , получим (в мВ)

$$E_d = 58 \frac{u-v}{u+v} \lg \frac{c_1}{c_2} = 58 (N_k - N_a) \lg \frac{c_1}{c_2}, \quad (2.8)$$

где  $N_k = u/(u+v)$ ,  $N_a = v/(u+v)$  — относительные числа переноса катионов и анионов. В случае контакта растворов NaCl разность  $N_k - N_a = -0,2$  и

$$E_d = -11,6 \lg (c_1/c_2). \quad (2.9)$$

Учитывая, что  $c_1/c_2 \approx \rho_2/\rho_1$ , где  $\rho_2$ ,  $\rho_1$  — УЭС соответственно фильтрата ПЖ и поровой воды, формулу (2.9) можно переписать в виде:

$$E_d = -11,6 \lg (\rho_2/\rho_1).$$

В общем случае

$$E_d = K_d \lg(\rho_2/\rho_1), \quad (2.10)$$

где  $K_d$  — коэффициент диффузионной активности свободных растворов.

Для растворов солей NaCl, CaCl<sub>2</sub>, Na<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> и KCl, наиболее часто встречающихся в пластовых условиях, коэффициент  $K_d$  при температуре 291 °К принимает значения, равные —11,6; —19,7; 5,0; —0,4 соответственно.

На границах пластов (отчасти пластов и скважины) контактируют не свободные растворы, а насыщенные ими пористые среды. В них наряду с диффузией определенную роль играют процессы адсорбции.

На рис. 6 изображен идеализированный водонасыщенный капилляр, перпендикулярный стенке скважины. В нем можно выделить слой противоионов, состоящий из неподвижного (адсорбционного) и подвижного (диффузного) слоев, и электронейтральный канал (см. гл. 2, § 1). Диффузия ионов в канале протекает практически как в свободном растворе. Поэтому, если концентрация ионов  $c_1$  в поровой воде больше их концентрации  $c_2$  в скважине, и  $v > u$ , против канала образуется объемный отрицательный заряд, а соответствующая ЭДС оценивается формулой (2.9). Ионы диффузного слоя тоже подвижны и результирующий поток их диффузии также направлен в сторону меньшей концентрации, т. е. в скважину. Однако анионы в диффузном слое практически отсутствуют. Соответственно число их переноса  $N_a \rightarrow 0$ , а число переноса катионов  $N_k \rightarrow 1$ . В результате в скважине против диффузного слоя образуется стабильный положительный заряд. Соответствующую ЭДС  $E_{да}$  называют *диффузионно-адсорбционной*. Согласно выражению (2.8)

$$E_{да} = 58 \lg(c_1/c_2). \quad (2.11)$$

Результирующая ЭДС против капилляра обусловлена отношением сечений диффузного слоя и канала.

В капиллярах с радиусом в несколько десятков микрометров относительное сечение диффузного слоя пренебрежимо мало. Такие капилляры характерны для чистых, хорошо проницаемых коллекторов. Если  $c_1 > c_2$ , ЭДС против них имеет отрицательный знак и оценивается формулой (2.9). В глинах, где радиус капилляра менее  $10^{-1}$  мкм, сечение электронейтрального канала равно нулю и ЭДС определяется формулой (2.11).

В общем случае возникающая ЭДС имеет диффузионно-адсорбционный характер, т. е. обусловлена ионами, поступающими в скважину как из диффузного слоя, так и из электронейтрального канала, и выражается формулой:

$$E_{да} = K_{да} \lg(c_1/c_2), \quad (2.12a)$$

где  $K_{\text{да}}$  — коэффициент диффузионно-адсорбционной активности насыщенной пористой среды. Он меняется от  $-11,6$  для чистых коллекторов до  $58$  для высокодисперсных глин.

Из выражения (2.12а) следует, что при  $\rho_1 = \rho_2$  (или  $c_1 = c_2$ ),  $E_{\text{да}} = 0$ . Это, казалось бы, позволяет заключить, что вне скважины ЭДС на границе двух пластов равна нулю, так как концентрация солей в поровых водах этих пластов за геологическую историю их существования должна выровняться. Однако, если две насыщенные пористые среды находятся в равновесии, концентрации подвижных ионов в них не равны. Благодаря диффузным слоям, относительный объем которых тем больше, чем меньше диаметр капилляра, в более дисперсной среде подвижных катионов больше. Это вызывает диффузию катионов в сторону их меньшей концентрации. В результате на границе пластов возникает так называемая *доннановская* (граничная) электродвижущая сила  $E_{\text{гр}}$ .

Выражения (2.10) и (2.12а) позволяют записать:

$$K_{\text{да}} - K_{\text{д}} = \frac{E_{\text{да}} - E_{\text{д}}}{\lg \rho_2 / \rho_1} = A_{\text{да}}, \quad (2.12б)$$

где  $A_{\text{да}}$  — *диффузионно-адсорбционная активность* горных пород — параметр, характеризующий разницу активностей насыщенной пористой среды и свободного раствора. Естественно, величина  $A_{\text{да}}$  решающим образом зависит от относительного сечения (относительного объема) диффузных слоев. Так, для чистых коллекторов  $A_{\text{да}} = -11,6 - (-11,6) = 0$ . Для высокодисперсных глин  $A_{\text{да}} = 58 - (-11,6) = 69,6$ . Промежуточные значения  $A_{\text{да}}$  соответствуют породам с различным содержанием высокодисперсного глинистого материала. Для песчано-глинистых пород с ростом глинистости уменьшаются коэффициенты пористости  $k_{\text{п}}$  и проницаемости  $k_{\text{пр}}$ . Поэтому во многих случаях удается найти корреляционные зависимости, связывающие  $A_{\text{да}}$  с этими величинами [4].

**Фильтрационная активность** проявляется при фильтрации раствора электролита через капилляр.

При фильтрации перемещается не только электронейтральная жидкость в канале, но и ионы диффузного слоя. В результате поток противоионов (как правило катионов), оказывается больше потока анионов. Разность потоков представляет собой электрический ток, который приводит к возникновению на выходе капилляра свободного положительного заряда, тормозящего движение катионов. За счет торможения потоки катионов и анионов выравниваются, а между концами капилляра возникает стабильная разность потенциалов фильтрации  $E_{\text{ф}}$ . В коллекторах ее величину оценивают по формуле Гельмгольца:

$$E_{\text{ф}} = \frac{\zeta \rho_{\text{в}} \varepsilon}{4\pi \eta} \Delta P,$$

где  $\epsilon$ ,  $\rho_v$  и  $\eta$  — соответственно диэлектрическая проницаемость, удельное сопротивление и вязкость жидкости;  $\Delta P$  — перепад давления;  $\xi$  — разность потенциалов между внутренней и внешней границами диффузного слоя (дзета-потенциал).

Фильтрационную активность при фильтрации раствора хлористого натрия, имеющего удельное сопротивление  $\rho_v > 1$  Ом·м, оценивают по формуле:

$$A_{\phi} = E_{\phi} / \rho_v \Delta P.$$

На явлении фильтрационной электрохимической активности основано выявление мест притоков и поглощений жидкости в скважине.

**Окислительно-восстановительная активность** связана с потерей электронов (окисление) или их приобретением (восстановление). Она приводит к возникновению скачков потенциалов на границе металлических электродов или горных пород с электронной проводимостью и водных растворов электролитов. В первом случае говорят об электродных, во втором — об окислительно-восстановительных потенциалах.

*Электродные потенциалы* возникают в результате образования на границе металла и водного раствора электролита двойного электрического слоя (ДЭС). Характер ДЭС и скачок потенциала в нем зависят как от прочности связи ионов в металле, так и от состава и концентрации электролита. Если уровень энергии катионов металла выше, чем в электролите, под действием полярных молекул воды они переходят в раствор и, удерживаясь на поверхности электрода силами электростатического притяжения, образуют внешнюю положительную обкладку ДЭС. Внутренняя обкладка в этом случае отрицательна. Отрицательным считают и сам электродный потенциал. Он характерен для титана, цинка, железа, свинца. Если уровень энергии катионов в электролите выше, чем в металле, они осаждаются на поверхности электрода и частично внедряются в его кристаллическую решетку. Раствор при этом заряжается отрицательно. Положительный электродный потенциал типичен для четырехвалентного олова, меди, ртути, серебра.

Наряду с вышеописанными существуют инертные (не вступающие в химические реакции с раствором) электроды, потенциал которых зависит только от окислительно-восстановительных свойств раствора. Так, если платину поместить в раствор окислителя, она теряет электроны (окисляется), а если в раствор восстановителя — приобретает (восстанавливается). Раствор в первом случае заряжается отрицательно, во втором — положительно.

Подчеркнем, что во всех перечисленных случаях причиной возникновения скачков потенциала для электронно-проводящих материалов являются окислительно-восстановительные реакции

[20], причем толщины образующихся в растворе обкладок ДЭС на много порядков больше, чем для сред с ионной проводимостью.

*Окислительно-восстановительные потенциалы* возникают на границе электронно-проводящих пород и водных растворов электролитов в результате процессов, аналогичных протекающим на поверхности электродов. Знак образующегося в растворе заряда, если поле не искажено металлическими включениями, попавшими в скважину при бурении, обусловлен электрохимическими свойствами пластовых вод, промывочной жидкости и слагающих породу минералов. Часто верхняя часть рудного тела заряжена положительно, а нижняя — отрицательно, что связано с различием окислительно-восстановительных условий в верхней и нижней частях разреза.

Величины электродных и окислительно-восстановительных потенциалов измеряют по отношению к эталонному (водородному) электроду, потенциал которого равен нулю. В этом случае минералы, -слагающие сульфидные руды, можно считать аналогами «электроположительных» электродов — заряд, образующийся против них в растворе обычно отрицателен. Однако при повышении окислительных свойств раствора знак может измениться. Графит, антрацит, шунгит, магнетит — аналоги инертных электродов, потенциал которых обусловлен только окислительно-восстановительными свойствами растворов. В промывочной жидкости против них чаще образуется значительный положительный заряд.

### § 3. Искусственная поляризуемость горных пород

Приложение к горным породам разности потенциалов приводит к их поляризации, т. е. к локальному накоплению носителей зарядов, ориентации существующих и образованию новых дипольных моментов. Различают медленные и быстрые виды поляризации. К быстрым видам относят поляризацию смещения и ориентационную, к медленным — объемную и электролитическую.

**Поляризация смещения** обусловлена смещением упругосвязанных зарядов (электронов и ионов атомов) от положения равновесия под действием внешнего поля. В результате нейтральный элемент объема обретает дипольный момент. Максимальное время смещения ионов —  $10^{-12}$  с. Электроны и атомы могут смещаться быстрее. Поляризация смещения, таким образом, быстрая — она происходит на любых осуществляемых в геофизике частотах.

**Ориентационная поляризация** связана с наличием в диэлектрике полярных молекул. Она характерна для воды и других полярных жидкостей. По величине ориентационная поляризация

намного превосходит поляризацию смещения. Развивается она за  $10^{-10}$ — $10^{-7}$  с и, следовательно, также является быстрой.

Быстрые виды поляризации успевают развиться при обработке пород напряжением относительно высокой частоты. Возникающее поле направлено навстречу поляризующему, поэтому средняя напряженность  $E_{\text{ср}}$  приложенного к породе электрического поля ослабляется по сравнению с его средней напряженностью  $E_{0 \text{ ср}}$  в вакууме. Ослабление оценивается безразмерной величиной  $\epsilon = E_{0 \text{ ср}}/E_{\text{ср}}$ , именуемой *диэлектрической проницаемостью*.

Диэлектрическая проницаемость зависит от минерального состава, температуры горных пород, содержания жидкой и газообразной фаз. Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости незначительна. Для главных породообразующих минералов  $\epsilon = 4 \div 10$ , для нефти  $\epsilon = 2 \div 5$ . Аномальным значением диэлектрической проницаемости обладает вода (80 отн. ед. при  $20^\circ\text{C}$  и 55 отн. ед. при  $100^\circ\text{C}$ ), поэтому  $\epsilon$  пород в значительной степени зависит от их водосодержания.

Типичные значения  $\epsilon$  водонасыщенных пород колеблются от 16 до 25, нефтенасыщенных — от 6 до 8 отн. ед., что создает предпосылки для их разделения. Поскольку  $\epsilon$  воды мало зависит от минерализации, такое разделение можно осуществить и при слабой минерализации пластовой воды, когда эти породы практически неразличимы по УЭС. На дифференциации горных пород по диэлектрической проницаемости основан метод диэлектрического каротажа.

**Объемная поляризация** свойственна породам, обладающим ионной проводимостью. Она возникает вследствие электрокинетических явлений на границе электролит — непроводящая среда. Механизм этой поляризации довольно сложен и изучен недостаточно. Обычно ее связывают с образованием в объеме породы, обработанном электрическим током, микроскопических элементов объема с повышенной концентрацией катионов или анионов. Концентрационная неравномерность развивается за доли секунды, спад же ее длится несколько секунд. Этот вид поляризации заметно проявляется в породах с повышенной глинистостью, а также с порами трещинного и межкристаллического типов [4, 15].

**Электролитическая поляризация** возникает в основном вследствие окислительно-восстановительных процессов, протекающих на границе электролит — проводящая среда. Она характерна для пород с электронной проводимостью — железных руд, антрацитов — и развивается за десятки миллисекунд. Релаксация напряжений происходит за 100—200 мс.

В горных породах со смешанной проводимостью возникают одновременно как объемная, так и электролитическая поляризации.

Способность пород сохранять поляризацию в течение некоторого времени после выключения электрического поля называют *вызванной электрохимической активностью*, а соответствующие геофизические методы — методами вызванных потенциалов (ВП). Существующие методы ВП основаны на медленных видах поляризации.

Параметр, характеризующий способность породы к поляризации и созданию вызванных потенциалов — *вызванная электрохимическая активность*

$$A_{\text{в}} = -E_{\text{вп}}/E,$$

где  $E_{\text{вп}}$  и  $E$  — напряженности соответственно вызванного и поляризующего полей.

Для осадочных пород, не содержащих электронно-проводящих включений, электрохимическая активность составляет сотые доли единицы. Некоторое повышение  $A_{\text{в}}$  наблюдается в трещинных и глинистых разностях. В породах, содержащих электронно-проводящие включения (графит, антрацит, сульфидные и железные руды),  $A_{\text{в}}$  достигает 0,5.

#### § 4. Магнитные свойства горных пород

Вещества, намагничивающиеся под действием магнитного поля, называют магнетиками. Степень намагниченности характеризуют вектором интенсивности намагничивания  $\vec{J}$  — являющимся магнитным моментом единицы объема. Единица намагниченности в системе СИ — ампер на метр (А/м) совпадает с единицей напряженности магнитного поля.

Намагниченность горных пород подразделяют на индуцированную  $\vec{J}_i$  и остаточную  $\vec{J}_r$ . Индуцированная намагниченность элементарного объема вещества совпадает по направлению с напряженностью магнитного поля в этом объеме и приблизительно пропорциональна ей. Коэффициент пропорциональности называют *магнитной восприимчивостью* и определяют соотношением:

$$\kappa = J_i/H. \quad (2.13)$$

Поскольку размерности  $J_i$  и  $H$  совпадают,  $\kappa$  — безразмерная величина, измеряемая в относительных единицах СИ.

Магнитная восприимчивость  $\kappa$  и относительная магнитная проницаемость  $\mu$  в СИ связаны соотношением:

$$\mu = 1 + \kappa. \quad (2.14)$$

Остаточная намагниченность горных пород является результатом геологического развития земной коры и возникает вследствие деформаций, изменения температуры, эволюции земного



магнитного поля и т. д. Она может в десятки и сотни раз превышать значения индуцированной намагниченности.

Все вещества по магнитным свойствам делятся на диа- ( $\chi < 0$ ), пара- ( $\chi > 0$ ) и ферромагнитные ( $\chi \gg 0$ ).

*Диамагнитные вещества* отличаются тем, что суммарный магнитный момент их атомов в отсутствие внешнего магнитного поля равен нулю, а при наличии магнитного поля — незначительно отличается от нуля и направлен навстречу полю.

Магнитная восприимчивость диамагнитных минералов изменяется от нуля до  $-180 \cdot 10^{-6}$  ед. СИ. К ним относятся медь, серебро, золото, ртуть, свинец, мышьяк, сера, графит, галит, кальцит, кварц, некоторые сульфиды. Эти минералы образуют диамагнитные горные породы. Наименьшей магнитной восприимчивостью среди них обладают чистые карбонаты и гидрохимические осадки.

*Парамагнитные вещества* отличаются тем, что их суммарный магнитный момент в отсутствие внешнего магнитного поля равен нулю, а при наличии поля сравнительно велик и ориентирован в направлении поля.

Магнитная восприимчивость парамагнетиков (хром, молибден, уран, платина и др.) изменяется от  $10^{-5}$  до  $n \cdot 10^{-3}$  ед. СИ, где  $n$  достигает нескольких десятков.

*Ферромагнитные вещества* отличаются тем, что обладают собственной намагниченностью, т. е. их суммарный магнитный момент не равен нулю в отсутствие внешнего магнитного поля.

Намагниченность создается отдельными малыми областями ферромагнетиков — доменами. По отношению к внешнему полю домены могут принимать либо параллельную (собственно ферромагнетики), либо частично параллельную, либо антипараллельную (антиферромагнетики) ориентацию.

Собственно ферромагнетиком является самородное (метеорное) железо, магнитная восприимчивость которого составляет тысячи единиц СИ. К ферромагнетикам относятся большинство минералов железа (магнетит, титаномагнетит, пирротин и др.). Магнитная восприимчивость магнетита достигает 20, а у других ферромагнитных минералов не превосходит 0,4.

Среди горных пород наиболее высокие значения магнитной восприимчивости характерны для железных руд, в которых основным материалом является магнетит. Мартитовые, гематитовые и лимонитовые руды в основном слабомагнитны. Между магнитной восприимчивостью пород и содержанием в них железа существует сложная зависимость. Однако в пределах одного месторождения эта зависимость может быть установлена и использована при оценке запасов железа.

Магнитные свойства интрузивных пород зависят от среднего содержания магнетита, количество которого увеличивается от кислых ( $\chi = 10^{-3} \div 10^{-2}$ ) к ультраосновным ( $\chi = 0,1 \div 0,3$ ).

Эффузивные породы имеют примерно ту же магнитную восприимчивость, что и их интрузивные аналоги. Осадочные породы характеризуются низкими значениями магнитной восприимчивости ( $\kappa = 10^{-5} \div 10^{-4}$ ).

Для диамагнитных и большинства парамагнитных пород  $\mu \approx 1$  и  $\mu_a \approx \mu_0$  [см. формулу (1.36)].

### Глава 3

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КАРОТАЖ НЕФОКУСИРОВАННЫМИ ЗОНДАМИ

Методы электрического каротажа, основанные на дифференциации горных пород по УЭС, называют методами сопротивления. Их реализуют с помощью измерительных установок — зондов. Существуют нефокусированные и фокусированные зонды. Электрический каротаж нефокусированными зондами получил название метода кажущегося сопротивления (КС).

Обычно зонды КС трехэлектродные. Четвертый электрод заземляют на поверхности. Два электрода, обозначаемые буквами *A* и *B*, соединяют с генератором тока, два других — *M* и *N* — включают на вход измерителя разности потенциалов. Иногда в скважину помещают все четыре электрода или только два — *A* и *M*. Электроды *A*, *B* питают переменным током низкой частоты, что позволяет исключить влияние на измеряемый сигнал постоянных или медленно меняющихся потенциалов электрохимического происхождения. Поскольку диапазон частот, применяемых в методе КС, как и в других электрических методах, не превышает нескольких сотен герц, теория метода базируется на законах постоянного тока.

Существуют следующие модификации метода КС: вертикальное профилирование одиночными зондами, боковое каротажное зондирование, микрозондирование, резистивиметрия. Две первые модификации можно назвать макро-, две последние — микромодификациями. Условно к макро-модификациям метода КС относят также токовый каротаж.

### § 1. Зонды метода КС

Потенциал  $U_0$  точечного источника тока в однородной (безграничной) изотропной<sup>1</sup> среде определяется уравнением (1.16). Решая его относительно  $r$ , и полагая  $U_0 = \text{const}$ , получим выражение для эквипотенциальных поверхностей, которые представляют собой сферы. Линии электрической напряженности  $E$  и линии тока образуют семейство радиальных прямых, исходящих

<sup>1</sup> Здесь и далее рассматриваем только изотропные среды.

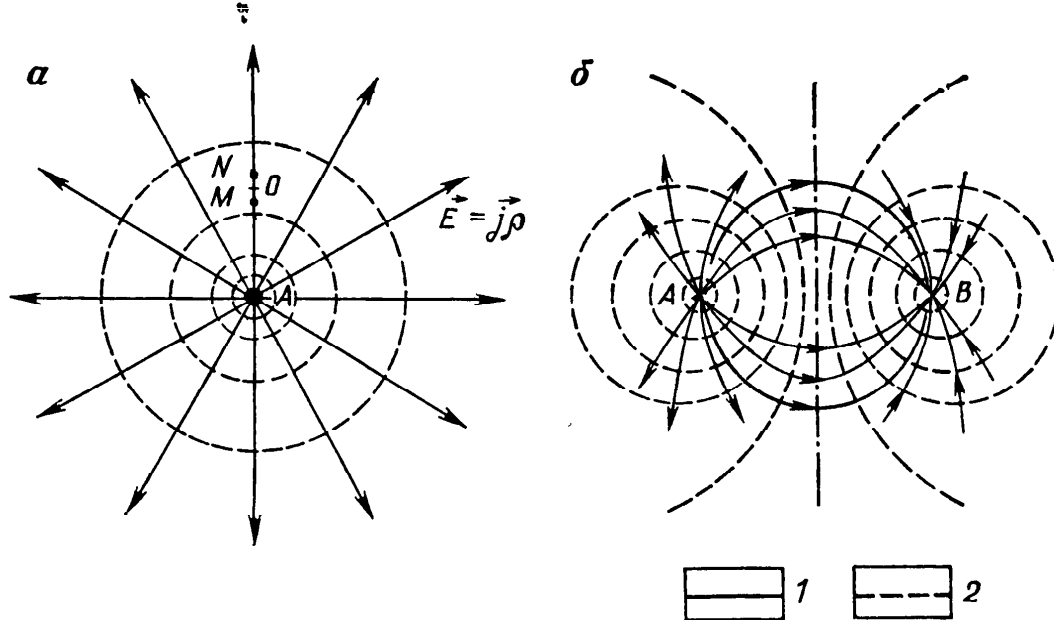


Рис. 7. Поля одного (а) и двух (б) точечных электродов в однородной изотропной среде:

1 — линии тока; 2 — линии равных потенциалов

из электрода  $A$  и нормальных к эквипотенциальным поверхностям (рис. 7, а). Потенциалы  $U_M$  и  $U_N$  электродов  $M$  и  $N$  зонда, как и разность потенциалов между ними, зависят только от расстояний  $AM$  и  $AN$  между измерительными и питающими электродами, т. е. имеет место сферическая симметрия.

Разумеется, поле одиночного электрода — абстракция. Для того, чтобы возник электрический ток, необходимо существование минимум двух электродов. Поэтому, говоря о поле одиночного электрода, предполагают существование второго электрода ( $B$ ) противоположного знака (рис. 7, б). Тем не менее, вблизи одиночного электрода, т. е. при  $AM$  и  $AN$ , много меньших  $AB$  (именно такая ситуация имеет место в электрическом каротаже), поле в однородной среде можно считать сферически симметричным.

Формула (1.16) дает возможность рассчитать УЭС однородной среды, если известны ток  $I$ , потенциалы измерительных электродов или разность потенциалов между ними, а также расстояния  $AM$  и  $AN$ .

Действительно,

$$\Delta U = U_M - U_N = \frac{\rho I}{4\pi} (1/AM - 1/AN)$$

и, следовательно,

$$\rho = 4\pi \frac{AM \cdot AN}{MN} \frac{\Delta U}{I} = K \frac{\Delta U}{I}, \quad (3.1)$$

где  $K = 4\pi AM \cdot AN / MN$  — коэффициент зонда, измеряемый в метрах и позволяющий перейти к сопротивлению единицы объема, т. е. к  $\rho$ . Из выражения (3.1) следует, что диаграмма

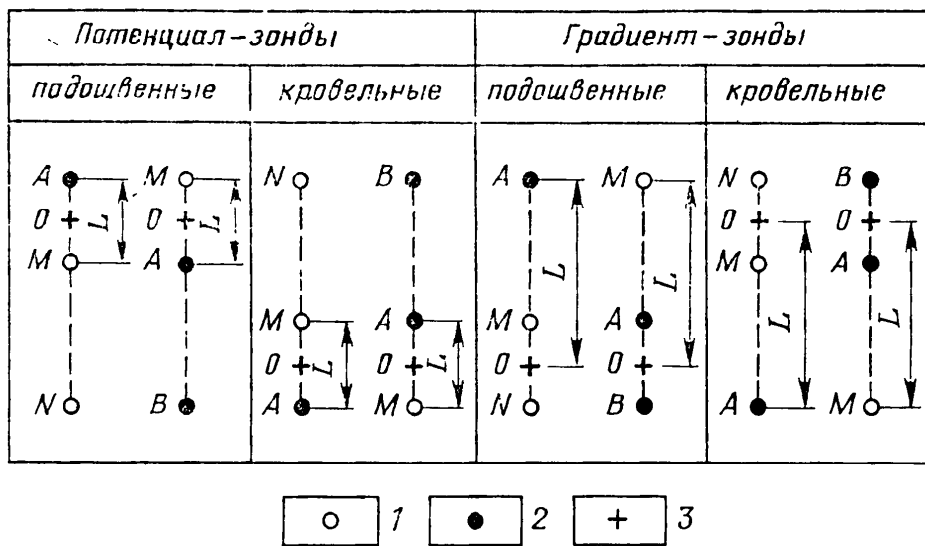


Рис. 8. Типы зондов метода КС.

Электроды: 1 — измерительный, 2 — питающий; 3 — точка записи

$\Delta U$ , зарегистрированная при постоянной силе тока  $I$ , эквивалентна диаграмме удельного сопротивления в масштабе  $K/I$ . Если при этом допустить, что измерения выполнены без погрешностей, найденное  $\rho$  равно истинному удельному сопротивлению  $\rho_n$  гипотетической однородной породы.

Реальные среды в общем случае небезграничны. Заполненная жидкостью цилиндрическая полость — скважина, деформирует поле, нарушая сферическую симметрию. Нарушение тем больше, чем больше разница между удельными электрическими сопротивлениями породы  $\rho_n$  и промывочной жидкости  $\rho_c$ . При появлении горизонтальных границ (пластов) картина еще больше усложняется. При приближении к границе вышележащего пласта регистрируемая величина  $\Delta U$  меняется, хотя УЭС пласта, в котором находится зонд, не изменялось. В соответствии с формулой (3.1), наряду с  $\Delta U$  меняется наблюдаемая величина  $\rho$ ; наблюдателю на поверхности «кажется», что меняется УЭС породы. Поэтому регистрируемое УЭС называют *кажущимся* и обозначают  $\rho_k$ . В общем случае  $\rho_k \neq \rho_n$ . Для неоднородных сред формула (3.1) определяет величину кажущегося УЭС

$$\rho_k = K \frac{\Delta U}{I}. \quad (3.2)$$

Сопоставляя формулы (3.1) и (3.2) заключаем, что кажущееся УЭС неоднородной среды равно УЭС фиктивной однородной, в которой при тех же значениях  $K$  и  $I$  возникает та же разность потенциалов  $\Delta U$ .

Типы зондов метода КС показаны на рис. 8. Зонд, электроды которого расположены в последовательности (сверху вниз) —  $A$ ,  $M$ ,  $N$ , называют подошвенным (последовательным).

Если последовательность расположения электродов  $N, M, A$  — зонд называют кровельным (обращенным). Расстояния между электродами указывают в метрах и вносят в обозначение зонда (например, А1, 0М0, 1N).

Существуют градиент-зонды (ГЗ), для которых  $AM \gg MN$  и потенциал-зонды (ПЗ), для которых  $AM \ll MN$ . Смысл этих названий становится более ясным, если в соответствии со сказанным положить для ГЗ  $MN \rightarrow 0$ , а для ПЗ —  $MN \rightarrow \infty$ .

Если  $MN \rightarrow 0$ , то  $AM \approx AN \approx AO$ , а отношение  $\Delta U/MN \rightarrow |E|$ . Соответственно выражение для кажущегося УЭС, замеренного градиент-зондом, принимает вид

$$\rho'_k = 4\pi L^2 \frac{E}{I} = K \frac{E}{I}, \quad (3.3)$$

где  $L = AO$  — длина зонда, а  $K = 4\pi L^2$ . Точку  $O$ , к которой условно относят показания, называют точкой записи. Таким образом, показания ГЗ при  $MN \rightarrow 0$  пропорциональны градиенту электрического поля (штрих в обозначении кажущегося УЭС подчеркивает пропорциональность показаний первой производной потенциала, коей является его градиент). В силу конечных размеров реальных электродов зонд, у которого  $MN \rightarrow 0$ , является математической абстракцией. Он получил название идеального градиент-зонда.

Если  $MN \rightarrow \infty$ , то  $AN \approx MN$ , а  $\Delta U$  стремится к потенциалу точки  $M$ . Соответственно выражение для кажущегося УЭС, замеренного потенциал-зондом, принимает вид:

$$\rho_k^0 = 4\pi L \frac{U}{I} = K \frac{U}{I}, \quad (3.4)$$

где  $L = AM$  — длина зонда;  $K = 4\pi L$ . Таким образом, показания ПЗ при  $MN \rightarrow \infty$  пропорциональны потенциалу электрического поля. Нуль в обозначении кажущегося УЭС подчеркивает пропорциональность показаний нулевой производной потенциала, коей является сам потенциал. Потенциал-зонд, для которого  $MN = \infty$ , называют идеальным. Точка записи потенциал-зонда  $O$  расположена на середине расстояния между электродами  $A$  и  $M$ . Введение идеальных зондов существенно упрощает теоретические исследования.

Показания реальных градиент-зондов близки к расчетным для идеальных, если  $AM/MN \geq 10$ . Расхождения показаний идеальных и применяемых на практике реальных потенциал-зондов могут быть значительны. Однако основные закономерности, установленные для идеальных зондов, справедливы и для реальных. Подчеркнем, что на показания реального зонда

основное влияние оказывает среда, лежащая на участке  $AN$ . Поэтому радиус исследования ПЗ больше, чем у ГЗ той же длины.

Наряду с зондами, имеющими один питающий электрод и называемыми однополюсными, существуют двухполюсные зонды с двумя питающими электродами (см. рис. 8). В силу принципа взаимности замена измерительных электродов питающими и наоборот не приводит к изменению показаний.

## § 2. Способы решения прямых задач метода КС

Прямая задача метода КС требует найти связь между известными параметрами породы, скважины, источников тока и измеряемыми значениями  $\rho_k^0$  и  $\rho_k'$ . Для ее решения применяют аналитические методы, методы физического и математического моделирования.

**Аналитические методы** позволяют получить решение соответствующей краевой задачи в виде формулы.

Поскольку  $\rho_k^0$  и  $\rho_k'$  однозначно связаны с потенциалом и его градиентом выражениями (3.3) и (3.4), в основе аналитического решения — нахождение потенциала электрического поля в скважине.

Поиск аналитического решения для потенциала электрического поля в общем случае заключается в интегрировании уравнения Пуассона (1.19б). Решение для точечного источника задается выражением (1.21). Для однородной среды выражение (1.21) сводится к формуле (1.16), а для кусочно-однородных областей без источников тока — к решению уравнения Лапласа. Для определения неизвестных подынтегральных коэффициентов используют условия сопряжения (1.20). Усложнение модели среды приводит к существенному усложнению вычислений и в случае произвольной комбинации цилиндрических и плоскопараллельных границ делает их практически невыполнимыми. Поэтому собственно аналитические методы эффективны при изучении сред, содержащих ограниченное число плоскопараллельных или цилиндрических границ.

Последовательность аналитического решения прямой задачи следующая: находят потенциал  $U_j^i$  электрического поля в точке измерения (здесь верхний индекс  $(i)$  определяет среду, содержащую источник, а нижний  $(j)$  — среду, где находится точка измерения идеального зонда); путем дифференцирования по пространственным координатам определяют напряженность поля  $E_j^i$ ; по формулам (3.3) и (3.4) находят  $(\rho_{kj}^i)^0$  и  $(\rho_{kj}^i)'$ . Например, для одной горизонтальной границы, разделяющей два полубесконечных пространства с УЭС  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , можно написать матрицу

$$\begin{array}{cccc}
U_1^1 & E_1^1 & (\rho_{k1}^1)^0 & (\rho_{k1}^1)' \\
U_2^1 & E_2^1 & (\rho_{k2}^1)^0 & (\rho_{k2}^1)' \\
U_2^2 & E_2^2 & (\rho_{k2}^2)^0 & (\rho_{k2}^2)' \\
U_1^2 & E_1^2 & (\rho_{k1}^2)^0 & (\rho_{k1}^2)'
\end{array} \quad (3.5)$$

каждая строка которой задает последовательность решения задачи для соответствующего варианта расположения источника и приемника.

Проиллюстрируем сказанное на примерах решения прямых задач для одной и двух плоскопараллельных, а затем цилиндрических границ раздела.

**Прямая задача для сред с плоскопараллельными границами раздела**, как отмечалось, может быть решена путем интегрирования уравнения Пуассона. При малом числе границ эта задача упрощается применением метода зеркальных изображений Томсона, позволяющего свести кусочно-однородную среду к однородной и воспользоваться уравнением (1.16).

Суть метода Томсона в том, что деформация линий тока при приближении к поверхности раздела формально объясняется отражением (рис. 9, а). Поэтому потенциалы в точках нижней среды 1, т. е. в однородной изотропной среде с  $\rho_n = \rho_1$ , такие, как если бы кроме фактического источника  $A$  с током  $I$ , существовал зеркально расположенный фиктивный источник  $A'$ , дающий ток  $I'$ . Потенциалы в точках верхней среды 2 такие, какие были бы в отсутствии среды 1, т. е. в однородной изотропной среде с  $\rho_n = \rho_2$ , если бы источник  $A$  отдавал ток  $I''$ . Таким образом имеется два неизвестных тока  $I'$  и  $I''$ , для нахождения которых необходимо составить соответствующую систему уравнений.

Очевидно, что первое уравнение системы имеет вид:

$$I = I' + I''.$$

Как видно из рис. 9, а, б выражения для потенциалов в точках  $M_1$  и  $M_2$ , учитывая положения метода Томсона, можно записать в виде:

$$U_1^1 = \frac{\rho_1}{4\pi} \left( \frac{I}{R} + \frac{I'}{R'} \right); \quad (3.6a)$$

$$U_2^1 = \frac{\rho_2}{4\pi} \frac{I''}{R}. \quad (3.6b)$$

Приравнивая, в силу условия (1.20а), выражения (3.6а) и (3.6б) и учитывая, что  $(R')_s = (R)_s$ , получим второе уравнение системы

$$\rho_1 (I + I') = \rho_2 I''.$$

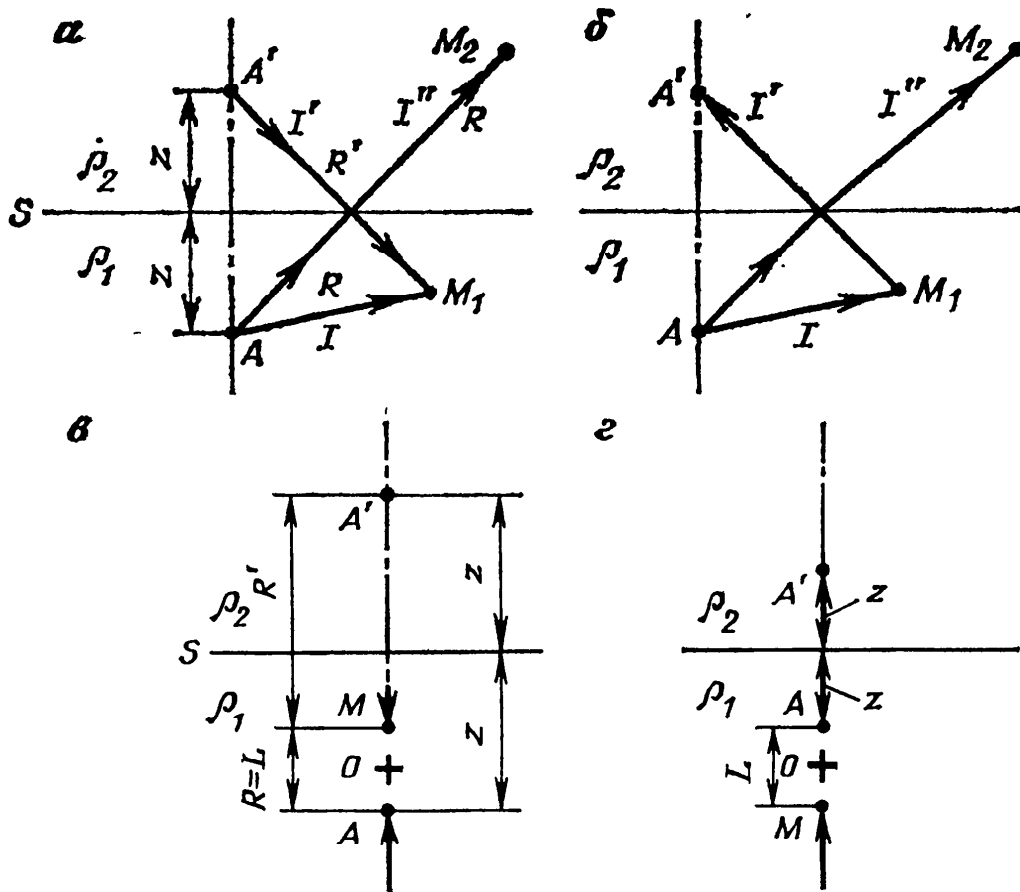


Рис. 9. Реализация метода Томсона при  $\rho_2 > \rho_1$  (а),  $\rho_2 < \rho_1$  (б), для кровельного (в) и подошвенного (г) потенциал-зондов

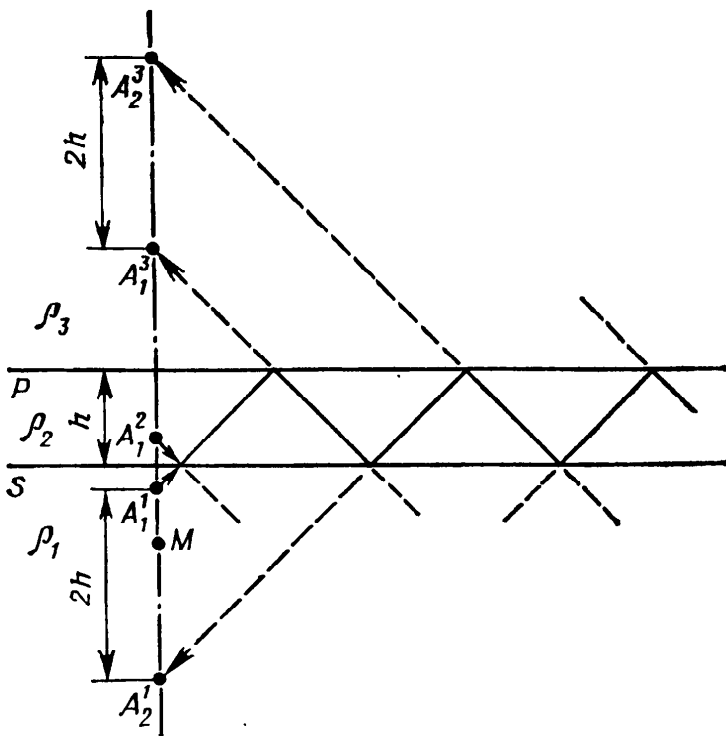


Рис. 10. Реализация метода Томсона для двух плоскопараллельных границ раздела.  
 $\rho_1 < \rho_2 > \rho_3$

Решая ее, находим:

$$I' = I \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} = IK_{12}; \quad I'' = I \frac{2\rho_1}{\rho_2 + \rho_1} = IP_{12}, \quad (3.7)$$

где  $K_{12}$  и  $P_{12}$  — коэффициенты отражения и прохождения соответственно. Если  $\rho_2 > \rho_1$ , то коэффициент  $K_{12} > 0$  и  $A'$  — источник типа «исток» (см. рис. 9, а); при  $\rho_2 < \rho_1$ , коэффициент  $K_{12} < 0$  и  $A'$  — источник типа «сток» (см. рис. 9, б). В первом



случае  $A'$  эмиссирует ток в нижнюю среду и при приближении к нему потенциал в нижней среде растет, во втором — ток стекает в  $A'$  и при приближении к нему потенциал в нижней среде падает.

Положение точек  $M_1$  и  $M_2$  на рис. 9, а, б произвольно. Перенесем их на линию  $A'A$ , т. е. на воображаемую ось скважины (рис. 9, в, г). С учетом выражений (3.7), уравнения (3.6) могут быть преобразованы следующим образом:

$$U_1^1 = \frac{\rho_1 I}{4\pi} \left( \frac{1}{L} + \frac{K_{12}}{2z \pm L} \right) = \frac{\rho_1 I}{4\pi L} \left( 1 + \frac{K_{12}}{2\zeta \pm 1} \right);$$

$$U_2^1 = \frac{\rho_2 I P_{12}}{4\pi L} = \frac{I}{4\pi L} \frac{2\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2},$$

где  $\zeta = z/L$ , причем знак минус в знаменателе второго слагаемого соответствует решению для кровельного (см. рис. 9, в), а знак плюс — для подошвенного (см. рис. 9, г) зондов. Переместив зонды в среду 2 и сменив индексы у коэффициентов отражения и прохождения, получим:

$$U_2^2 = \frac{\rho_2 I}{4\pi L} \left( 1 + \frac{K_{21}}{2\zeta \pm 1} \right); \quad U_1^2 = \frac{I}{4\pi L} \frac{2\rho_1 \rho_2}{\rho_2 + \rho_1}.$$

Продифференцировав далее полученные выражения по  $L$  и воспользовавшись формулами (3.3) и (3.4), найдем остальные элементы матрицы (3.5). При этом убедимся, что для всех случаев кажущиеся УЭС  $(\rho_{kj}^i)^0$  и  $(\rho_{kj}^i)'$  являются функциями  $\rho_i$ , т. е. истинного УЭС породы. При  $i=j$ , т. е. когда точки  $A$  и  $M$  расположены по одну сторону границы, кажущиеся УЭС зависят от  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ ,  $L$  и  $z$ , а при  $i \neq j$  — только от  $\rho_1$  и  $\rho_2$ .

Применение метода Томсона при двух плоскопараллельных границах раздела имеет свои особенности (рис. 10). Считают, что потенциал в точках любой из трех сред такой, какой был бы в отсутствии двух других, т. е. в однородной изотропной среде, если бы кроме фактического источника  $A_1^1$  существовало бесконечное множество фиктивных источников, лежащих в двух других средах. Фиктивные источники в «свою» среду ток не эмиссируют, так как в противном случае потенциалы в точках их расположения стремились бы к бесконечности, что противоречило бы условию  $U \rightarrow 0$  при  $|z| \rightarrow \infty$ .

Найдя формулу для координаты  $n$ -го фиктивного источника (нетрудно убедиться, что расстояние между соседними источниками равно  $2h$ , где  $h$  — мощность пласта), а также выражение для тока  $I_n^i$  этого источника, можно рассчитать создаваемый им в среде  $j$  потенциал  $(U_j^i)_n$ . Суммарный потенциал,

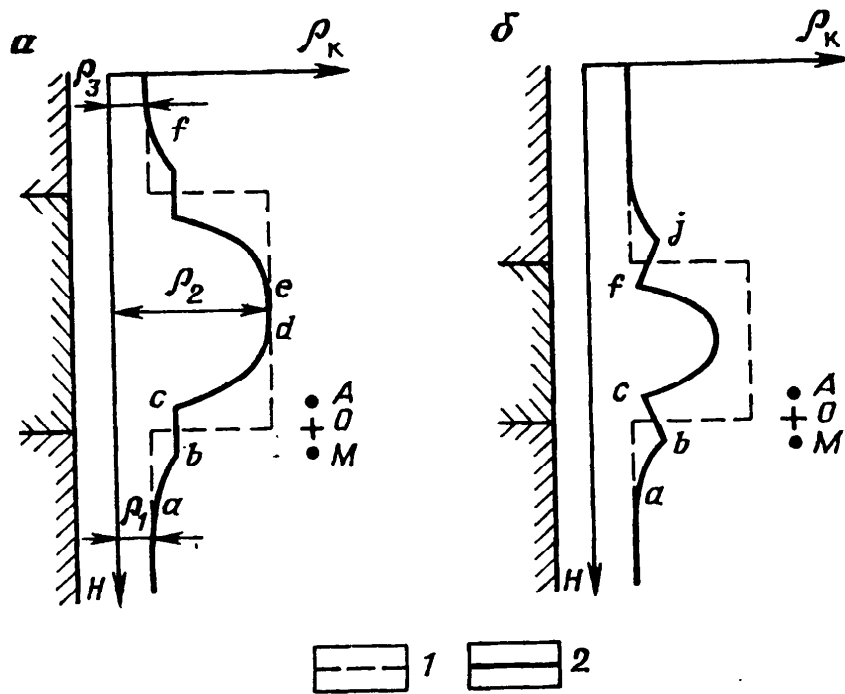


Рис. 11. Кривые, полученные потенциал-зондом в пластах высокого сопротивления большой (а) и ограниченной (б) мощности:

1 —  $\rho_{\Pi}$ ; 2 —  $\rho_K$

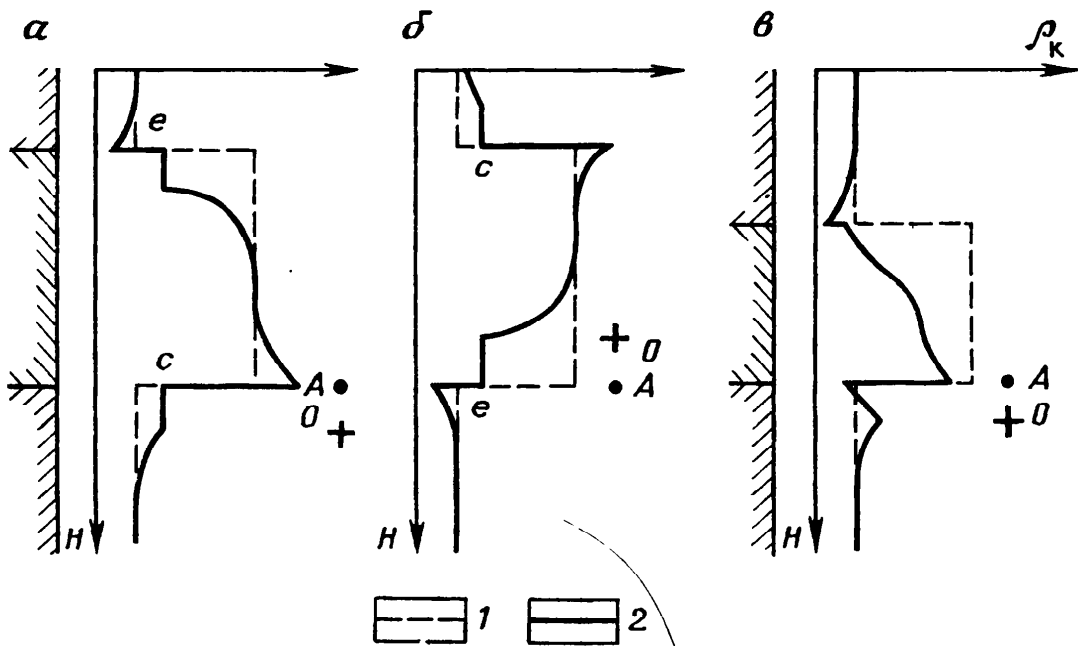


Рис. 12. Кривые, полученные подошвенным (а, в) и кровельным (б) градиент-зондами в пластах большой (а, б) и ограниченной (в) мощности:

1 —  $\rho_{\Pi}$ ; 2 —  $\rho_K$

создаваемый в среде  $j$  источниками, расположенными в среде  $i$ , равен  $\sum_{n=1}^{\infty} (U_j^i)_n$ .

Используя полученные таким путем соотношения, можно, задаваясь значениями  $\rho_1, \rho_2, \rho_3, h, L$ , построить диаграммы  $\rho_K^0$  и  $\rho_K'$  (рис. 11 и 12). Метод Томсона позволяет объяснить их конфигурацию путем сравнительно несложных рассуждений.

Рассмотрим в качестве примера вид диаграммы подошвен-

ного ПЗ в пласте высокого сопротивления большой мощности. На большом удалении от подошвы влияние пласта незначительно, среда практически однородна и  $\rho_k^0 = \rho_1$  (см. рис. 11, *a*, участок до точки *a*). При приближении зонда к подошве начинает сказываться влияние пласта высокого сопротивления, проявляющееся в соответствии с методом Томсона в появлении фиктивного источника  $A_1^2$  (см. рис. 10). В процессе движения расстояние между  $A_1^2$  и *M* уменьшается. По условию  $\rho_2 > \rho_1$  и значит  $A_1^2$  — источник типа «исток». При приближении к нему потенциал в точке *M* растет (см. рис. 11, *a*, участок *ab*). На участке *bc* электроды *A* и *M* находятся по разные стороны границы. В соответствии с методом Томсона среду при этом следует считать однородной с  $\rho_n = \rho_1$ , а источник — фиктивным с  $I' = IK_{21}$ . Поскольку среда однородна, а длина зонда и сила тока неизменны, показания остаются постоянными на всем участке *bc*. Таким образом, пока *A* и *M* находились по одну сторону границы,  $\rho_k^0$  действительно зависело от  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ , *L*, *z*, когда же они оказались по разные стороны,  $\rho_k^0$  перестало меняться, т. е. перестало быть функцией *L* и *z*.

После пересечения электродом *M* подошвы (точка записи *O* при этом находится выше подошвы на расстоянии, равном половине длины зонда), потенциал в точке *M* определяется фактическим источником *A* и фиктивным источником  $A'$ , который теперь находится ниже подошвы. Поскольку  $\rho_2 > \rho_1$ ,  $A'$  — источник типа «сток». Поэтому удаление от него в процессе движения зонда приводит к росту потенциала в точке *M* (участок *cd*). По мере движения зонда в пласте большой мощности наступает положение, при котором подошва уже перестает влиять, а кровля еще не влияет на показания зонда (участок *de*). При этом  $\rho_k^0 = \rho_2$ . Конфигурацию диаграммы на участке *ef* можно объяснить аналогичным образом. В целом диаграмма ПЗ плавная, симметричная относительно центра пласта. Заменяв подошвенный зонд кровельным и проведя аналогичные рассуждения, убедимся, что вид диаграммы от типа потенциал-зонда не зависит.

На диаграмме ПЗ в пласте ограниченной мощности (см. рис. 11, *б*) наклон участка *bc* объясняется тем, что при движении зонда источники  $A_1^3$ ,  $A_2^3$  и т. д. (см. рис. 10) приближаются к точке *M*. Поскольку  $\rho_3 < \rho_1$  — это источники типа «сток» и их приближение приводит к падению потенциала в точке *M*. Аналогично объясняется наклон участка *jj*. Максимумы *b* и *j* называются экранными. Пласт ограниченной мощности характеризуется тем, что в нем нет области, где влиянием границ можно пренебречь, поэтому  $\rho_k^0$  везде меньше  $\rho_2$ .

Конфигурацию диаграмм последовательного и обращенного градиент-зондов в пластах большой и ограниченной мощности (см. рис. 12) можно объяснить аналогичным образом, если

учесть, что в силу обратной зависимости потенциала от расстояния до источника, потенциал в точке  $M$  при приближении к фиктивному источнику меняется быстрее, чем в точке  $N$ . Резкое изменение показаний в точках  $s$  и  $e$  объясняется следующим образом. Показания ГЗ в точке  $s^-$  пропорциональны  $E_{s^-}$ , т. е. произведению нормальной составляющей плотности тока в точке  $s^-$  на  $\rho_1$ . В точке  $s^+$  они пропорциональны произведению нормальной составляющей плотности тока в точке  $s^+$  на  $\rho_2$ . Поскольку нормальные составляющие плотности тока в соответствии с условием сопряжения (1.206) равны, имеем  $E_{s^+}/E_{s^-} = \rho_2/\rho_1$ , т. е. показания меняются скачком во столько раз, во сколько  $\rho_2$  больше  $\rho_1$ .

Диаграммы ГЗ несимметричны относительно центра пласта, отличны для зондов разного типа, и в пластах ограниченной мощности (см. рис. 12, в), характеризуются резко выраженными экранными максимумами.

**Прямая задача для сред с цилиндрическими границами раздела** в общем случае сложнее, чем для сред с плоскопараллельными границами. Рассмотрим ее вначале для среды с одной бесконечной цилиндрической границей. На практике этому соответствует скважина, пересекающая пласт, мощность которого много больше длины зонда, а зона проникновения отсутствует или чрезмерно велика. Возможна также ситуация, когда удельные сопротивления фильтра ПЖ и пластовых вод приблизительно равны.

Считаем, что питающий и измерительный электроды расположены соответственно в точках  $A$  и  $M$  на оси скважины, имеющей радиус  $r_c$ . Начало координат в точке  $A$ . Точка  $M$  расположена на расстоянии  $z_1$  от  $A$ . Удельное электрическое сопротивление раствора  $\rho_c$ , породы —  $\rho_p$ .

При такой постановке искомый потенциал  $U$  описывается выражением (1.21). Следовательно, для нахождения  $U$  необходимо найти функцию  $U_{\text{л}}$ , являющуюся решением уравнения Лапласа (1.19 а). Уравнение Лапласа в цилиндрических координатах при независимости  $U_{\text{л}}$  от азимутального угла имеет вид (П1.106):

$$\frac{\partial^2 U_{\text{л}}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_{\text{л}}}{\partial r} + \frac{\partial^2 U_{\text{л}}}{\partial z^2} = 0. \quad (3.8)$$

Решение ищем в виде произведения функций  $W$  и  $v$ , первая из которых зависит только от  $r$ , а вторая — только от  $z$ :

$$U_{\text{л}} = Wv.$$

Подставив  $Wv$  в (3.8) и умножив результат на  $1/Wv$ , получим:

$$\frac{1}{W} \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{rW} \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{1}{v} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0. \quad (3.9)$$

Выражение (3.9) содержит сумму двух членов, первый из которых (два первых слагаемых) зависит только от  $r$ , а второй (третье слагаемое) — только от  $z$ . Это возможно, если первый и второй члены равны по модулю одной и той же, меняющейся от нуля до бесконечности, но не зависящей ни от  $r$  ни от  $z$ , величине  $m^2$ , т. е.

$$\frac{1}{W} \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{rW} \frac{\partial W}{\partial r} = m^2; \quad \frac{1}{v} \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = -m^2,$$

или

$$\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial r} - m^2 W = 0; \quad \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + m^2 v = 0.$$

Первое из полученных выражений — уравнение Бесселя. Его частные интегралы — функции Бесселя первого и второго рода  $J_0(mr)$  и  $K_0(mr)$  нулевого порядка от мнимого аргумента, частные интегралы второго уравнения — это  $\sin mz$  и  $\cos mz$ .

Поскольку функция  $U_{\text{п}}$  должна быть четной по отношению к  $z$ , в выражение для нее следует включить только произведения, содержащие  $\cos mz$ . При этом сумма частных интегралов является общим интегралом уравнения (3.8):

$$U_{\text{п}} = \int_0^{\infty} A J_0(mr) \cos mz dm + \int_0^{\infty} B K_0(mr) \cos mz dm, \quad (3.10)$$

где  $A$  и  $B$  — функции от  $m$ .

Известно, что  $K_0(mr) \rightarrow \infty$  при  $r \rightarrow 0$ . Поэтому для выполнения условия конечности функции  $U_{\text{п}}$  принимаем

$$U_{\text{п}} = \int_0^{\infty} A J_0(mr) \cos mz dm.$$

Итак, потенциал в точке  $M$

$$U_M = \frac{I \rho_c}{4\pi \sqrt{r^2 + z^2}} + \int_0^{\infty} A J_0(mr) \cos mz dm.$$

Для нахождения коэффициента  $A$  используем условия сопряжения (1.20) для  $r = r_c$ .

Определим потенциал  $U_{\text{п}}$  вне скважины. Очевидно, формула (3.10) должна быть справедлива и для  $U_{\text{п}}$ . Однако, если  $r \rightarrow \infty$ , функция  $J_0(mr) \rightarrow \infty$ . Значит для выполнения условий на бесконечности необходимо принять

$$U_{\text{п}} = \int_0^{\infty} B K_0(mr) \cos mz dm.$$

Применив условия сопряжения и условия на бесконечности, в результате относительно громоздких преобразований, не носящих, однако, принципиального характера, найдем  $U_M$  как функцию  $\rho_n$  и  $\rho_c$ :

$$U_M = \frac{I\rho_c}{4\pi} \left( \frac{1}{z_1} + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{pmr_c K_0(mr_c) K_1(mr_c)}{1 + pmr_c K_0(mr_c) J_1(mr_c)} \cos mz_1 dm \right),$$

где

$$p = (\rho_n/\rho_c) - 1; \quad J_1(mr_c) = J_0'(mr_c); \quad K_1(mr_c) = -K_0'(mr_c),$$

причем штрихами обозначены соответствующие частные производные по  $r$ . Аналогично определим потенциал на оси скважины в точке  $N$ , расположенной на расстоянии  $z_2$  от  $A$ .

Наконец, найдя  $\Delta U = U_M - U_N$  и воспользовавшись формулой (3.1), получим выражение для расчета кажущегося УЭС, т. е. решим прямую задачу для заданных условий:

$$\frac{\rho_k}{\rho_c} = 1 + \frac{1}{1/z_1 - 1/z_2} \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{pmr_c K_0(mr_c) K_1(mr_c)}{1 + pmr_c K_0(mr_c) J_1(mr_c)} \times \\ \times (\cos mz_1 - \cos mz_2) dm. \quad (3.11)$$

Формула (3.11) содержит специальные функции, и, следовательно, неразрешима в общем виде. Вместе с тем из ее рассмотрения следует, что

$$\rho_k = f(\rho_n; \rho_c; z_1; z_2; r_c),$$

или

$$\rho_k/\rho_c = f(\mu; L/d_c),$$

где  $L$  — длина ГЗ или ПЗ, вычисляемая по известным значениям  $z_1$  и  $z_2$ ;  $d_c$  — диаметр скважины;  $\mu$  — модуль, равный отношению  $\rho_n/\rho_c$ .

Рассчитанные по формуле (3.11) зависимости  $\rho_k/\rho_c = f(L/d_c)$  для различных модулей  $\mu$ , позволяют проанализировать эту формулу (рис. 13). Видно, что если длина ГЗ становится меньше  $d_c$  и продолжает уменьшаться,  $\rho_k$  асимптотически стремится к  $\rho_c$  (см. рис. 13, а). Уравнение левой асимптоты —  $\rho_k/\rho_c = 1$ . По существу это свидетельствует о выполнении условия  $U \rightarrow U_0$  при  $r \rightarrow 0$  (среда становится квазиоднородной с удельным сопротивлением  $\rho_c$ ). Для идеальных ПЗ это условие проявляется не так наглядно, так как радиус их исследования значительно больше, чем для ГЗ той же длины (см. рис. 13, б). Однако для реальных ПЗ зависимость  $\rho_k/\rho_c = f(L/d_c)$  также имеет левую асимптоту.

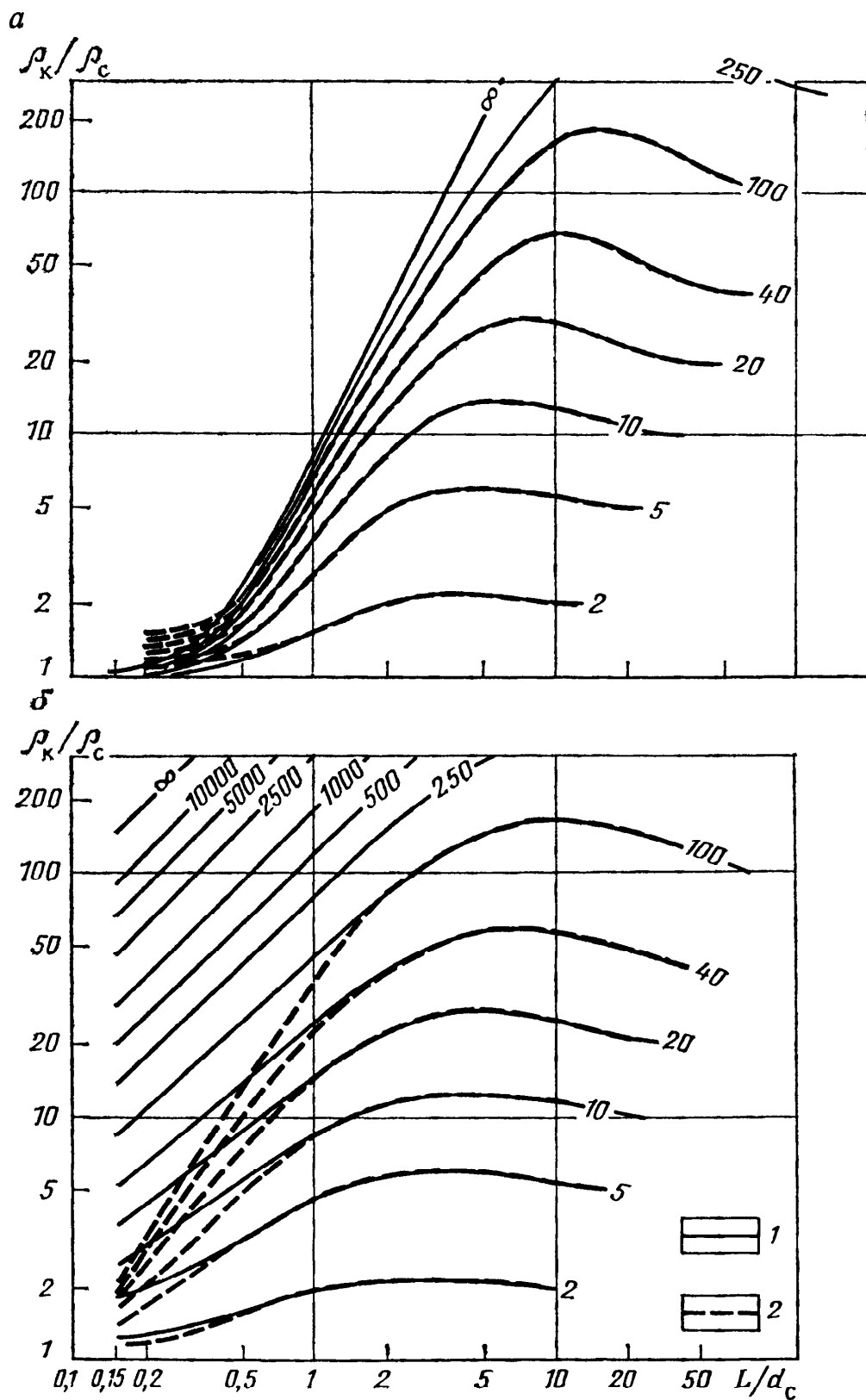


Рис. 13. Зависимости  $\rho_k/\rho_c = f(L/d_c)$  для градиент-зондов (а) и потенциал-зондов (б):

1 — идеальные зонды; 2 — реальные зонды с  $MN/AM$ , равным соответственно 10 и 0,1 для потенциал- и градиент-зондов; шифр кривых —  $\rho_p/\rho_c$

При росте длин зондов скважина все меньше влияет на их показания, в связи с чем отношение  $\rho_k/\rho_c$  выходит в конечном счете на правую асимптоту, уравнение которой  $\rho_k/\rho_c = \mu$ . Иными словами, начиная с некоторых длин зондов, среда становится квазиоднородной с удельным сопротивлением  $\rho_n$ , причем для  $\mu > 1$  выход на асимптоту происходит тем позже, чем больше шунтирующее влияние скважинной жидкости, т. е. чем больше  $\mu$ .

Зависимости  $\rho_k/\rho_c = f(L/d_c)$  (см. рис. 13) называют палеточными, а их семейство, рассчитанное по формуле (3.11) для ПЗ или ГЗ, находящихся в средах с разными  $\mu$  при одной цилиндрической границе раздела (зона проникновения отсутствует) — двуслойной палеткой. При ручной интерпретации палетки применяют для определения УЭС породы.

С практической точки зрения интерес представляет среда с двумя цилиндрическими границами, так как подобная ситуация имеет место в большинстве коллекторов нефти, газа и природных вод, где образуется зона проникновения. Если удельное сопротивление  $\rho_{зп}$  зоны проникновения больше, чем у неизменной части пласта, проникновение называют повышающим, если меньше — понижающим. Первое характерно для водонасыщенных коллекторов и коллекторов, содержащих наряду с нефтью и газом сильно минерализованную пластовую воду, второе — для коллекторов с большим коэффициентом нефтегазонасыщенности.

Методика решения прямой задачи при двух цилиндрических границах раздела такая же, как при одной. Для нахождения неизвестных коэффициентов используют условия сопряжения. Поэтому наряду с выражением для потенциала  $U$  в скважине необходимо знать выражения для потенциалов  $U_{зп}$  и  $U_n$  в зоне проникновения, имеющей радиус  $r_{зп}$ , и породе.

Условия сопряжения при этом приобретают вид:

$$(U)_{r=r_c} = (U_{зп})_{r=r_c}; \quad \left( \frac{1}{\rho_c} \frac{\partial U}{\partial r} \right)_{r=r_c} = \left( \frac{1}{\rho_{зп}} \frac{\partial U_{зп}}{\partial r} \right)_{r=r_c};$$

$$(U_{зп})_{r=r_{зп}} = (U_n)_{r=r_{зп}}; \quad \left( \frac{1}{\rho_{зп}} \frac{\partial U_{зп}}{\partial r} \right)_{r=r_{зп}} = \left( \frac{1}{\rho_n} \frac{\partial U_n}{\partial r} \right)_{r=r_{зп}}.$$

Формулы для  $\rho_k/\rho_c$  в случае трехслойной среды так же как и в случае двухслойной неразрешимы в общем виде. Построенные с их помощью палеточные зависимости  $\rho_k/\rho_c = f(L/d_c)$  для трехслойной среды (скважина — пласт — зона проникновения), сходны с двухслойными, но поскольку наличие проникновения приводит к увеличению диаметра области, в которой сопротивление отлично от удельного сопротивления породы, переходная



зона между левой и правой асимптотами увеличивается. Отметим, что для двухслойной среды  $\rho_{\text{к}}/\rho_{\text{с}} = f(\mu; L/d_{\text{с}})$ , а для трехслойной  $\rho_{\text{к}}/\rho_{\text{с}} = f(\mu; L/d_{\text{с}}; \rho_{\text{зп}}/\rho_{\text{с}}; D/d_{\text{с}})$ , где  $D$  — диаметр зоны проникновения. Поэтому число моделей среды, которые должны быть рассмотрены для построения трехслойных палеточных зависимостей, существенно больше, чем для построения двухслойных. В этой связи для ГЗ (так же, как и для ПЗ) существует только одна двухслойная палетка и набор трехслойных.

Аналитическое решение задачи о распределении поля при одновременном наличии плоских и цилиндрических границ раздела неизвестно. В настоящее время аналитические методы применяют главным образом для контроля результатов моделирования путем сведения моделей к простым случаям, а также для получения несложных расчетных соотношений за счет применения приближенных методов.

**Приближенные аналитические методы** основаны на сведении параметров моделей к предельным значениям. При выполнении часто встречающегося на практике условия  $\rho_{\text{п}} \gg \rho_{\text{с}}$ , простые соотношения могут быть получены с помощью асимптотического метода, предложенного Л. М. Альпиным. Этот метод удобен также тем, что позволяет применить единый математический аппарат для приближенного решения прямых задач различных методов электрического каротажа.

При больших отношениях  $\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{с}}$  значительная часть тока распространяется по скважине. На расстоянии от источника, превышающем диаметр скважины  $d_{\text{с}}$ , картина близка к той, которая имела бы место при дисковом питающем электроде (рис. 14). Поскольку  $\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{с}}$  велико, но не бесконечно, ток стекает в породу, что эквивалентно наличию радиальной составляющей плотности тока. Соответственно существует осевой  $I_z$  и радиальный  $I_r$  ток, а также осевое  $R_z$  и радиальное  $R_r$  сопротивления участка скважины.

Решим задачу для одной цилиндрической границы, полагая, что источник  $A$  тока  $I$  помещен в точку  $z=0$ .

Рассмотрим участок  $\partial z$ , расположенный на расстоянии  $z_1 > d_{\text{с}}$  от точки  $A$ . Отметим, что при распространенных диаметрах скважины условие  $z_1 > d_{\text{с}}$  выполняется практически для всех зондов.

Осевое сопротивление участка  $\partial z$  тем больше, чем больше

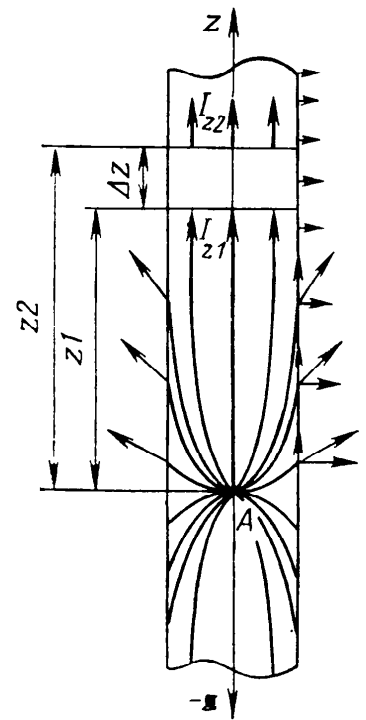


Рис. 14. Схема, поясняющая решение прямой задачи КС асимптотическим методом.

его длина, а радиальное — чем меньше его длина и, соответственно, боковая поверхность. Поэтому

$$R_z = \omega_z \partial z; \quad R_r = \omega_r / \partial z, \quad (3.12)$$

где  $\omega_z$  и  $\omega_r$  — осевое и радиальное сопротивления единицы длины скважины. Осевая составляющая градиента потенциала отвечает соотношению

$$-\partial U / \partial z = j_z \rho_c. \quad (3.13)$$

В соответствии с законом Ома  $R_z = \rho_c \partial z / \Delta S$ , где  $\Delta S$  — сечение скважины. Отсюда, учитывая (3.12), можем записать

$$\rho_c = \Delta S R_z / \partial z = \Delta S \omega_z.$$

Выражение (3.13) при этом примет вид:

$$-\partial U / \partial z = j_z \Delta S \omega_z = I_z \omega_z. \quad (3.14)$$

Продифференцировав найденное выражение по  $z$ , получим

$$-\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{\partial I_z}{\partial z} \omega_z. \quad (3.15)$$

Величина  $I_{z_2} \neq I_{z_1}$  за счет стекания тока в породу через стенку скважины (см. рис. 14). Поэтому  $I_{z_2} - I_{z_1} = I_r = -\partial I_z$ . Поскольку ток на большом расстоянии от источника распространяется в основном вдоль скважины, потенциал  $U$  на оси скважины и потенциал на ее стенке можно считать приблизительно равными. Полагая для поверхности малой длины  $\partial z$  потенциал  $U = \text{const}$ , в соответствии с (3.12) запишем

$$-\partial I_z = U / R_r = U \partial z / \omega_r, \quad (3.16)$$

или

$$-\partial I_z / \partial z = U / \omega_r.$$

Подставив полученное выражение в (3.15), найдем

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{\omega_z}{\omega_r} U = 0. \quad (3.17)$$

Решение однородного дифференциального уравнения (3.17) имеет вид:

$$U = A_1 \exp(-\lambda z) + A_2 \exp(\lambda z),$$

где  $\lambda = \sqrt{\omega_z / \omega_r}$ ,  $A_1$  и  $A_2$  — постоянные интегрирования. Условия на бесконечности выполняются, если

$$U = \begin{cases} A_1 \exp(-\lambda z), & z > 0; \\ A_2 \exp(\lambda z), & z < 0. \end{cases}$$

Учитывая симметрию задачи по  $z$ , рассмотрим только случай

$$U = A_1 \exp(-\lambda z). \quad (3.18)$$

Для нахождения коэффициента  $A_1$ , продифференцируем выражение (3.18) по  $z$ :

$$-\partial U/\partial z = \lambda A_1 \exp(-\lambda z). \quad (3.19)$$

Выше указывалось, что при  $\rho_{\text{п}} \gg \rho_{\text{с}}$  на значительном удалении от источника картина такая, как если бы электрод был дисковым. Приравняв правые части равенств (3.14) и (3.19) и учитывая, что для дискового электрода при  $z \rightarrow 0$  ток  $I_z = I/2$ , получим выражение для  $A_1$ :

$$A_1 = (I/2) \sqrt{\omega_z \omega_r}. \quad (3.20)$$

Подставив равенство (3.20) в (3.18) и проведя необходимые преобразования, найдем искомые потенциал и его градиент:

$$U = (I/2) \sqrt{\omega_z \omega_r} \exp(-\lambda z); \quad (3.21a)$$

$$E = (I/2) \omega_z \exp(-\lambda z). \quad (3.21b)$$

Интерес представляют выражения для  $\rho_{\text{к}}^0/\rho_{\text{с}}$  и  $\rho_{\text{к}}'/\rho_{\text{с}}$ . Воспользовавшись формулами (3.3), (3.4) и (3.21), можем записать:

$$\rho_{\text{к}}^0 = 2\pi L \sqrt{\omega_z \omega_r} \exp(-\lambda z); \quad \rho_{\text{к}}' = 2\pi L^2 \omega_z \exp(-\lambda z). \quad (3.22)$$

Выразим  $\omega_z$  и  $\omega_r$  через  $\rho_{\text{с}}$  и  $\rho_{\text{п}}$ . Единичное осевое сопротивление  $\omega_z = \rho_{\text{с}}/\Delta S$ . В свою очередь  $\Delta S = \pi d_{\text{с}}^2/4$ , откуда

$$\omega_z = 4\rho_{\text{с}}/\pi d_{\text{с}}^2.$$

Единичное радиальное сопротивление  $\omega_r$  обусловлено сопротивлением породы на участке от радиуса скважины  $r_{\text{с}}$  до радиуса исследований  $r_{\text{и}}$ . Поэтому

$$\omega_r = \int_{r_{\text{с}}}^{r_{\text{и}}} \frac{\rho_{\text{п}} dr}{2\pi r} = \frac{\rho_{\text{п}}}{2\pi} \ln(r_{\text{и}}/r_{\text{с}}) = G\rho_{\text{п}},$$

где  $G = \ln(r_{\text{и}}/r_{\text{с}})/2\pi$ .

Коэффициент  $G$  при больших значениях отношения  $r_{\text{и}}/r_{\text{с}}$  меняется нерезко. Так, при  $r_{\text{и}}/r_{\text{с}} = 534$  коэффициент  $G = 1$ , а при  $r_{\text{и}}/r_{\text{с}} = 1000$   $G = 1,1$ . Для упрощения принимают  $G = 1$ , что практически соответствует  $r_{\text{и}} \rightarrow \infty$ . В этом случае  $\omega_r = \rho_{\text{п}}$ .

Подставив выражения для  $\omega_z$  и  $\omega_r$  в уравнения (3.22), получим формулы для  $\rho_k^0/\rho_c$  и  $\rho_k'/\rho_c$ :

$$\begin{aligned}\rho_k^0/\rho_c &= 4\sqrt{\pi} \frac{L}{d_c} \sqrt{\rho_{\text{п}}/\rho_c} \exp\left[-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{L}{d_c} \sqrt{\rho_c/\rho_{\text{п}}}\right]; \\ \rho_k'/\rho_c &= 8(L/d_c)^2 \exp\left[-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{L}{d_c} \sqrt{\rho_c/\rho_{\text{п}}}\right].\end{aligned}\quad (3.23)$$

Сопоставление результатов расчетов асимптотическим и точным методами свидетельствует о правильности формул (3.23) в широком диапазоне отношений  $L/d_c$  (А. С. Кашик, 1968 г.).

При  $\rho_{\text{п}}/\rho_c \rightarrow \infty$  отношение  $\rho_k'/\rho_c$  стремится к величине  $8(L/d_c)^2$ , т. е. перестает зависеть от  $\rho_{\text{п}}$  и по существу определяется лишь диаметром скважины. Физически это значит, что весь ток в радиусе исследования ГЗ распространяется по скважине. В этих же условиях  $\rho_k^0/\rho_c \rightarrow 4\sqrt{\pi} \frac{L}{d_c} \sqrt{\rho_{\text{п}}/\rho_c}$ , т. е. зависимость показаний от  $\rho_{\text{п}}$  сохраняется, что связано с большим радиусом исследований ПЗ.

Стремление преодолеть ограничения, свойственные аналитическим методам, способствовало развитию моделирования. Существуют электролитическое, сеточное физическое и сеточное математическое моделирование.

**Электролитическое моделирование** основано на применении физических моделей, которые, как правило, представляют собой цилиндрическую емкость с электролитом — раствором хлористого натрия, заполненную дисками из материалов, имеющих различное удельное сопротивление (парафин, керамика, пористая резина и т. д.). В пересекающее диск отверстие — скважину — помещается зонд. Отношения мощности пластов и размеров зондов к диаметру скважины, а также удельных сопротивлений вмещающей среды, пластов и раствора у модели и моделируемой среды должны быть одинаковы.

Принципиальные недостатки электролитического моделирования — сложность получения необходимого набора моделей с заданными параметрами и моделей, сочетающих цилиндрические и плоские границы. В настоящее время оно применяется редко.

**Сеточное физическое моделирование** основано на применении устройств, называемых электроинтеграторами.

Дискретизируем пространство, представив скважину и околоскважинную среду в виде набора  $N$  коаксиальных областей с радиальными координатами  $r_i$ ,  $i=1, N$ , рассеченных  $M$  горизонтальными плоскостями с координатами  $z_j$ ,  $j=1, M$ . Каждый из образовавшихся  $MN$  цилиндрических или кольцевых объемов можно заменить ячейкой из двух резисторов с сопротивлениями,

равными его осевому  $R_{ij}^z$  и радиальному  $R_{ij}^r$  сопротивлениям, а всю среду — набором таких ячеек.

Таким образом пространство из трехмерного трансформируется в двумерное, а электрическое поле аппроксимируется значениями потенциалов в узлах сетки. Подсоединяя питающий и измерительные электроды к узлам сетки с координатами  $r_1, z_j$  ( $j=1, M$ ) и меняя значения  $R_{ij}^z$  и  $R_{ij}^r$ , имитируют различные скважинные условия.

Основное достоинство электроинтеграторов заключается в возможности строить модели с разнообразным набором горизонтальных и цилиндрических границ. Их недостатки — невысокий уровень аппроксимации поля, невозможность решения задач неосесимметричного характера, принципиально ограниченная точность определения вводимых и результирующих параметров. Тем не менее, с помощью электроинтеграторов созданы альбомы палеточных зависимостей метода КС для пластов ограниченной (конечной) мощности.

Развитие ЭВМ и связанное с ним совершенствование численных методов способствовало внедрению математического моделирования, ставшего в настоящее время основным инструментом решения прямых задач электрического каротажа.

**Сеточное математическое моделирование** дает решение в виде таблицы значений искомого параметра, полученной в результате решения соответствующей краевой задачи численными методами. При решении прямых задач электрического каротажа применяют разностные и дифференциально-разностные численные методы.

В методе конечных разностей среду представляют множеством резисторов  $R_{ij}^r, R_{ij}^z$ , соединенных в точках с координатами  $r_{ij}, z_{ij}, i=1, N; j=1, M$  (рис. 15). По существу здесь имеет место аналогия с физическим сеточным моделированием, в связи с чем множество точек называют сеткой, а метод конечных разностей — методом сеток. Рассмотрим его для простого случая — скважины, нормально пересекающей пласты и имеющей на оси в точке  $z_0$  источник тока.

Математическое моделирование позволяет отказаться от упрощенной кусочно-однородной модели среды и рассматривать проводимость как функцию координат  $\sigma(x, y, z)$ . В этом случае закон Кирхгофа в диффе-

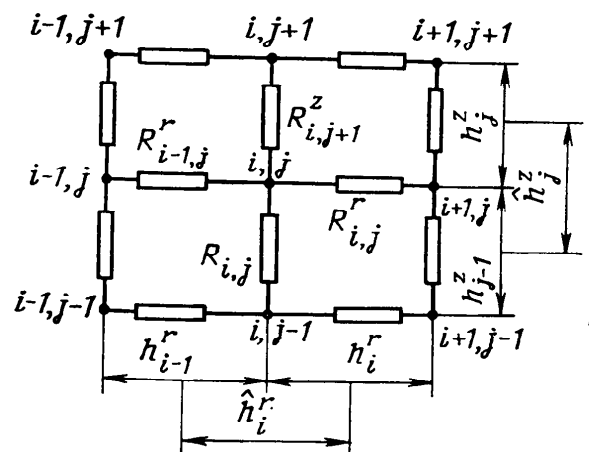


Рис. 15. Дискретизация пространства при сеточном математическом моделировании

ренциальной форме согласно формуле (1.14 г) выражается следующим образом:

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} U) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \sigma(x, y, z) \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \sigma(x, y, z) \frac{\partial U}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \sigma(x, y, z) \frac{\partial U}{\partial z} \right] = -g. \quad (3.24)$$

Для осесимметричной модели среды в цилиндрических координатах выражение (3.24), согласно формуле (П1.2б), примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \sigma^r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma^z \frac{\partial U}{\partial z} \right) = -gr, \quad (3.25)$$

где  $\sigma^r = \sigma_r r$  и  $\sigma^z = \sigma_z r$ ,  $\sigma_r$  и  $\sigma_z$  — переменные соответственно радиальная и вертикальная проводимости.

При достаточном сгущении сетки производные, входящие в (3.25), можно приближенно представить их разностными аппроксимациями. Так, для  $(i, j)$ -й ячейки

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \sigma^r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = \frac{1}{\widehat{h}_i^r} \left( \sigma_{i,j}^r \frac{U_{i+1,j} - U_{i,j}}{h_i^r} - \sigma_{i-1,j}^r \times \right. \\ \left. \times \frac{U_{i,j} - U_{i-1,j}}{h_{i-1}^r} \right),$$

где

$$h_i^r = r_{i+1} - r_i; \quad \widehat{h}_i^r = (h_{i-1}^r + h_i^r)/2.$$

Введя обозначения  $h_i^z = z_{i+1} - z_i$ ,  $\widehat{h}_i^z = (h_{i-1}^z + h_i^z)/2$  и преобразовав второй член уравнения (3.25), получим разностную аппроксимацию этого уравнения в целом для  $(i, j)$ -й ячейки.

Подобные уравнения можно записать для любого из  $MN$  узлов, заменив, таким образом, дифференциальное уравнение (3.25)  $MN$  алгебраическими. Проводимости, расстояния между точками, а также плотность источников токов для соответствующего узла в них задают, а сеточную функцию — значения потенциалов в узлах сетки — рассчитывают. Систему таких уравнений называют разностной схемой.

Сетка, покрывающая исследуемую область, должна обеспечить требуемую степень аппроксимации при доступном объеме оперативной памяти ЭВМ и приемлемых затратах машинного времени. Для достижения высокой точности задают сетки с шагом  $N$  до 50 и  $M$  до 200, что приводит к системам уравнений большой размерности (до 10 000). Их решение возможно лишь на ЭВМ, обладающих значительной памятью и большим быстродействием. Однако принципиальная возможность получе-

ния численных результатов для сложных условий скважинной геометрии — важное достоинство разностных методов.

**Дифференциально-разностные методы** возникли в результате развития разностных методов.

Характерная особенность скважинной геометрии — ее ярко выраженная вертикальная неоднородность, в то время как радиальная проявляется в наличии лишь двух цилиндрических границ. Это предъявляет дополнительные требования к дискретизации по оси  $z$ . В ряде случаев целесообразно вообще отказаться от такой дискретизации, сохранив соответствующий дифференциальный член. Дифференциально-разностное (отсюда название метода) уравнение при этом имеет вид:

$$\frac{1}{\widehat{h}_i^r} \left( \sigma_{i,z}^r \frac{U_{i+1,z} - U_{i,z}}{h_i^r} - \sigma_{i-1,z}^r \frac{U_{i,z} - U_{i-1,z}}{h_{i-1}^r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma_{i,z}^z \frac{\partial U_{i,z}}{\partial z} \right) = -gr,$$

где  $\sigma_{i,z}^r$ ,  $\sigma_{i,z}^z$  и  $U_{i,z}$  — функции, заданные на семействе вертикальных прямых  $r=r_i$ ,  $i=1, N$  (поэтому существует также название «метод прямых»). Таким образом, дифференциальное уравнение (3.25) в частных производных удается свести к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Существует хорошо разработанный аппарат решения таких систем.

Разностные методы позволяют получить решения для весьма сложных моделей сред, в том числе не осесимметричных, с наклонным расположением пластов, исследуемых многоэлектродными установками, установками с фокусировкой тока, пластовыми наклономерами (см. гл. 4) и др.

### § 3. Интерпретация данных метода КС

Интерпретация данных метода КС, как и других методов ГИС, заключается в обработке диаграмм, их геофизической, а затем геологической интерпретации.

**Обработка диаграмм** может включать нормировку данных, приведение их к определенной системе отсчета, статистическую обработку с оценкой доверительных интервалов, фильтрацию, приведение результатов к определенным глубинам, устранение аппаратных помех и т. д. Важным этапом обработки является нахождение границ пластов и снятие показаний с диаграмм. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Правила нахождения границ пластов и снятия значений  $\rho_k$  можно сформулировать, анализируя теоретические диаграммы метода КС для сред с плоскопараллельными границами раздела (см. рис. 11, 12). Введение скважины и переход от идеаль-

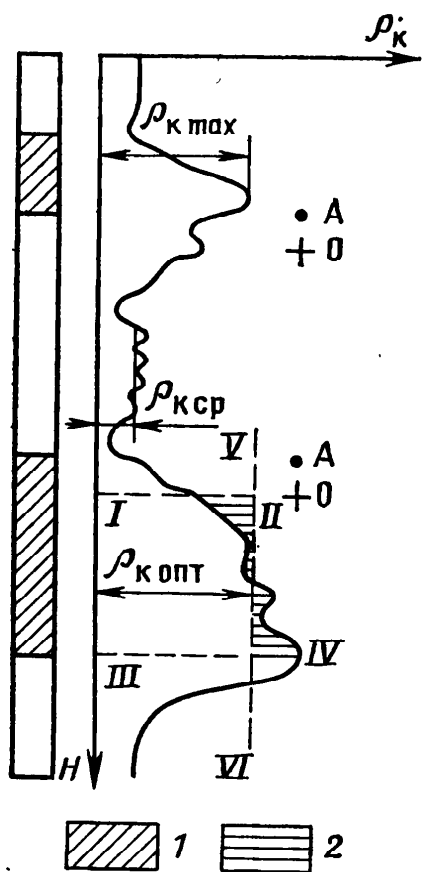


Рис. 16. Определение существенных значений  $\rho_k$  для градиент-зонда:  
1 — исследуемый пласт, 2 — вмещающие породы

ных зондов к реальным усложняет их вид, однако принципиальные особенности сохраняются.

Границы пласта высокого сопротивления большой и средней мощности по диаграммам ПЗ находят на расстоянии, равном половине длины зонда от начала крутых подъемов диаграммы в сторону вмещающих пород. В пластах высокого сопротивления малой мощности определение границ затруднено. Значение  $\rho_k$  снимают в середине аномалии, где оно ближе всего к  $\rho_p$ . Такое значение  $\rho_k$  называют *существенным*.

На диаграммах  $\rho_k$  подошвенного ГЗ подошву и кровлю пласта высокого сопротивления находят по точкам  $\rho_{k \max}$  и  $\rho_{k \min}$  соответственно. На диаграммах  $\rho_k$  кровельного зонда — наоборот. Подошву пласта высокого сопротивления ограниченной мощности по диаграмме, зарегистрированной подошвенным ГЗ, находят на расстоянии длины зонда от экранного максимума. Аналогично находят кровлю пласта ограниченной мощности по диаграммам кровельного

зонда. Определение границ пластов малой мощности затруднительно. Правила определения существенных значений  $\rho_k$  для градиент-зонда иллюстрирует рис. 16. В качестве существенных значений в пластах высокого сопротивления ограниченной мощности принимают  $\rho_{k \max}$ , так как оно ближе всего к  $\rho_p$  (см. рис. 12, в). В пластах большой мощности низкого сопротивления существенно среднее значение  $\rho_k$ . В пластах высокого сопротивления большой мощности применяют так называемую оптимальную методику. Суть ее в следующем. Участки ниже точек  $e'$  и  $c'$ , равные длине зонда (см. рис. 12, а), неинформативны, их исключают из рассмотрения (см. рис. 16, линии I—II и III—IV). Затем проводят линию V—VI так, чтобы площади заштрихованных участков под и над ней были равны. Величину  $\rho_{k \text{ опт}}$ , равную расстоянию от нуля до линии, принимают в качестве существенного значения кажущегося УЭС.

**Геофизическая интерпретация** заключается в определении искомых физических параметров на основе решения обратной задачи данного метода.

Обратная задача метода КС в общем случае состоит в определении УЭС неизменной части пласта  $\rho_p$ , зоны проникновения  $\rho_{зп}$  и радиуса зоны проникновения  $r_{зп}$ . Ранее считалось,



что эта задача неоднозначна, причем имелась в виду принципиальная неоднозначность, а не практическая, обусловленная погрешностями измерений [1]. В настоящее время доказано, что обратная задача электрического каротажа в принципе однозначна (В. Л. Друскин, 1984 г.). Это значит, что результатам измерений, выполненным без погрешностей, при осевой симметрии соответствует одна и только одна модель среды, характеризующаяся двумерным массивом  $P_i(\rho_{п i}, \rho_{зп i}, r_{зп i})$ ,  $i=1, K$ , где  $K$  — число пластов в изучаемой части разреза.

Условия, обеспечивающие единственность решения, зависят от модели среды. Так, для однородной среды значение  $\rho_{п}$  определяется с помощью единичного зонда любой длины. При наличии только одной цилиндрической границы раздела (т. е. если априори известно, что зона проникновения отсутствует) в пласте мощностью  $h \rightarrow \infty$ , единственное решение, в принципе, также достигается при одном зонде, если известно удельное сопротивление скважины  $\rho_{с}$ . Однако практически длина зонда должна быть больше диаметра скважины.

При наличии зоны проникновения и выполнении условия  $h \rightarrow \infty$ , единственное решение, т. е. определение  $\rho_{п}$ ,  $\rho_{зп}$ ,  $r_{зп}$ , достигается с помощью  $N$  градиент- или потенциал-зондов разной длины  $L_n$ ,  $n=1, N$ . Поскольку глубинность исследований обусловлена длиной зонда, таким путем осуществляют зондирование среды в радиальном (боковом) направлении, в связи с чем методика получила название *бокового каротажного зондирования* (БКЗ). Результаты измерений представляют одномерным массивом  $U(L_n)$ ,  $n=1, N$ .

При появлении наряду с цилиндрическими границами плоскопараллельных, задача усложняется. Величина  $\rho_{кi}$ , измеренная в  $i$ -ом пласте зондом длиной  $L_n$ , в принципе зависит уже не только от значений  $\rho_{п i}$ ,  $\rho_{зп i}$ ,  $r_{зп i}$ , но и от значений аналогичных параметров в  $K$  пластах, слагающих изучаемый разрез. Поэтому теоретически для однозначного решения обратной задачи в таких моделях необходимо обрабатывать результаты во всех  $K$  пластах разреза. Если пласт бесконечной мощности,  $K=1$ . На практике часто сталкиваются с ситуацией, при которой пласт конечной мощности залегает между двумя достаточно мощными пластами вмещающих пород, т. е. когда  $K=3$ . Для этого случая построены используемые при ручной интерпретации палетки пластов конечной мощности. Поэтому число одновременно обрабатываемых при ручной интерпретации пластов не превышает трех.

При ручной интерпретации для каждого исследуемого пласта строят фактический график зондирования —  $\rho_{к} = f(L)$  и, сравнивая его с набором теоретических (палеточных) зависимостей, выбирают ту, для которой расхождение с фактическим минимально. Параметры модели, для которой построен отобранный

график, принимают в качестве результатов интерпретации. В частности, найдя модуль палеточного графика  $\mu$  (см. рис. 13) и зная  $\rho_c$ , находят  $\rho_n$ . Если подобранный график построен для одной цилиндрической границы раздела (двухслойная модель), оценивают  $\rho_n$  пласта, если для двух цилиндрических границ (трехслойная модель) — делают вывод о проницаемости пласта и оценивают  $\rho_n$ ,  $\rho_{зп}$  и  $r_{зп}$ .

Методика машинной обработки результатов БКЗ имеет некоторые отличия. Подробнее этот вопрос рассмотрен в гл. 7, § 2.

Применение БКЗ при ручной интерпретации эффективно в пластах мощностью больше 3 м, при машинной — удовлетворительные результаты удается получить в пластах мощностью выше 1 м.

**Геологическая интерпретация** заключается в определении геологических характеристик разреза.

Выше указывалось, что существуют две макромодификации метода КС: вертикальное профилирование одиночными зондами и БКЗ. Измеряемое одиночными зондами УЭС в общем случае кажущееся. Поэтому вертикальное профилирование применяют для нахождения границ пластов, а в благоприятных случаях для литологического расчленения разрезов, выявления нефтегазовых или водонасыщенных коллекторов, отложений угля, руд и других полезных ископаемых, отличающихся по своему удельному сопротивлению от вмещающих пород.

Для определения количественных характеристик — коэффициентов пористости, нефтегазонасыщенности, зольности и т. д. — используют результаты геофизической интерпретации данных БКЗ и уточненные для конкретных отложений петрофизические зависимости. Методика БКЗ позволяет также выяснить, проницаем ли пласт по факту наличия или отсутствия у него зоны проникновения.

Важный ограничивающий фактор метода КС в целом, и БКЗ в частности — большое отношение  $\rho_n/\rho_c$ . При  $\rho_n/\rho_c > 200$ , шунтирующее влияние скважины столь значительно, что погрешности определения могут превысить допустимые величины. Погрешности определения  $\rho_n$  пластов ограниченной мощности в большой степени зависят от удельного сопротивления вмещающих пород. При  $\rho_n/\rho_{вм} > 20$  значительная часть тока ответвляется во вмещающие породы и погрешности достигают существенных значений.

#### § 4. Микромодификации метода КС

Существуют две микромодификации метода КС — микрозондирование и резистивиметрия.

Микрозондирование (МКЗ) состоит в детальном исследова-

нии ближней зоны потенциал- и градиент-зондами существенно меньшей длины, чем при макромодификациях метода КС.

Электроды микрозондов расположены на внешней стороне резинового башмака, который для исключения влияния промывочной жидкости на результаты измерений, прижимается к стенке скважины. Расстояния между электродами принимают 0,025 м, что позволяет применить потенциал-микрозонд А0,05М и градиент-микрозонд А0,025М0,025N. Роль удаленного электрода N для потенциал-микрозонда играет металлический корпус прибора.

Радиус исследования потенциал-микрозондом в несколько раз больше, чем градиент-микрозондом. Поэтому образующаяся в коллекторах глинистая корка влияет на показания потенциал-микрозонда меньше, чем на показания градиент-микрозонда. Поскольку удельное сопротивление глинистой корки меньше, чем у промытой части пласта, показания градиент-микрозонда в проницаемых пластах меньше, чем у потенциал-микрозонда, что является важным диагностическим признаком коллектора (см. рис. 136). В нефтегазонасыщенных коллекторах это расхождение может быть еще значительнее, за счет большего влияния остаточной нефтегазонасыщенности на показания потенциал-микрозонда (интервал выше 1730 м на рис. 136). В непроницаемых пластах низкого удельного сопротивления (например, в глинах) показания микрозондов совпадают. В непроницаемых пластах высокого сопротивления показания градиент-микрозонда часто превышают показания потенциал-микрозонда, так как плотность тока в тонком слое жидкости между изоляционным башмаком и породой, т. е. в интервале расположения измерительных электродов градиент-микрозонда, сильно возрастает. Данные микрозондирования служат для детального расчленения разрезов скважин, уточнения границ и выделения тонких прослоев. При  $\rho_c > 0,2 \div 0,5 \text{ Ом} \cdot \text{м}$  и небольших значениях  $\rho_n$  (не превышающих первых десятков  $\text{Ом} \cdot \text{м}$ ), они являются эффективным средством выделения коллекторов, а в благоприятных условиях — определения местоположения водонефтяных и газоводяных контактов.

**Резистивиметрия** служит для определения удельного сопротивления промывочной жидкости. Ее выполняют градиент-зондами столь малой длины — *резистивиметрами*, что влиянием стенок скважины можно пренебречь. Среда при этом практически однородна и измеряемое резистивиметром  $\rho_k = \rho_c$ .

Поскольку размеры электродов микрозондов и резистивиметров соизмеримы с расстояниями между ними, определение коэффициентов соответствующих зондов расчетным путем неэффективно. Для этих приборов коэффициенты определяют эталонированием в емкостях с электролитом известного удельного сопротивления.

## § 5. Токовый каротаж

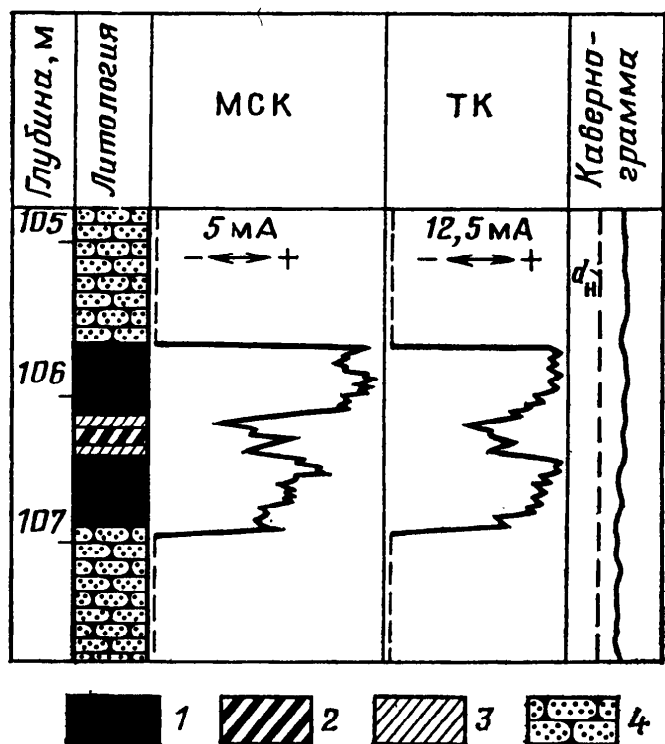


Рис. 17. Выделение угольного пласта и изучение его строения по данным методов МСК и ТК (по А. Ф. Михе-дько):

1 — антрацит; 2 — углистый аргиллит; 3 — аргиллит; 4 — песчаник

зависимости от сопротивления пород, с помощью ТК проводят рекогносцировочное расчленение разрезов скважин и выделе- ние пластов с высоким и низким УЭС (рис. 17).

**Метод скользящих контактов (МСК)** является вариантом ТК с точечными или щеточными электродами, прижимаемыми к стенке скважины. Вследствие небольшой поверхности сколь- зящего электрода значения  $R_A$  в породах с высоким УЭС ве- лики, а в породах низкого УЭС падают, так как электродом А фактически становится само проводящее включение. Ток в цепи АВ при этом резко возрастает. Приращение тока связано с при- ращением УЭС нелинейной зависимостью. Однако этот недо- статок окупается хорошей дифференцированностью диаграмм в области низких сопротивлений.

Зонды МСК с точечными электродами эффективны при вы- делении тонких сульфидных прожилков, зонды со щеточными электродами — при поисках и разведке вкрапленных сульфид- ных руд (см. рис. 17).

При токовом каротаже (ТК) измеряют ток  $I_A$  в цепи питающего электрода. По- скольку  $I_A$  зависит от усред- ненного (эффективного) со- противления пород, ТК мож- но условно отнести к моди- фикациям метода КС.

Существуют два варианта ТК — одноэлектродный и ме- тод скользящих контактов.

**Одноэлектродный ТК** за- ключается в определении си- лы тока в цепи электродов, один из которых (А) переме- щают по стволу скважины, а другой (В) заземляют на поверхности. Поскольку со- противление  $R_B$  заземления электрода В постоянно, а со- противление  $R_A$  заземления электрода А меняется в за-

Шунтирующее влияние скважины и вмещающих пород может быть в значительной степени преодолено за счет применения фокусированных зондов. Метод, основанный на применении зондов с фокусированной системой измерительных электродов, получил название дивергентного каротажа. Метод, основанный на применении зондов с фокусированной системой питающих электродов, называют боковым каротажем.

### § 1. Дивергентный каротаж

В гл. 3, § 2 было показано, что при  $\rho_p \gg \rho_c$  на расстояниях больше  $d_c$  изменение потенциала вдоль оси  $z$  связано со стеканием тока из скважины в породу, т. е. с дивергенцией. Систему измерительных электродов зонда, показания которого в этих условиях зависят от радиальной составляющей плотности тока, можно считать фокусированной в радиальном направлении. Убедимся, что четырехэлектродный зонд, изображенный на рис. 18, обладает этим свойством.

Потенциал  $U^0$  электрода  $M$  рассматриваемого зонда и первая производная  $U'$  потенциала в этой точке могут быть определены по формуле (3.21 а) \*:

$$U^0 = (I/2) \sqrt{\omega_z \omega_r} \exp(-\lambda L); \quad U' = -(I/2) \omega_z \exp(-\lambda L). \quad (4.1)$$

Соответственно вторая производная

$$U'' = (I/2) \omega_z \sqrt{\omega_z / \omega_r} \exp(-\lambda L) = (I/2) \omega_z \sqrt{\omega_z \sigma_p} \exp(-\lambda L), \quad (4.2)$$

где  $\sigma_p$  — удельная проводимость породы.

Поделив  $U^0$  на  $U''$ , получим:

$$U^0 / U'' = \omega_r / \omega_z = \rho_p \pi d_c^2 / 4 \rho_c. \quad (4.3)$$

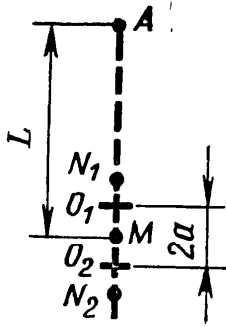
Итак, вторая производная потенциала пропорциональна  $\sqrt{\sigma_p}$ , а отношение  $U^0 / U''$  — удельному сопротивлению породы.

Установка (см. рис. 18) содержит два градиент-зонда с длинами  $L-a$  и  $L+a$ . Их показания пропорциональны градиентам

---

\* Индекс «0» подчеркивает, что потенциал можно рассматривать как нулевую производную  $U$ .

Рис. 18. Схема зонда дивергентного каротажа



$E_1$  и  $E_2$  потенциалов в точках  $O_1$  и  $O_2$ , а разность показаний с учетом (3.216)

$$\begin{aligned} E_1 - E_2 &= \frac{I}{2} \omega_z \exp[-\lambda(L-a)] - \frac{I}{2} \omega_z \exp[-\lambda(L+a)] = \\ &= \frac{I}{2} \omega_z \exp(-\lambda L) [\exp(\lambda a) - \exp(-\lambda a)]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Известно, (см. гл. 3, § 2), что  $\lambda = \sqrt{\omega_z/\omega_r} = (2/\sqrt{\pi} d_c) \sqrt{\rho_c/\rho_n}$ . Поскольку  $\rho_n \gg \rho_c$ ,  $\lambda$  является малым параметром. Учитывая это обстоятельство и воспользовавшись формулой Эйлера, равенство (4.4) можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} E_1 - E_2 &= I \omega_z \exp(-\lambda L) \operatorname{sh}(\lambda a) = I \omega_z \exp(-\lambda L) \lambda a = \\ &= a I \omega_z \sqrt{\omega_z \sigma_n} \exp(-\lambda L). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Сравнивая формулы (4.2) и (4.5), видим, что

$$E_1 - E_2 = 2aU'',$$

т. е. разность градиентов  $E_1$  и  $E_2$  с точностью до постоянной величины равна второй производной. Измерив  $E_1$  и  $E_2$ , а также потенциал электрода  $M$ , найдем  $U^0$ ,  $U''$  и их отношение. Применение соответствующих электродных устройств позволяет выполнить эти операции одновременно.

Связь второй производной потенциала с удельным сопротивлением породы, точнее с ее удельной проводимостью, легко объяснима. Если  $\sigma_n = 0$ , скважину можно считать проводником, помещенным в изолятор. В этом случае радиальная составляющая плотности тока отсутствует и  $E_1 - E_2 = 0$ . Соответственно, нулю равна и вторая производная  $U''$ . Чем больше  $\sigma_n$ , тем больше дивергенция тока из скважины, и, следовательно, величина  $U''$ .

Недостаток метода — сильная зависимость показаний от диаметра скважины [см. формулу (4.3)] — ограничил его практическое применение. Однако дивергентный каротаж интересен тем, что является единственным электрическим методом, который в принципе позволяет осуществить исследования сквозь обсадную колонну. Электроды в этом случае прижимают

к обсадной трубе. Поскольку обсадная колонна — неидеальный проводник, а порода — неидеальный изолятор, возникает дивергенция тока в породе и, следовательно, вторая производная потенциала оказывается отличной от нуля.

## § 2. Боковой каротаж

Основное распространение получил электрический метод с фокусированной управляемой системой питающих электродов — боковой каротаж (БК). Существуют его 7-ми, 9-ти и 3-х электродные модификации. На рис. 19 показаны линии тока, растекающегося от трех точечных питающих электродов 7-ми электродного зонда, напряжение на которые подано в одинаковой фазе. Видно, что применение такой системы позволяет не только сфокусировать ток центрального электрода в пласт, но и обеспечить высокую разрешающую способность метода по вертикали.

Управление фокусировкой необходимо потому, что ее параметры зависят от соотношений  $\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{с}}$  и  $\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{вм}}$ . Изменение этих отношений может привести к отклонению линий тока электрода  $A_0$  от горизонтального направления, проявляющееся в их расхождении или сгущении. Для восстановления нормальной фокусировки в первом случае надо увеличить, а во втором — уменьшить ток через экранные электроды  $A_1$  и  $A_2$ .

Управление осуществляется с помощью контрольных электродов  $M_1, N_1$  и  $M_2, N_2$  (см. рис. 19). При нормальной фокусировке ток на участках  $M_1N_1$  и  $M_2N_2$  не протекает и разности потенциалов

$$\Delta U_{M_1N_1} = \Delta U_{M_2N_2} = 0. \quad (4.6)$$

Равенство (4.6) называют *условием регулирования*. Нарушение фокусировки приводит к появлению осевой составляющей тока  $I_z$ , в связи с чем  $\Delta U_{M_1N_1}$  и  $\Delta U_{M_2N_2}$  оказываются не равными нулю. На входе электронного автокомпенсатора 1 (рис. 20) при этом возникает сигнал рассогласования, а на его выходе  $a$  — сигнал управления, поступающий на перестраиваемый генератор 2. Ток на выходе  $b$  генератора 2 возрастает, если возникло расхождение линий тока, или снижается, если возникло их сгущение, до тех пор, пока фокусировка не восстановится, т. е. пока осевая составляющая тока на участках  $M_1N_1$  и  $M_2N_2$  не упадет до нуля. Нулевым при этом окажется и сигнал рассогласования. Ток на выходе генератора тока 3, питающего электрод  $A_0$ , неизменен. Отсутствие осевой составляющей тока на участках  $M_1N_1$  и  $M_2N_2$  требует, чтобы отношение токов  $I_3$  — через экранный электрод, и  $I_0$  — через электрод  $A_0$ , отвечало условию регулирования (4.6). При его выполнении потенциалы электродов  $M_1N_1$  и  $M_2N_2$  равны. Поэтому любой

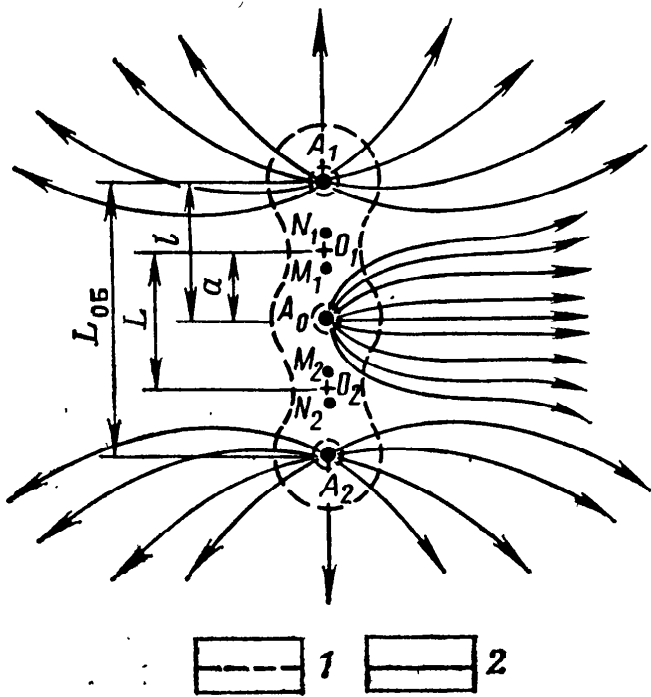


Рис. 19. Схема зонда семиэлектродного БК и схематическое изображение возбуждаемого им электрического поля:

1 — линии равного потенциала; 2 — линии тока

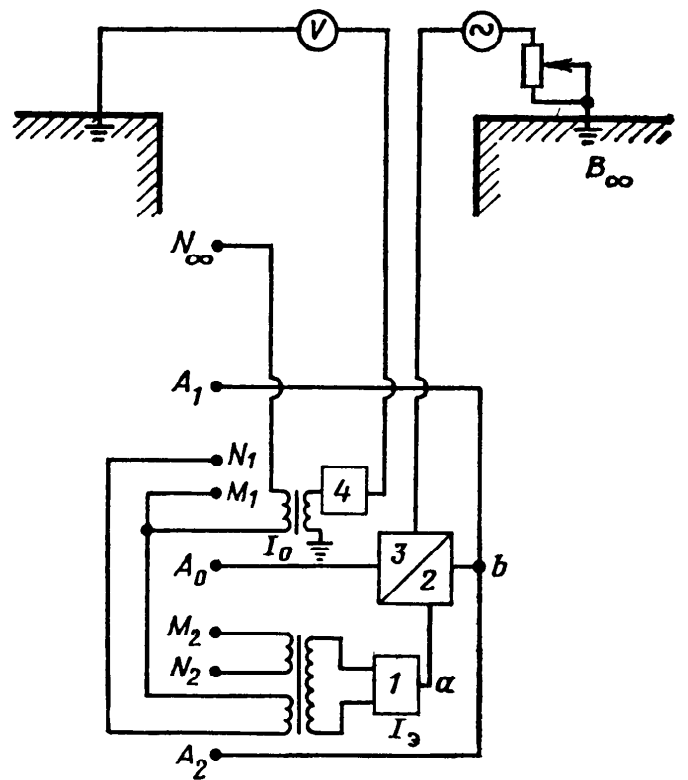


Рис. 20. Блок-схема аппаратуры семиэлектродного БК

из них (например  $M_1$ ) может быть принят в качестве измерительного. Его потенциал  $U_{БК}$ , измеряемый относительно удаленного электрода  $N_{\infty}$ , подается на поверхность с помощью электронного преобразователя 4. Таким образом, зонды БК являются потенциал-зондами с фокусировкой тока. Измеряемые с их помощью кажущиеся УЭС определяют по формуле

$$\rho_k = K_{БК} U_{БК} / I_0, \quad (4.7)$$

где  $K_{БК}$  — коэффициент фокусированного зонда.

Семиэлектродный зонд (см. рис. 19) предназначен преимущественно для изучения неизменной части пласта. Наряду с этим существуют 9-ти электродные зонды, предназначенные для изучения зоны проникновения. Вместо отнесенного в бесконечность электрода  $B_{\infty}$  в этом случае применяют два соединенных между собой электрода  $B_1$  и  $B_2$ , расположенных в скважине (рис. 21). Теоретически электроды  $B_1$  и  $B_2$  могут быть точечными, однако на практике их делают протяженными, что улучшает характеристики зонда. Эту модификацию бокового каротажа называют *псевдобоковой*.

Трудности создания сложных электронных устройств в ограниченных габаритах скважинного прибора привели к распространению трехэлектродных зондов БК, не требующих применения автоматических компенсаторов и управляемых генераторов (рис. 22). Поскольку все три электрода присоединены



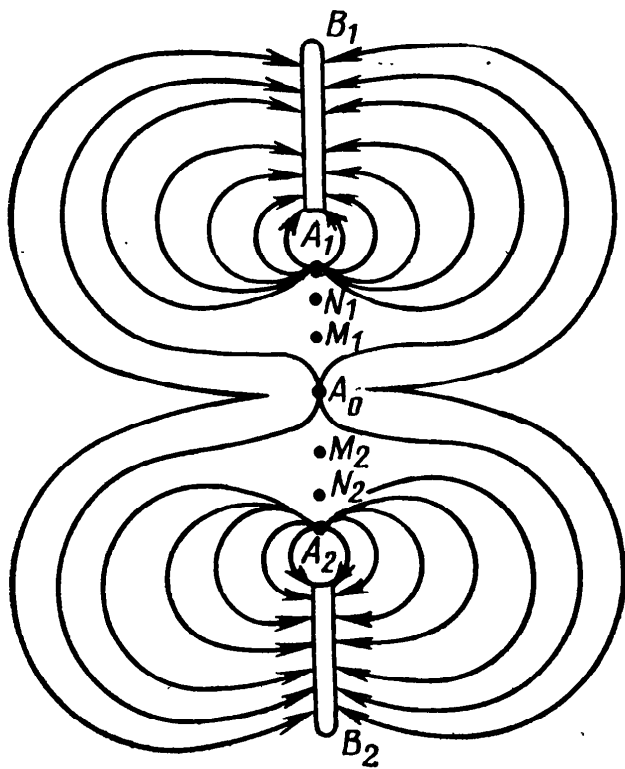


Рис. 21. Схема зонда девятиэлектродного БК и характер распределения эмиссируемого им тока

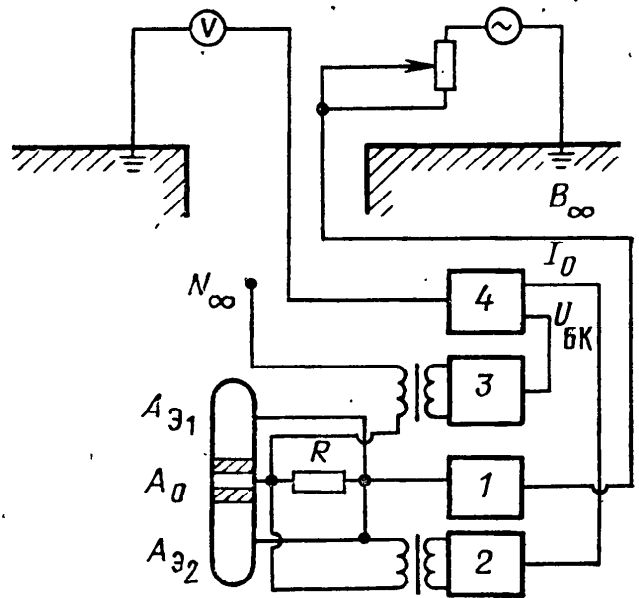


Рис. 22. Блок-схема аппаратуры трехэлектродного БК

к одному выходу генератора, их можно рассматривать как единую протяженную эквипотенциальную поверхность. Линии тока, эмиссируемой такой поверхностью, ортогональны ее боковым поверхностям, в связи с чем условие регулирования, т. е. отсутствие тока по оси скважины, выполняется автоматически. Изменение удельных сопротивлений  $\rho_{\text{п}}$  и  $\rho_{\text{вм}}$  приводит в этом случае к изменению тока питания электрода  $A_0$ . Поэтому наряду с потенциалом электрода  $A_0$ , который при трехэлектродном БК принимают в качестве  $U_{\text{БК}}$ , необходимо, в соответствии с формулой (4.7), знать ток  $I_0$  генератора 1, питающего электрод  $A_0$ . Его определяют, измеряя падение напряжения на эталонном резисторе  $R$ . Величина резистора столь мала (сотые доли ома), что потенциалы электродов  $A_3$  и  $A_0$  практически равны, и условие регулирования не нарушается. Разность потенциалов с резистора  $R$  поступает на усилитель 2 и далее на электронный преобразователь 4, на который через усилитель 3 подается и потенциал  $U_{\text{БК}}$ . Преобразователь 4 осуществляет деление  $U_{\text{БК}}$  на  $I_0$ , после чего преобразованный сигнал поступает на поверхность.

Отметим, что в многоэлектродных (семи- и девятиэлектродных) зондах существует возможность изменения расстояния между электродами, что обеспечивает методические преимущества.

При рассмотрении приближенной теории БК ограничимся многоэлектродными зондами. Полученные выводы применимы в основном и к трехэлектродным фокусированным зондам.

**Условие регулирования** является важной составной частью теории БК. Поскольку боковой каротаж, как и дивергентный, предназначен специально для случая  $\rho_n \gg \rho_c$ , при рассмотрении условия регулирования воспользуемся асимптотическим методом, описанным в гл. 3, § 2.

Как видно из рис. 19, электроды  $M_1, N_1$  входят в три градиент-зонда:  $A_1N_1M_1; A_0M_1N_1; A_2M_1N_1$ . Поэтому условие регулирования (4.6) для этих электродов принимает вид:

$$U'_0 + U'_2 - U'_1 = 0, \quad (4.8)$$

где индексы при производных совпадают с индексами соответствующих питающих электродов.

Введем параметр

$$q = (L_{об} - O_1O_2) / O_1O_2.$$

Легко видеть, что с ростом величины  $L_{об}$  или уменьшением расстояния  $O_1O_2$  степень фокусировки возрастает. Поэтому параметр  $q$  называют *коэффициентом фокусировки*.

Выразим длины рассматриваемых градиент-зондов через параметр  $q$  (см. рис. 19):

$$A_0O_1 = l \frac{1}{q+1} = a; \quad A_2O_1 = l \frac{q+2}{q+1}; \quad A_1O_1 = l \frac{q}{q+1}. \quad (4.9)$$

Воспользовавшись формулой (3.216) и выражениями (4.9), условие регулирования (4.8) перепишем в виде:

$$-\frac{I_0}{2} \omega_z e^{-\lambda/(q+1)} - \frac{I_0 n}{2} \omega_z e^{-\lambda(q+2)/(q+1)} + \frac{I_0 n}{2} \omega_z e^{-\lambda q/(q+1)} = 0, \quad (4.10)$$

где  $n = I_3/I_0$  — коэффициент фокусировки тока.

Из формулы (4.10) следует, что

$$n = e^{-\lambda/(q+1)} / (e^{-\lambda q/(q+1)} - e^{-\lambda(q+2)/(q+1)}) = 1 / (e^{-\lambda(q-1)/(q+1)} - e^{-\lambda}). \quad (4.11)$$

Поскольку  $\lambda$  — малый параметр, разложим знаменатель выражения (4.11) в ряде Маклорена. В результате простых преобразований найдем

$$n = \frac{q+1}{2\lambda} = \frac{q+1}{2l} \sqrt{\omega_r/\omega_z} = \frac{d_c \sqrt{\pi}}{4a} \sqrt{\rho_n/\rho_c}. \quad (4.12)$$

Итак, для выполнения условия регулирования необходимо, чтобы отношение силы экранного тока  $I_3$  к силе тока питания основного электрода  $I_0$  подчинялось выражению (4.12).

Отметим, что при чрезмерно больших отношениях  $\rho_n/\rho_c$  обеспечить необходимый экранный ток практически невозможно. Невыполнение условия регулирования приводит к тому,

что показания семиэлектродного зонда оказываются сходными с показаниями обычного потенциал-зонда и зависят в таких условиях, в основном, от диаметра скважины.

**Приближенное решение прямой задачи БК** получим, пользуясь, как и ранее, асимптотическим методом и считая, что зона проникновения отсутствует. Поскольку потенциалы на участке  $M_1N_1$  равны, для определенности примем в качестве  $U_{БК}$  потенциал точки  $O_1$ . Условно можно считать, что в эту точку помещен измерительный электрод трех идеальных потенциал-зондов —  $A_0O_1$ ,  $A_1O_1$ ,  $A_2O_1$ .

В этом случае

$$U_{БК} = U_0 + U_2 + U_1, \quad (4.13)$$

где индексы при потенциалах совпадают с индексами соответствующих питающих электродов.

Воспользовавшись формулой (3.21а) и выражениями для длин зондов (4.9), перепишем равенство (4.13) в виде:

$$U_{БК} = \frac{I_0}{2} \sqrt{\omega_z \omega_r} [e^{-\lambda l / (q+1)} + n (e^{-\lambda q / (q+1)} + e^{-\lambda (q+2) / (q+1)})]. \quad (4.14)$$

С учетом (4.11) выражение, стоящее в квадратных скобках, можно преобразовать следующим образом:

$$\begin{aligned} e^{-\lambda l / (q+1)} [1 + n (e^{-\lambda (q-1) / (q+1)} + e^{-\lambda l})] &= e^{-\lambda l / (q+1)} \times \\ \times [1 + (e^{-\lambda (q-1) / (q+1)} + e^{-\lambda l}) / (e^{-\lambda (q-1) / (q+1)} - e^{-\lambda l})] &= \\ = e^{-\lambda l / (q+1)} 2e^{-\lambda (q-1) / (q+1)} / (e^{-\lambda (q-1) / (q+1)} - e^{-\lambda l}) &= \\ = 2 / (e^{\lambda l / (q+1)} - e^{-\lambda l / (q+1)}) = 1 / \operatorname{sh} \left( \lambda l \frac{1}{q+1} \right) &= (q+1) / \lambda l. \end{aligned}$$

Подставляя полученное выражение в формулу (4.14) и учитывая (4.9), найдем:

$$U_{БК} = \frac{I_0}{2} \sqrt{\omega_z \omega_r} \frac{q+1}{l} \sqrt{\omega_r / \omega_z} = \frac{I_0}{2} \omega_r = I_0 \rho_{п} / L,$$

или

$$\rho_{п} = L \frac{U_{БК}}{I_0}. \quad (4.15)$$

Итак, для семиэлектродного зонда БК при  $\rho_{п} \gg \rho_c$  найденное значение удельного сопротивления приблизительно равно удельному сопротивлению породы  $\rho_{п}$ , не зависит от  $\rho_c$ , диаметра скважины и может быть рассчитано по формуле (4.15), где величина  $L$  играет роль коэффициента зонда. Равенство (4.15) — приблизительно, так как получено с помощью асимптотического метода. Однако, как показывают результаты точных расчетов для среды с одной цилиндрической границей, при  $q = 0,75 \div 1,5$  оно отражает физику явлений и может применяться

при интерпретации. Если  $q > 1,5$ , необходимо пользоваться палетками.

**Влияние скважины, зоны проникновения и вмещающих пород** можно оценить считая, что при БК в цепь питающего электрода  $A_0$  последовательно включены три области — промысловая жидкость, зона проникновения, неизменная порода. Поэтому измеряемое кажущееся УЭС выражают приближенной формулой

$$\rho_k = G_c \rho_c + G_{зп} \rho_{зп} + G_{п} \rho_{п},$$

где  $G_c$ ,  $G_{зп}$ ,  $G_{п}$  — геометрические факторы, отражающие относительные вклады соответствующих областей в полученное значение  $\rho_k$  при единичных удельных сопротивлениях зон. Положив  $\rho_c = \rho_{зп} = \rho_{п} = 1$  Ом · м, получим  $G_c + G_{зп} + G_{п} = 1$ .

Геометрический фактор скважины  $G_c$  при  $d_c \approx (3 \div 4) d_z$ , где  $d_z$  — диаметр зонда, невелик. Поскольку для условий применения бокового каротажа характерно  $\rho_{п} \gg \rho_c$ , произведение  $G_c \rho_c$  мало и искажающим влиянием скважины можно пренебречь (этот вывод соответствует полученным выше результатам).

С ростом сечения области ее геометрический фактор снижается. Наибольшим сечением обладает объем пород в неизменной части пласта. Поэтому, хотя радиальная протяженность зоны проникновения обычно меньше радиальной протяженности исследуемой части пласта,  $G_{зп}$  оказывается соизмерим с  $G_{п}$ . Если при этом  $\rho_{зп} < \rho_{п}$ , т. е. проникновение понижающее, произведение  $G_{зп} \rho_{зп} < G_{п} \rho_{п}$  и влияние зоны проникновения незначительно. В то же время повышающее проникновение оказывает сильное искажающее влияние на результаты измерений.

При наличии зоны проникновения можно изменять глубину исследований за счет изменения коэффициента фокусировки  $q$  семиэлектродного зонда (при этом изменяют  $L_{об}$  или  $L$ ) и подключения электродов  $B_1$  и  $B_2$  зонда псевдобокового каротажа. В этом и заключается главное преимущество многоэлектродных зондов. Так, при изучении карбонатных разрезов, вскрытых на соленом буровом растворе, в комплекс входят два семиэлектродных зонда  $L_{об} 3,0 \text{ } q 4,0$  и  $L_{об} 1,2 \text{ } q 1,0$  (первая цифра здесь — общая длина зонда, а вторая — коэффициент фокусировки) и один девятиэлектродный зонд  $L_{в} 3,0 \text{ } L_{об} 1,2 \text{ } q 1,0$  (здесь первая цифра — расстояние между электродами  $B_1$  и  $B_2$ ). Поскольку у трехэлектродного зонда с фокусировкой тока коэффициент фокусировки неизменен, его применяют в комплексе с другими зондами, например, с двумя зондами индукционного каротажа (см. гл. 7, § 1).

Разрешающая способность зондов с фокусировкой тока по вертикали значительно выше, чем у зондов без фокусировки. Для трехэлектродного экранированного зонда влияние ограниченной мощности пласта, если  $\rho_{вм}$  близко к  $\rho_c$ , сказывается

лишь при  $h < 4d_c$ . На показания многоэлектродных экранированных зондов влияние ограниченной мощности несколько меньше. Оно начинает заметно сказываться при  $h < 2L_{об.}$  На практике применяют зонды с длиной  $L_{об.}$  изменяющейся от 3 до 0,6 м. В последнем случае ограниченная мощность сказывается при  $h < 1,2$  м.

**Диаграммы зондов с фокусировкой тока**, как и обычных потенциал-зондов, симметричны относительно центра пласта, хотя за счет более высокой разрешающей способности по вертикали отличаются

от них бóльшей крутизной нарастания и снижения амплитуд. Существенные показания снимают в середине аномалии.

**Боковой микрокаротаж (БМК)** основан на применении микрозондов с фокусировкой тока.

Микрозонды без фокусировки тока обладают, в принципе, теми же недостатками, что и обычные градиент- и потенциал-зонды (см. гл. 3, § 4). Это обусловило создание зондов БМК. Их электроды, как и у обычных микрозондов, размещают на прижимном резиновом башмаке. Показания зондов БМК менее искажены влиянием глинистой корки и ПЖ. Диапазон измеряемых УЭС шире, однако и в этом случае его верхняя граница не превышает 200 Ом·м.

Скважинные приборы, содержащие несколько расположенных по окружности прижимных устройств, на каждом из которых размещен зонд БМК, называют *пластовыми наклономерами*. По вертикальному сдвигу диаграмм, зарегистрированных с помощью входящих в наклономер зондов, можно оценить наклон пласта, а по показаниям встроенного в скважинный прибор инклинометра (см. гл. 28, § 1) — азимут угла падения. Величину сдвига диаграмм определяют путем корреляционного анализа. Результаты представляют в виде векторов, концы которых указывают углы наклона, а направления — азимуты падения пластов (рис. 23).

**Задачи, решаемые методом БК**, связаны с его высокой разрешающей способностью по вертикали и возможностью получения удовлетворительных результатов при больших отношениях  $\rho_n/\rho_c$ . В благоприятных условиях он позволяет осуществить детальное расчленение разреза, оценить его литологию,

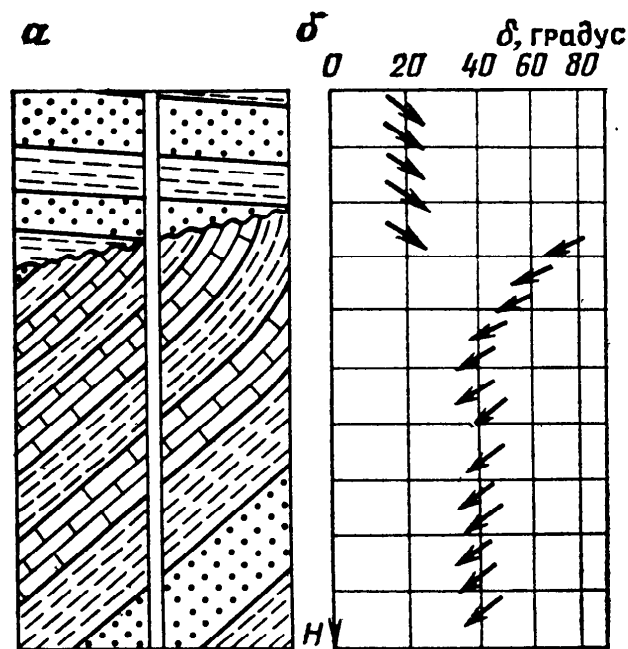


Рис. 23. Геологический разрез (а) и соответствующие ему показания пластового накломера (б)

выделить пласты-коллекторы, определить их коллекторские свойства. При отсутствии зоны проникновения или при понижающей зоне эффективность БК значительно выше, чем у метода КС.

## Глава 5

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ГИС

Электромагнитные методы ГИС связаны с возбуждением в породах переменного электромагнитного поля. К ним относят индукционный и диэлектрический каротаж, волновой метод проводимости, радиоволновое просвечивание и методы скважинной индуктивной электроразведки.

Истолкование явлений, связанных с поведением переменного электромагнитного поля в горных породах, допускает два подхода — индукционный и волновой. При индукционном — поле рассматривают как сумму полей, создаваемых всеми вихревыми токами, индуцированными в среде, и током в генераторной катушке. При волновом подходе поле в данной точке рассматривают как результат прихода электромагнитной волны.

Частотный диапазон электромагнитных методов ГИС простирается от десятков килогерц до десятков мегагерц. Соответственно меняются и длины волн. В тех случаях, когда длина волны много больше расстояния от излучателя до приемника, т. е. для ближней зоны ( $|K|r \ll 1$ ), целесообразен индукционный подход. Он применим, в частности, для индукционного каротажа, рабочие частоты которого лежат в диапазоне 20—60 кГц, а соответствующие длины волн составляют десятки и сотни метров. В методе диэлектрического каротажа используют частоты, равные десяткам мегагерц. Соответствующие длины волн (в породе — 1—3 м, в скважине — 0,2—0,5 м) соизмеримы с размерами зондов или меньше их, поэтому здесь необходим волновой подход к объяснению явлений. В методе радиоволнового просвечивания, где также применяют частоты в десятки мегагерц, а расстояния между излучающими и приемными антеннами достигают сотен метров, необходимость волнового подхода еще более очевидна.

К методам, которые по соотношению рабочих частот и размеров зондовых установок соответствуют промежуточной зоне, применимы оба подхода. К ним относятся высокочастотный индукционный каротаж, волновой метод проводимости и скважинные индуктивные методы. Последние принципиально не отличаются от методов наземной индуктивной электроразведки, и здесь не рассматриваются.

## § 1. Индукционный каротаж

Метод ГИС, основанный на возбуждении в породе переменного электромагнитного поля и измерении ЭДС, индуцированной вызванными им вихревыми токами в приемной катушке зонда, называют индукционным каротажем (ИК). В отличие от электрических методов, ИК не требует гальванического контакта токоведущих элементов зонда с породой. Поэтому он применим в скважинах, заполненных как проводящей, так и непроводящей промывочной жидкостью (пресная вода, ПЖ на известково-битумной основе), а также в «сухих» скважинах.

В принципе зонд ИК состоит из двух катушек — генераторной  $G$  и приемной  $P$  (рис. 24, а), оси которых совпадают с осью зонда. Расстояние между центрами катушек есть длина  $L_{\text{и}}$  индукционного зонда. Середину расстояния между катушками — точку  $O$  — принимают за точку записи. Корпус зонда делают из высокопрочных диэлектриков. Переменный ток, протекающий в генераторной катушке  $G$ , создает переменное магнитное поле, индуцирующее вихревые токи в среде, окружающей зонд. Их сила тем больше, чем больше проводимость среды.

Поле в области расположения приемной катушки, в соответствии с индукционным подходом, есть сумма первичного поля, создаваемого генераторной катушкой, и вторичных полей, индуцируемых вихревыми токами. Напряженность вторичного поля зависит от силы вихревых токов и, следовательно, характеризует проводимость горных пород. Первичное поле не несет информации о горных породах, в связи с чем его компенсируют с помощью компенсационной катушки, включенной «навстречу» приемной (рис. 24, б). Компенсационная катушка может быть также соединена с генераторной и включена ей навстречу. Число витков компенсационной катушки меньше приемной, поэтому возникающая в ней под влиянием вторичного поля ЭДС меньше, чем в приемной. Вместе с тем расстояние от компенсационной катушки до генераторной подбирают так, чтобы ЭДС, индуцируемые в ней и в приемной катушке первичным полем, были равны. Наряду с тремя названными катушками, индукционные зонды могут содержать фокусирующие катушки, принцип действия которых будет пояснен ниже. Обозначение зонда ИК включает цифру, указывающую общее число катушек, букву  $\Phi$ , если зонд фокусированный, и цифру, определяющую длину зонда (например,  $4\Phi 0,75$  — четырехкатушечный фокусированный зонд с расстоянием 0,75 м между центрами генераторной и приемной катушек).

Если размеры генераторной катушки — ее длина и диаметр — много меньше длины волны и расстояний, на которых изучают поле, ее можно считать переменным магнитным диполем. Поле такого диполя в низкочастотном приближении

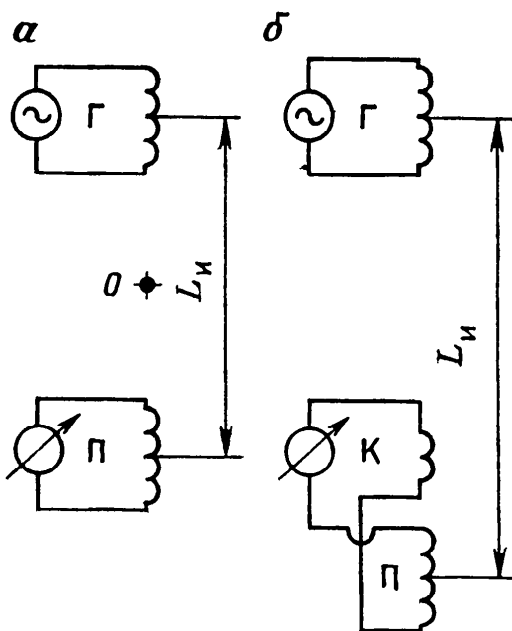


Рис. 24. Блок-схема зонда ИК без компенсации (а) и с компенсацией (б) первичного поля

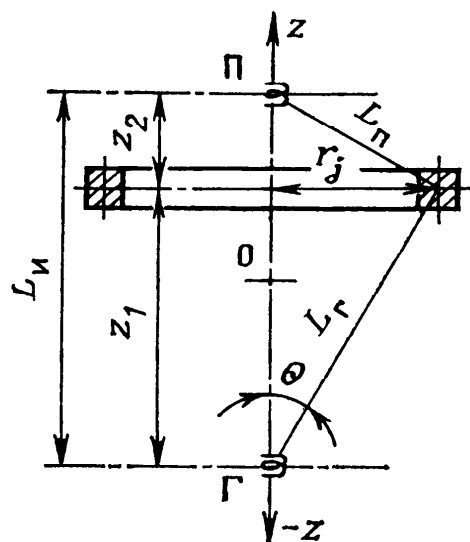


Рис. 25. Схема, поясняющая решение прямой задачи ИК в низкочастотном приближении

( $|K|r \ll 1$ ), соответствующем индукционной трактовке, согласно выражению (1.56), обусловлено только моментом диполя и местоположением точки в пространстве. Затухание поля, характеризующее коэффициентом поглощения  $b$ , при этом игнорируют. Между тем, как указывалось в гл. 1, § 3, возникновение вихревых токов приводит к тому, что часть энергии преобразуется в тепло и амплитуда поля падает. Согласно формуле (1.35б), мощность, рассеиваемая в единице объема, тем больше, чем больше  $\omega$ ,  $\mu_a$  и  $\sigma$  (формально это проявляется в росте коэффициента  $b$ ). В результате, в проводящих средах поле затухает на меньших расстояниях от диполя, чем следует из соотношения (1.56). Это явление называют скин-эффектом, а слой толщиной  $\Delta$ , в котором поле затухает в  $e$  раз, скин-слоем.

**Теоретические основы индукционного каротажа** рассмотрим для однородной среды с удельной проводимостью  $\sigma_n$  в низкочастотном приближении, т. е. считая  $|K|r \ll 1$  и пренебрегая скин-эффектом (Г. Долль, 1949 г.). Размеры приемной и генераторной катушек считаем много меньшими длины индукционного зонда, а их оси — совпадающими с осью  $z$ . В этом случае  $z$ -составляющая напряженности первичного магнитного поля в рассматриваемой точке  $j$  может быть вычислена по формуле (1.56), в которой радиус  $r$  заменен расстоянием  $L_r$  от  $j$ -й точки до магнитного диполя (рис. 25):

$$H_{1j} = \frac{M_z}{4\pi L_r^3} (3 \cos^2 \theta - 1). \quad (5.1)$$



Момент генераторной катушки, питаемой переменным током  $I_\Gamma$  и равный в данном случае моменту диполя  $M_z$ , рассчитывают по формуле:

$$M_z = n_\Gamma S_\Gamma I_\Gamma = n_\Gamma S_\Gamma I e^{-i\omega t}, \quad (5.2)$$

где  $n_\Gamma$  и  $S_\Gamma$  — число витков генераторной катушки и их площадь соответственно.

Вихревой ток, протекающий через  $j$ -ю точку пространства, можно условно представить в виде соосного скважине тора.

Учитывая, что

$$L_\Gamma = (z_1^2 + r_j^2)^{1/2} \quad \text{и} \quad \cos^2 \theta = z_1^2 / (r_j^2 + z_1^2),$$

перепишем (5.1) в виде:

$$H_{1j} = \frac{M_z}{4\pi (r_j^2 + z_1^2)^{3/2}} \left( 3 \frac{z_1^2}{r_j^2 + z_1^2} - 1 \right). \quad (5.3)$$

Поток магнитной индукции первичного поля через  $j$ -й тор

$$\Phi_{1j} = \oint B_{1j} \cos \hat{n}B dS,$$

где  $B_{1j}$  —  $z$ -составляющая вектора магнитной индукции, а  $\hat{n}B$  — угол между нормалью к поверхности тора и направлением вектора  $\vec{B}_{1j}$ .

Поскольку в данном случае  $\cos \hat{n}B = 1$ , учитывая формулу (1.2в), можно записать

$$\Phi_{1j} = \int_0^{r_j} \mu_a H_{1j} 2\pi r dr.$$

Подставив в найденное равенство выражение (5.3), получим

$$\Phi_{1j} = \frac{M_z}{2} \mu_a \left( \int_0^{r_j} 3 \frac{z_1^2 r dr}{(z_1^2 + r^2)^{5/2}} - \int_0^{r_j} \frac{r dr}{(z_1^2 + r^2)^{3/2}} \right). \quad (5.4)$$

Интегралы, входящие в формулу (5.4), табличные. Их решение с учетом выражения (5.2) и того обстоятельства что  $z_1^2 + r_j^2 = L_\Gamma^2$ , дает:

$$\Phi_{1j} = \mu_a n_\Gamma S_\Gamma I \exp(-i\omega t) r_j^2 / 2L_\Gamma^3. \quad (5.5)$$

В соответствии с законом Ленца комплексная ЭДС  $E_{1j}$  в торе равна скорости изменения потока  $\Phi_{1j}$  со знаком минус:

$$E_{1j} = - \frac{d\Phi_{1j}}{dt} = i\omega \mu_a n_\Gamma S_\Gamma I r_j^2 \exp(-i\omega t) / 2L_\Gamma^3. \quad (5.6)$$

Ток в  $j$ -м торе  $I_{1j} = E_{1j}/R_{1j}$ , где  $R_{1j}$  — сопротивление тора. В соответствии с законом Ома, считая, что сечение тора равно единице, запишем

$$R_{1j} = 2\pi r_j / \sigma_{\text{п}}. \quad (5.7)$$

Найдем  $I_{1j}$ , используя равенства (5.6) и (5.7):

$$I_{1j} = i\omega\mu_a n_{\text{г}} S_{\text{г}} I r_j \sigma_{\text{п}} \exp(-i\omega t) / 4\pi L_{\text{г}}^3. \quad (5.8)$$

Рассматриваемый тор можно считать элементарным магнитным диполем с моментом  $M_{zj}$ . На оси  $z$ , где расположены витки точечной приемной катушки, напряженность индуцируемого им вторичного магнитного поля в соответствии с формулой (1.56)

$$H_{2j} = M_{zj} / 2\pi L_{\text{п}}^3, \quad (5.9)$$

где  $L_{\text{п}}$  — расстояние до приемной катушки.

Момент диполя  $M_{zj} = S_j I_{1j}$ , где  $S_j$  — площадь, ограниченная  $j$ -м тором. Очевидно, что  $S_j = \pi r_j^2$ . Подставив равенство (5.8) в выражение для момента  $M_{zj}$ , преобразуем формулу (5.9) к виду

$$H_{2j} = i\omega\mu_a n_{\text{г}} S_{\text{г}} I e^{-i\omega t} r_j^3 \sigma_{\text{п}} / 8\pi L_{\text{г}}^3 L_{\text{п}}^3. \quad (5.10)$$

Поскольку площадь  $S_{\text{п}}$ , ограниченная витками приемной катушки, мала, поток магнитной индукции через эти витки можно рассчитать по формуле

$$\Phi_{2j} = B_{2j} S_{\text{п}} n_{\text{п}} = \mu_a H_{2j} S_{\text{п}} n_{\text{п}}, \quad (5.11)$$

где  $B_{2j}$  —  $z$ -составляющая вектора магнитной индукции вторичного поля, индуцируемого  $j$ -м тором,  $n_{\text{п}}$  — число витков в приемной катушке.

Подставив (5.10) в (5.11), найдем

$$\Phi_{2j} = i\omega\mu_a^2 n_{\text{г}} S_{\text{г}} n_{\text{п}} S_{\text{п}} I e^{-i\omega t} r_j^3 \sigma_{\text{п}} / 8\pi L_{\text{г}}^3 L_{\text{п}}^3.$$

Аналогично предыдущему, комплексная ЭДС в приемной катушке, созданная  $j$ -м тором,

$$E_{2j} = -\frac{d\Phi_{2j}}{dt} = -\pi f^2 \mu_a^2 n_{\text{г}} S_{\text{г}} n_{\text{п}} S_{\text{п}} I e^{-i\omega t} r_j^3 \sigma_{\text{п}} / 2L_{\text{г}}^3 L_{\text{п}}^3. \quad (5.12a)$$

Умножив  $E_{2j}$  на  $L_{\text{и}}/2$  и  $2/L_{\text{и}}$  и учтя, что для большинства немагнитных пород  $\mu_a \approx \mu_0$  (см. гл. 2, § 4), найдем

$$E_{2j} = K_{\text{и}} G_j \sigma_{\text{п}}, \quad (5.12b)$$

где  $K_{\text{и}} = -\pi f^2 \mu_0^2 n_{\text{г}} S_{\text{г}} n_{\text{п}} S_{\text{п}} I_{\text{г}} / L_{\text{и}}$  — коэффициент индукционного зонда;  $G_j = L_{\text{и}} r_j^3 / 2L_{\text{г}}^3 L_{\text{п}}^3$  — геометрический фактор  $j$ -го тора, характеризующий его относительный вклад в ЭДС, создаваемую в приемной катушке. Иными словами  $G_j = E_{2j}/E$ , где  $E$  — комплексная ЭДС, создаваемая в приемной катушке всеми торами, составляющими исследуемое пространство.

В этом случае

$$E = \sigma_{\Pi} K_{\Pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_j drdz.$$

Очевидно, что

$$\int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_j drdz = 1,$$

а потому окончательно для однородной среды

$$\sigma_{\Pi} = E/K_{\Pi}. \quad (5.13)$$

Из выражения (5.13) следует, что в однородной среде удельная проводимость, определенная с помощью ИК, равна проводимости пород. Однако это утверждение верно только в области частот и проводимостей, для которых скин-эффектом можно пренебречь (практически при  $\rho > 20$  Ом·м и  $f < 20$  кГц). В общем случае удельное сопротивление, рассчитанное по формуле (5.13), — кажущееся даже для однородной среды. При интерпретации в него необходимо внести поправку за скин-эффект. Эта поправка тем больше, чем больше рабочая частота зонда.

**Влияние скважины, зоны проникновения и вмещающих пород** приводит к тому, что измеряемая удельная проводимость оказывается зависимой от параметров этих областей, т. е. становится кажущейся.

Из формулы (5.126) следует, что при отсутствии скин-эффекта вклад любого элементарного тора в регистрируемую приемной катушкой ЭДС зависит только от проводимости на участке этого тора и его местоположения, а результирующая ЭДС равна сумме ЭДС, создаваемых всеми торами. Аналогично в кусочно-однородной среде результирующая ЭДС равна сумме ЭДС, создаваемых областями, а ЭДС, создаваемая отдельной областью, в свою очередь, равна сумме ЭДС, создаваемых составляющими ее торами. Поэтому для немагнитной среды с коаксиально-цилиндрическими и плоскопараллельными горизонтальными границами раздела, имеющей области с электропроводностями пласта  $\sigma_{\Pi}$ , скважины  $\sigma_c$ , зоны проникновения  $\sigma_{зп}$  и вмещающих пород  $\sigma_{вм}$ , полная ЭДС

$$\begin{aligned} E &= K_{\Pi} \left( \sigma_c \int_0^{r_c} \int_{-\infty}^{\infty} G_{i_c} drdz + \sigma_{зп} \int_{r_c}^{r_{зп}} \int_{-h/2}^{h/2} G_{j_{зп}} drdz + \sigma_{\Pi} \times \right. \\ &\times \left. \int_{r_{зп}}^{\infty} \int_{-h/2}^{h/2} G_{k_{\Pi}} drdz + 2\sigma_{вм} \int_{r_c}^{\infty} \int_{h/2}^{\infty} G_{l_{вм}} drdz \right) = \\ &= K_{\Pi} (\sigma_c G_c + \sigma_{зп} G_{зп} + \sigma_{\Pi} G_{\Pi} + \sigma_{вм} G_{вм}), \end{aligned} \quad (5.14)$$

где индексы  $ic$ ,  $jзп$ ,  $kп$ ,  $lвм$  соответствуют геометрическим факторам произвольных элементарных торов, составляющих ту или иную область, а индексы  $c$ ,  $зп$ ,  $п$ ,  $вм$  — результирующим геометрическим факторам этих областей.

По аналогии с предыдущим

$$\sigma_k = E/K_n, \quad (5.15)$$

где  $\sigma_k$  — кажущаяся удельная проводимость неоднородной среды. Поскольку геометрические факторы зависят от размера зонда  $L_n$ , диаметра скважины  $d_c$ , мощности пласта  $h$  и диаметра зоны проникновения  $D$ ,

$$\sigma_k = f(\sigma_n, \sigma_c, \sigma_{зп}, \sigma_{вм}, L_n, d_c, h, D).$$

Геометрический фактор и соответствующая ему удельная проводимость входят в формулу (5.14) в виде произведения, поэтому их влияние на формирование сигнала равноценно. Области с большим геометрическим фактором и малой проводимостью, и области с малым фактором, но большой проводимостью эквивалентны. Так, вклад пласта с высокой электропроводностью, но малым геометрическим фактором значителен, в связи с чем этот пласт отчетливо выделяется на диаграммах ИК на фоне вмещающих пород более высокого сопротивления. В соответствии с формулами (5.14) и (5.15), поправку за влияние той или иной области можно внести путем вычитания из  $\sigma_k$  произведения геометрического фактора этой области на ее проводимость. Например, поправку  $\Delta\sigma_{зп}$  за влияние зоны проникновения вычисляют по формуле  $\Delta\sigma_{зп} = G_{зп}\sigma_{зп}$ . Естественно, такую поправку нельзя определить по данным одного зонда, так как необходимо знать две величины — проводимость  $\sigma_{зп}$  и диаметр  $D$  зоны проникновения. Последнее обстоятельство требует применения нескольких зондов (не менее трех — по числу областей) с разной глубинностью. Обычно зонд ИК комплексируют с двумя зондами электрического каротажа, однако могут быть применены несколько зондов ИК, глубинность которых обусловлена числом и местоположением фокусирующих катушек, а также рабочими частотами.

Для определения геометрических факторов областей можно воспользоваться радиальной и вертикальной характеристиками зонда ИК. Первая — есть геометрический фактор  $G_r$  бесконечного цилиндра с радиусом  $r$ , соосного скважине (рис. 26, а), вторая — геометрический фактор  $G_z$  пласта мощностью  $h$ , середина которого совпадает с серединой зонда, т. е. с точкой записи (рис. 26, б).

Из рис. 26, б видно, что при  $h > 2$  м геометрический фактор равен единице и поправка за влияние вмещающих пород для данного зонда не требуется. Последнее обстоятельство свиде-

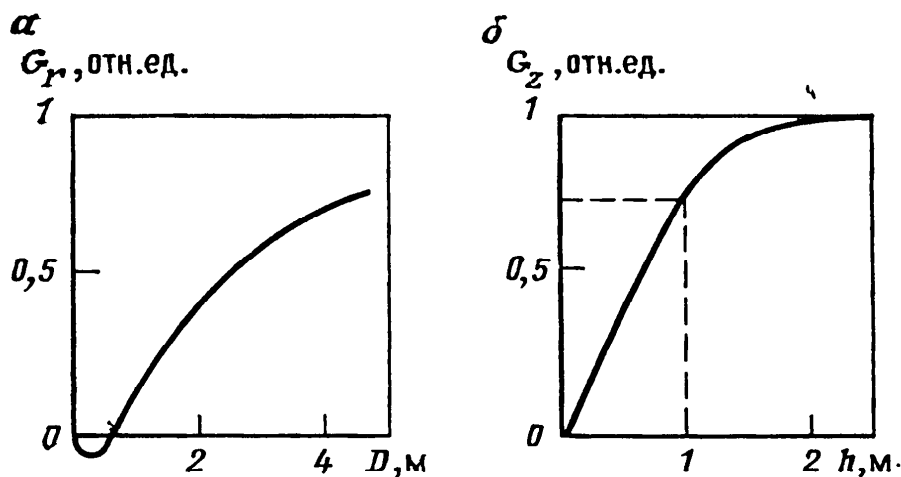
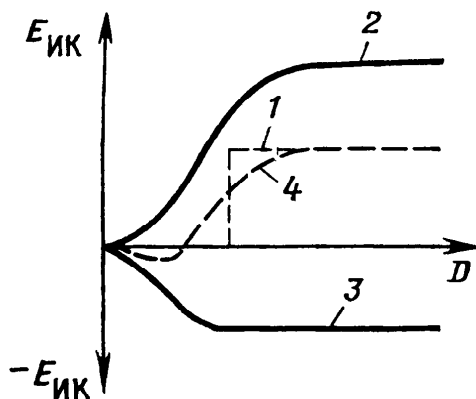


Рис. 26. Типичные характеристики зонда ИК:  
а — радиальная; б — вертикальная

Рис. 27. Радиальные характеристики индукционных зондов:  
1 — идеального; 2 — большого; 3 — малого; 4 — фокусированного



тельствует о высокой разрешающей способности ИК по вертикали.

При конструировании индукционных зондов стремятся, чтобы скважина, зона проникновения и вмещающие породы оказывали минимальное влияние на их показания, т. е. попали в так называемую зону исключения. Идеальная радиальная характеристика зонда ИК показана на рис. 27, где в положительном направлении оси ординат отложена ЭДС в приемной катушке, а в отрицательном — ЭДС в фокусирующей катушке, включенной навстречу приемной. Естественно, идеальная характеристика недостижима, но результирующая характеристика такого трехкатушечного зонда заметно ближе к идеальной, чем у двухкатушечного. Таким образом, фокусированный зонд представляет собой комбинацию большого и одного или нескольких малых зондов. Подбирая число и местоположение фокусирующих катушек, удается существенно улучшить радиальную и вертикальную характеристики.

Применение фокусирующих катушек и внесение поправок за влияние скважины, зоны проникновения и вмещающих пород позволяет во многих случаях определить удельное сопротивление пласта с необходимой точностью. Однако если  $\rho_c < 0,3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$  или зона проникновения понижающая и ее диаметр велик ( $D > 3d_c$ ), погрешности значительны. Влияние вмещающих пород тем больше, чем выше их проводимость, и особенно существенно при  $h < 1,5 L_{\text{и}}$ . Неэффективен ИК также при  $\rho_{\text{п}} > 50 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ .

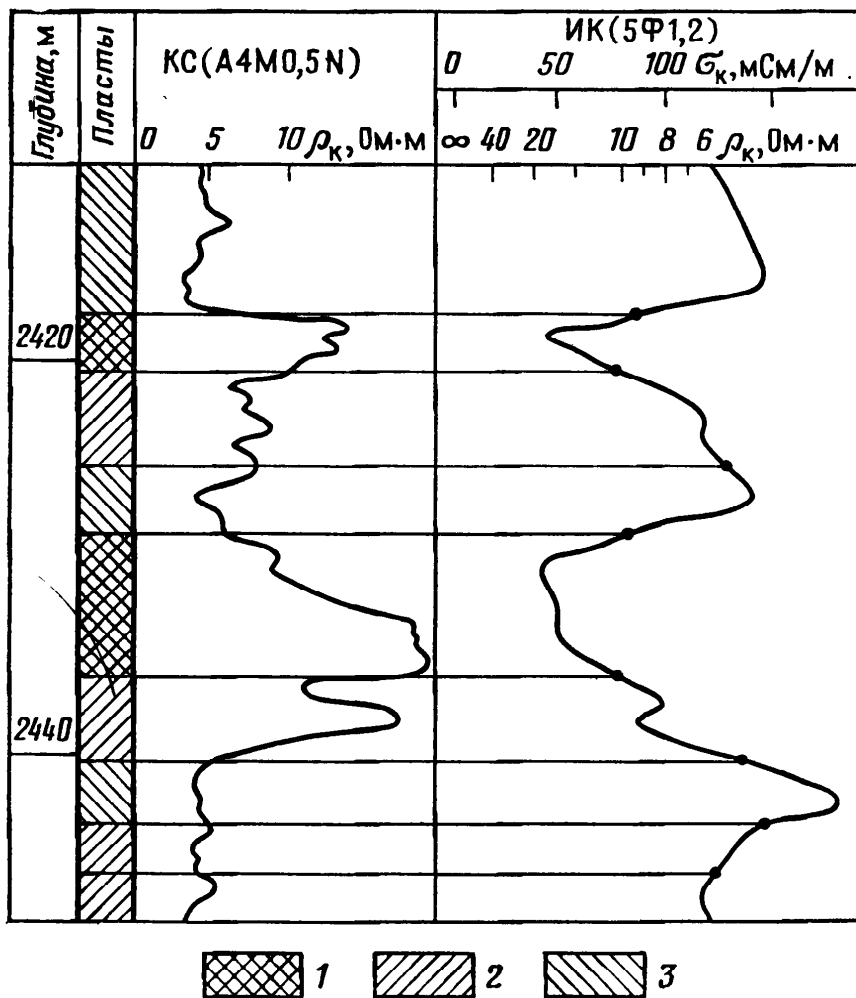


Рис. 28. Расчленение разреза по диаграммам ИК (по М. Г. Латышовой):  
 1, 2, 3 — пласты соответственно высокого, среднего и низкого удельных сопротивлений

Из формулы (5.12а) следует, что уровень сигнала в приемной катушке можно поднять за счет увеличения частоты. Применяв частоту порядка 1 МГц, поднимают верхний предел измеряемых удельных сопротивлений до 200 Ом·м. Разумеется, при этом за счет скин-эффекта смещается в сторону больших удельных сопротивлений (до 20 Ом·м) нижняя граница рабочего интервала. В этой связи предложена двухчастотная (10—15 кГц и 1—3 МГц) модификация ИК (С. М. Аксельрод, 1960 г.), реализуемая одним скважинным прибором и позволяющая перекрыть диапазон от 0,3 до 200 Ом·м.

Диаграммы кажущейся удельной проводимости, полученные с помощью индукционного каротажа против пластов ограниченной мощности, практически симметричны. Границы пластов приурочивают к точкам, соответствующим серединам амплитуд (рис. 28). Существенные значения  $\sigma_k$  отсчитывают против середин пластов.

**Задачи, решаемые с помощью индукционного каротажа,** в принципе, те же, что и методами КС и БК. Разница в условиях применения. Так, метод КС в модификации БКЗ обладает существенными преимуществами перед БК и ИК, поскольку

позволяет с высокой эффективностью осуществить зондирование пород в радиальном направлении. Эффективность обусловлена легко реализуемой возможностью обеспечить достаточно протяженную и густую сетку измерений по  $L$  (длине зонда). Вместе с тем, этот метод применим в основном в области средних значений отношений  $\rho_{п}/\rho_{с}$  и  $\rho_{п}/\rho_{вм}$ , а также в пластах сравнительно большой мощности (см. гл. 3, § 3).

Метод БК обладает более высокой разрешающей способностью по вертикали и работоспособен при больших отношениях  $\rho_{п}/\rho_{с}$ . Однако он не эффективен при повышающем проникновении и высоком сопротивлении ПЖ. Метод ИК, напротив, целесообразно применять при малых отношениях  $\rho_{п}/\rho_{с}$  и повышающей зоне проникновения, а также при большом и даже стремящемся к бесконечности сопротивлении скважины. В пластах малой мощности диаграммы БК и ИК искажены гораздо меньше, чем диаграммы метода КС. Сказанное предопределяет комплексирование трех рассматриваемых методов, причем в настоящее время оно выполняется не только на методическом уровне в процессе интерпретации, но и аппаратным путем (см. гл. 7).

В целом, индукционный каротаж применяют в первую очередь для изучения глин и глинистых пластов, песчаников и карбонатов, насыщенных сильно минерализованной пластовой водой, рудоконтролирующих и угленосных формаций, в том числе в сухих и обсаженных непроводящими трубами скважинах. Его активно используют для выделения и исследования нефтегазовых отложений в скважинах, пробуренных в терригенных разрезах на слабоминерализованных и непроводящих (известково-битумных) ПЖ.

## § 2. Волновые методы электромагнитного каротажа

Методы ГИС, основанные на возбуждении в породе переменного электромагнитного поля и измерении параметров электромагнитных волн, распространяющихся в системе скважина — околоскважинное пространство, называют волновыми методами электромагнитного каротажа. К ним относят волновой метод проводимости и диэлектрический каротаж [13].

При изучении горных пород волновыми электромагнитными методами интерес представляют не абсолютные значения составляющих поля, а их относительные изменения. Компоненты поля магнитного диполя в относительных единицах отвечают формулам (1.53). Из них следует, что поле переменного магнитного диполя является комплексным и характеризуется в каждой точке двумя составляющими — реальной и мнимой, или амплитудой и фазой. Относительное значение амплитуды на

оси диполя, совпадающей с осью скважины, определяется формулой (1.53б)

$$h_z = \exp(iKz)(1 - iKz). \quad (5.16)$$

Выделив в выражении (5.16) реальную и мнимую части, получим выражение для  $\operatorname{Re}h_z$  и  $\operatorname{Im}h_z$ , а из них — формулы для расчета относительной амплитуды поля  $h_z$  и фазы  $\varphi$ .

Практически измеряют не параметры поля, а ЭДС в приемной катушке. Однако можно показать, что относительную комплексную ЭДС можно определить по формуле, аналогичной (5.16), т. е.

$$E/E_0 = \exp(iKz)(1 - iKz),$$

где  $E_0$  — комплексная ЭДС в воздухе при пренебрежении токами смещения. Следовательно, показания зонда характеризуют зависимость параметров поля от параметров среды.

При волновом электромагнитном каротаже применяют трехкатушечные зонды, состоящие из удаленной генераторной  $\Gamma$  и двух сближенных приемных катушек  $I_1, I_2$  или, что то же, из удаленной приемной катушки и двух сближенных генераторных. Расстояние от генераторной катушки до удаленной приемной  $z_1$ , до ближней —  $z_2$ . Измеряют характеристики поля:  $|h_{z_1} - h_{z_2}|$ ;  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ ;  $|h_{z_1} - h_{z_2}|/h_{z_1}$ . Основным практическим интересом представляет разность фаз  $\Delta\varphi$ .

**Волновой метод проводимости (ВМП)** характеризуется частотным диапазоном 1—3 МГц. При этом  $\omega\epsilon_a/\sigma \ll 1$ , т. е. токи проводимости преобладают, причем в соответствии с (1.36)  $a = b = (\sigma\mu_a\omega/2)^{1/2}$  и волновое число  $K = a(1+i) = a\sqrt{2} \exp(i\pi/4)$ . В однородной среде для волновой зоны формула (5.16) принимает вид  $h_z = -iKz \exp(iKz) = Kz \exp[i(Kz - \pi/2)]$ . Подставив в нее выражение для  $K$ , получим

$$|h_z| = \sqrt{2} az \exp(-az); \quad \varphi = az - \pi/4. \quad (5.17)$$

Разность фаз

$$\Delta\varphi = a(z_1 - z_2) = \sqrt{\sigma\mu_a\omega/2} \Delta z \quad (5.18)$$

для немагнитных пород при заданной частоте является функцией только проводимости. Поэтому измеряя  $\Delta\varphi$ , можно определить удельную проводимость горных пород. В общем случае полученное значение проводимости зависит от ряда факторов и поэтому является кажущимся.

**Диэлектрический каротаж (ДК)** характеризуется частотным диапазоном 40—60 МГц. При этом  $\omega\epsilon_a/\sigma > 1$ , т. е. преобладают токи смещения. В однородной среде для волновой зоны

$$h_z = (b - ia) z e^{ia} e^{-bz}.$$



Амплитуда и фаза поля при этом описываются выражениями  
 $|h_z| = (a^2 + b^2)^{1/2} z e^{-bz}; \quad \varphi = az - \arctg(a/b),$

а разность фаз —

$$\Delta\varphi = a(z_1 - z_2) = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \Delta z. \quad (5.19)$$

Таким образом,  $\Delta\varphi$  для немагнитных пород зависит главным образом от диэлектрической проницаемости. Отметим, что равенство  $\Delta\varphi = a(z_1 - z_2)$  для первого и второго случаев нетрудно было предсказать, ибо  $a$  по смыслу — фазовая постоянная, т. е. изменение фазы на единицу длины. Однако выражения для  $a$  различны.

На практике условие  $\omega\varepsilon_a/\sigma > 1$  выполняется редко. Поэтому выражение (5.19) приблизительно и  $\Delta\varphi$  в той или иной степени зависит от  $\sigma$ . Если  $\rho < 50$  Ом·м, зависимость значительна и в показания необходимо вводить поправку. Стремясь преодолеть этот недостаток, в микромодификации ДК увеличивают частоту до 1,1 Гц. При этом сильно возрастает затухание, в связи с чем длину зонда снижают до нескольких сантиметров и обеспечивают его прижим к стенке скважины.

**Особенности распространения электромагнитных волн в неоднородной среде**, каковой является система скважина — околоскважинное пространство, во многом сходны с особенностями распространения упругих волн. Подробно эти особенности рассмотрены в разделах, посвященных сейсмоакустическим исследованиям скважин (см. ч. II).

Считают, что трехэлементный зонд расположен на оси скважины, и размеры катушек таковы, что их можно рассматривать как точечные. Волна, распространяющаяся от источника, частично отражается от стенки скважины, а частично проникает во вмещающие породы. Прямые и отраженные волны быстро затухают, поскольку зазор между стенкой скважины и выполненным из электроизоляционного материала корпусом прибора, по сравнению с длиной волны, мал.

Как правило УЭС породы больше, чем УЭС скважинной жидкости, в связи с чем скорость электромагнитной волны в породе больше, чем в жидкости. В этом случае существует угол  $\theta$ , при котором возникает полное внутреннее отражение (рис. 29). Образовавшаяся боковая (головная) волна распространяется вдоль стенки скважины со скоростью и затуханием, обусловленными параметрами породы. В частности, скорость боковой волны равна скорости электромагнитной волны в однородной среде, и соответствующие разности фаз могут быть рассчитаны по формулам (5.18) и (5.19).

Поскольку скорость в породе больше, чем в ПЖ, волна излучает волну в скважину. Осевая составляющая скорости волны в скважине равна скорости волны в породе. Отметим, что как

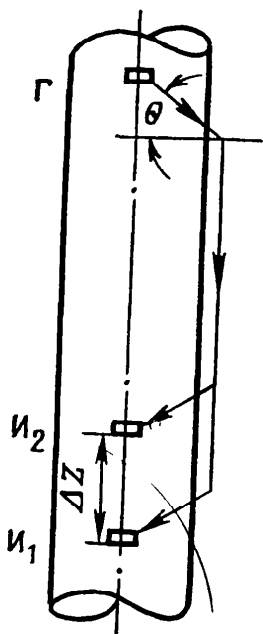


Рис. 29. Схема трехкатушечного зонда и распространения электромагнитных волн в скважине и околоскважинном пространстве (по Д. С. Даеву)

при ВМП, так и при ДК, генератор работает в непрерывном режиме, в связи с чем под скоростью волны понимаем скорость распространения произвольной синфазной поверхности, т. е. фазовую скорость.

Путь волны от генераторной до первой и второй приемных катушек различается на длину отрезка  $\Delta z$ . Поскольку скважина вносит одинаковый фазовый сдвиг в волну, прошедшую к первой и второй катушкам, в разности фаз  $\Delta\phi$  ее влияние исчезает. Таким образом  $\Delta\phi$  зависит от свойств пород на базе  $\Delta z$  зонда. От них же зависит отношение амплитуд сигналов, принятых первой и второй катушками. Отметим, что измерение разности фаз или отношения амплитуд с помощью трехкатушечного зонда в случае неглубокой понижающей зоны проникновения позволяют исключить и ее влияние за счет рефракции (см. гл. 9, § 4). Специальной фокусировки при этом не требуется. Если УЭС породы меньше, чем УЭС скважины, в частности, если скважина сухая, картина выглядит несколько иначе. Полное

внутреннее отражение и, соответственно, боковая волна при этом не возникают. Преломленная волна распространяется в породе затухая, что связано с возникновением вихревых токов, индуцирующих ЭДС в приемных катушках.

**Диаграммы ВМП** дают максимумы против пластов низкого удельного сопротивления. Изменение длины зонда существенно не сказывается на их характере. Вместе с тем, с увеличением его длины наблюдается большее соответствие кажущегося значения параметра истинному, поскольку при этом в точке измерения меньше чувствуется сферичность волны и поле по структуре становится ближе к однородному.

**Диаграммы ДК** по конфигурации сходны с диаграммами ВМП. Породы с повышенным значением диэлектрической проницаемости отличаются высокими значениями  $\Delta\phi$ . Достаточно четко выделяются пласты с  $h \geq 0,25$  м, что лучше, чем при применении ИК.

Методы ВМП и ДК применяют для исследования нефтегазовых, гидрогеологических и инженерно-геологических скважин, разрезы которых сложены породами среднего и высокого сопротивления.

Динамический диапазон ВМП выше, чем у ИК, и составляет 0,5—100 Ом·м, а зависимость показаний от проводимости промысловой жидкости незначительна. Глубинность исследова-

ния достигает 0,8 м. При этом удается выделить пласты мощностью не ниже 0,5 м.

Важнейшее достоинство ДК — возможность выделения нефтяных коллекторов и оценка их нефтегазонасыщенности в условиях пресных пластовых вод. Он эффективен также при выделении мест прорыва пресных вод, нагнетаемых при разработке месторождения, и решении гидрогеологических задач в условиях слабой минерализации подземных вод.

### § 3. Скважинный радиоволновой метод

Скважинный радиоволновой метод (СРВМ) заключается в изучении условий распространения радиоволн в пространстве между скважинами и в стороне от них. Подобно другим методам скважинной геофизики, он, наряду с решением задач, имеющих самостоятельное значение, позволяет в комплексе с наземными и каротажными методами оптимизировать выбор наземных профилей и сети буровых скважин.

**Физические основы СРВМ** могут быть уяснены на базе волнового подхода, так как частоты, применяемые в СРВМ, лежат в интервале от десятков до сотен мегагерц.

Метод основан на том, что затухание электромагнитных волн для немагнитных пород обусловлено в первую очередь их проводимостью, а для ферромагнетиков — проводимостью и магнитной проницаемостью (см. гл. 1, § 3). Поэтому хорошо проводящие немагнитные тела (например, карстовые пустоты, заполненные сильно минерализованной водой) и рудные тела с высокой проводимостью и магнитной проницаемостью являются для радиоволн экранами, аномально ослабляющими их электрическую и магнитную напряженность.

Известно, что коэффициент прохождения  $W$  плоской электромагнитной волны, нормально падающей на границу раздела сред с абсолютными магнитными проницаемостями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  и волновыми числами  $K_1$  и  $K_2$ , определяется формулой:

$$W = 2K_1\mu_2 / (K_1\mu_2 + K_2\mu_1).$$

При  $\sigma_2/\omega\epsilon_{a2} \gg 1$  в соответствии с выражением (1.36) модуль волнового числа

$$|K_2| = (a^2 + b^2)^{1/2} = (\sigma_2\mu_2\omega)^{1/2}.$$

В пределе, при  $\sigma_2 \rightarrow \infty$ ,  $|K_2| \rightarrow \infty$ ,  $W \rightarrow 0$ , т. е. волна полностью отражается от границы. Таким образом тела с аномальной проводимостью обладают и аномальной отражающей способностью.

В зависимости от взаимного расположения антенн и изучаемых объектов выделяют две основные модификации СРВМ — радиопросвечивание (РП) и радиоотражение (РО). При РП

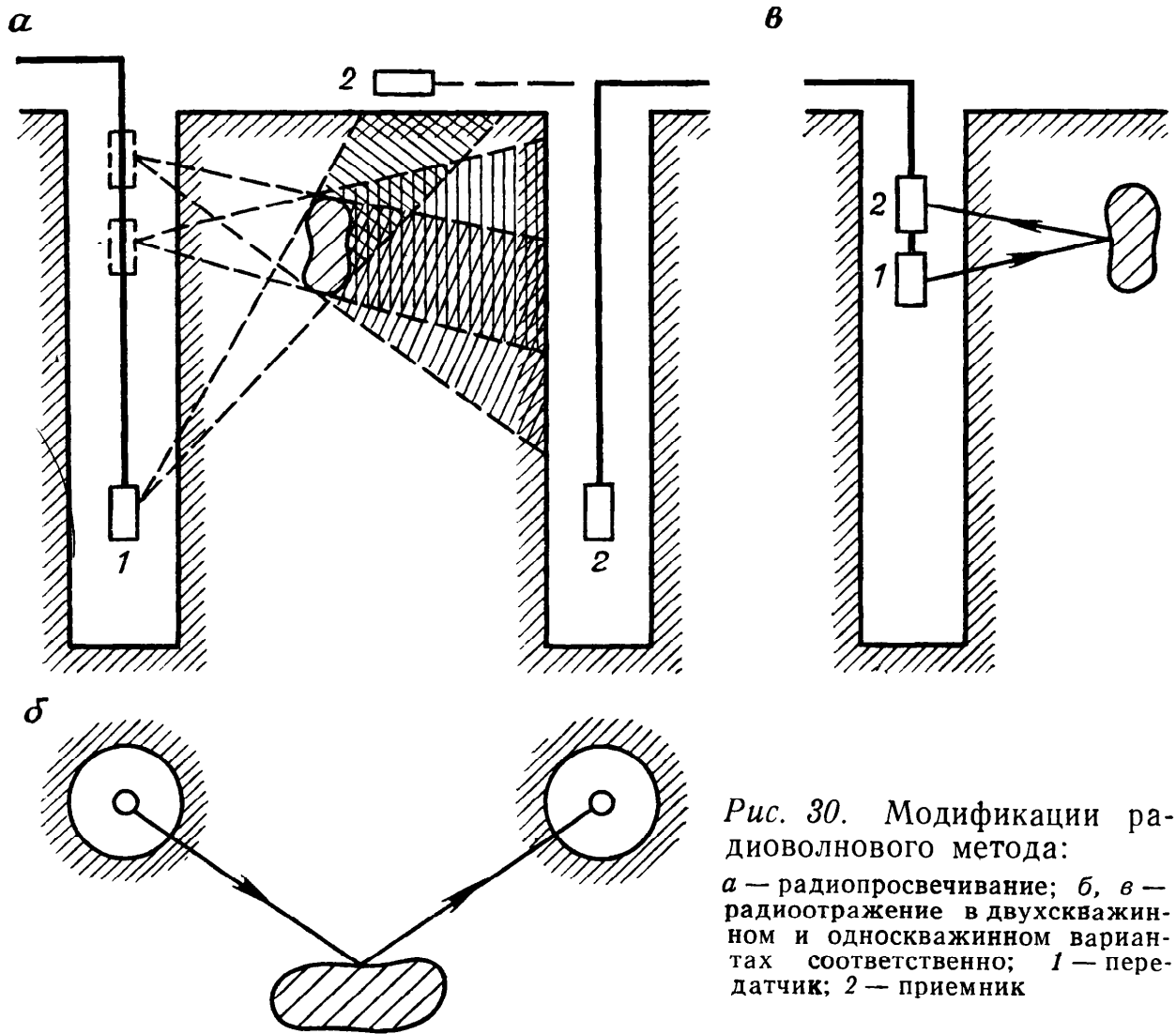


Рис. 30. Модификации радиоволнового метода:  
 а — радиопросвечивание; б, в — радиоотражение в двухскважинном и односкважинном вариантах соответственно; 1 — передатчик; 2 — приемник

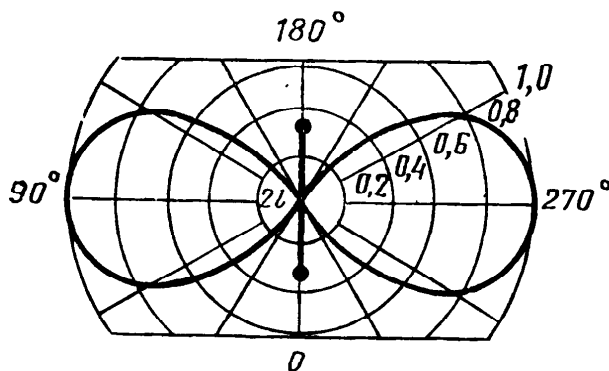


Рис. 31. Пример диаграммы направленности электрической антенны.  
 $2l =$

изучают объекты, расположенные между передатчиком и приемником (рис. 30, а), при РО — тела, находящиеся в стороне от луча передатчик-приемник — двухскважинный вариант (рис. 30, б), или по одну сторону от передатчика и приемника — односкважинный вариант (рис. 30, в). Измерения ведут по системе скважина — скважина (двухскважинный и односкважинный варианты) и скважина — поверхность. При РП для детального определения положения объекта иногда применяют обе системы (см. рис. 30, а).

Аппаратура РП и РО, в принципе, одинакова, способы интерпретации — различны. В настоящее время РП распростра-

нено шире, лучше разработаны его методика наблюдений и интерпретации.

В качестве излучателей и приемников, в радиоволновых методах применяют электрические и магнитные антенны, которые при теоретических исследованиях рассматривают как электрические и магнитные диполи. В большинстве вариантов существующей аппаратуры применены электрические антенны, представляющие собой отрезки провода различной длины, либо, на УКВ-частотах — отрезки труб. Магнитные антенны используются редко, так как из-за малых размеров, ограничиваемых диаметром скважины, они имеют меньшую эффективность.

Поле электрического диполя в дальней зоне для однородной безграничной среды отвечает соотношениям (1.57). В СВМ такое поле называют нормальным.

Соотношения (1.57) можно переписать в виде:

$$H_{\psi} = H_{\psi 0} \sin \theta \exp(-br)/r; \quad E_{\theta} = E_{\theta 0} \sin \theta \exp(-br)/r, \quad (5.20)$$

где

$$H_{\psi 0} = -iKP \exp(iar)/4\pi; \quad E_{\theta 0} = -i\omega\mu_a P \exp(iar)/4\pi.$$

Анализ выражений (5.20) показывает, что параметры нормального поля в дальней зоне обусловлены начальными амплитудами его компонент  $H_{\psi 0}$  и  $E_{\theta 0}$ , и коэффициентом поглощения  $b$  на интервале от нуля до  $r$ . Наличие множителя  $\sin \theta$  свидетельствует о направленности излучения. Диаграммы направленности, характеризующие в относительных единицах интенсивность излучения в различных направлениях, имеют максимумы в направлении, ортогональном оси диполя (рис. 31). Этот факт учитывают при интерпретации и конструировании антенн. У антенн длиной до половины длины волны диаграмму направленности определяет  $\sin \theta$ . У антенн большей длины направленность возрастает.

Формулы (5.20) позволяют рассчитать коэффициент  $b$  в предположении, что хорошо проводящие неоднородности на участке измерений отсутствуют. В таких условиях величины  $H_{\psi 0}$  и  $E_{\theta 0}$ , при стабилизированном токе питания антенны мало зависят от параметров среды и могут рассматриваться как аппаратные коэффициенты. Действительно, для плохопроводящих пород на свойственных СВМ высоких частотах, согласно формуле (1.37),  $a \approx K \approx \omega(\epsilon_a \mu_a)^{1/2}$ . Иными словами, параметры, влияющие в соответствии с (5.20) на  $H_{\psi 0}$  и  $E_{\theta 0}$ , практически не зависят от проводимости  $\sigma$  и обусловлены величинами  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$ , которые для большинства вмещающих пород приблизительно постоянны.

Для двух непараллельных и не лежащих в одной плоскости скважин напряжение сигнала для однородного межскважинного пространства рассчитывают с помощью соотношения

$$U_{\text{одн}} = E_{\theta} \Delta l_{\text{д}} = [E_{\theta 0} \exp(-br)/r] \Delta l_{\text{д}} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi_c, \quad (5.21)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы, образованные осями антенн, совпадающими с осями скважин, и линией, соединяющей центры этих антенн;  $\Delta l_{\text{д}}$  — действующая длина антенны, определяемая экспериментально;  $\varphi_c$  — угол между плоскостями, проходящими через оси антенн и линию, соединяющую их центры. При параллельных скважинах  $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ ,  $\varphi_c = 0$  и формула (5.21) принимает вид:

$$U_{\text{одн}} = [E_{\theta 0} \exp(-br)/r] \Delta l_{\text{д}} \sin^2 \theta. \quad (5.22)$$

Логарифмируя левую и правую части уравнения (5.22) и решая его относительно  $b$ , находим:

$$b = \frac{1}{r} \ln(E_{\theta 0} \Delta l_{\text{д}} \sin^2 \theta / r U_{\text{одн}}). \quad (5.23)$$

Таким образом, зная расстояние  $r$  между скважинами, угол  $\theta$  и измерив напряжение  $U_{\text{одн}}$ , можно определить коэффициент  $b$  для данных отложений в отсутствие экранирующих тел.

При появлении на участке радиопросвечивания хорошо проводящего тела, фактически измеренное напряжение  $U_{\text{изм}} \neq U_{\text{одн}}$ . Поэтому введен коэффициент экранирования

$$\mathcal{E} = U_{\text{одн}} / U_{\text{изм}} = [E_{\theta 0} \exp(-br)/r] \Delta l_{\text{д}} \sin^2 \theta / U_{\text{изм}}, \quad (5.24)$$

где  $b$  — коэффициент поглощения, определенный по формуле (5.23) на участке, не содержащем рудных тел и вкраплений. Если на участке исследований  $\mathcal{E} > 1$ , предполагают наличие рудного тела; величина  $\mathcal{E}$  позволяет судить о его параметрах.

**Интерпретация данных СРВМ** ведется несколькими способами.

*Способ сравнения* заключается в сопоставлении наблюдаемых диаграмм напряженности поля с расчетными диаграммами нормальных полей. При совмещении выделяют участки минимумов напряженности фактической диаграммы и приурочивают к ним рудные тела.

*Лучевой способ* основан на определении коэффициента экранирования по формуле (5.24). Вычисленные значения коэффициента экранирования относят к лучам, проведенным от точки расположения генератора, до точек измерений. Лучи, проходящие через объекты высокой проводимости, характеризуются большими значениями коэффициента (рис. 32).

*Способ определения кажущегося коэффициента поглощения* основан на применении выражения (5.23). Поскольку оно выведено для нормального поля, полученное значение  $b$  — кажущееся.

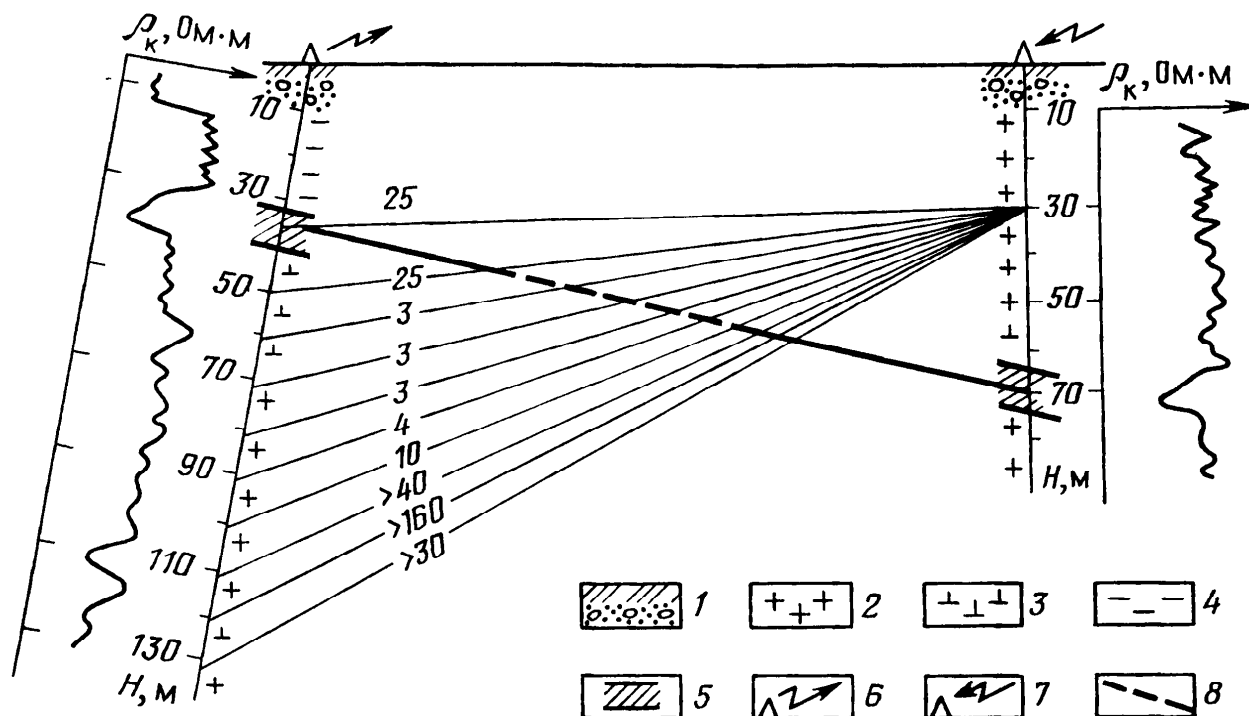


Рис. 32. Выделение пережимов в пластообразной залежи на медно-никелевом месторождении (по данным Б. Ф. Борисова и А. Д. Петровского):

1 — наносы; 2 — плагиомикроклиновые граниты; 3 — полевошпатные амфиболиты; 4 — биотитовые гнейсы; 5 — прожилково-вкрапленная руда; скважины: 6 — содержащая передатчик, 7 — содержащая приемник; 8 — пережим рудного тела; шифр кривых — коэффициент экранирования Э

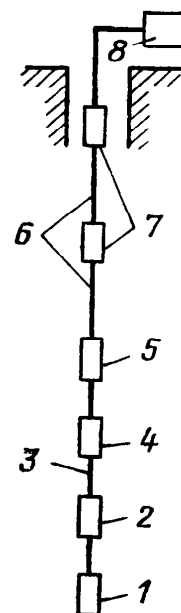


Рис. 33. Блок-схема аппаратуры СРВМ

*Теневой способ* заключается в нахождении теневых границ. Положение объекта с высокой электропроводностью определяют путем построения засечек — линий, соединяющих стоянки приемника с граничными точками тени на оси скважины, в которой помещен приемник. Засечки оконтуривают экранирующую область, определяя местоположение искомого объекта (см. рис. 30, а).

**Аппаратура СРВМ**, блок-схема которой показана на рис. 33, позволяет проводить измерения типа скважина — скважина (двухскважинный вариант), скважина — скважина (односкважинный вариант), скважина — поверхность и состоит из двух одинаковых комплектов, в каждый из которых входят передающие и приемные элементы.

Аппаратура содержит передатчик 1 с задающим генератором, выходным усилителем мощности и автономным источни-

ком питания. Передатчик питает передающую антенну 2 и соединен с остальной частью скважинной аппаратуры непроводящим (капроновым) фалом 3. Приемная антенна 4 соединена с приемником 5, содержащим входные и выходные усилители, а также преобразователь частоты. Последний необходим в связи с тем, что высокочастотный сигнал не может быть непосредственно передан на поверхность и должен быть преобразован в низкочастотный.

Информация поступает в наземную аппаратуру 8 по короткому кабелю 6, в разрывы которого включены фильтры низкой частоты 7, служащие для исключения так называемого антенного эффекта кабеля. С этой же целью передатчик соединен с остальной частью аппаратуры не кабелем, а капроновым фалом.

Суть антенного эффекта в том, что кабель представляет собой по существу антенну, принимающую электромагнитную энергию из окружающей среды и переизлучающую ее в виде вторичного электромагнитного поля. В результате структура первичного поля искажается. Наличие низкочастотных фильтров обуславливает быстрое затухание высокочастотной энергии, в связи с чем искажение первичного поля незначительно.

**Основные задачи, решаемые с помощью СРВМ**, заключаются в обнаружении рудных тел и других хорошо проводящих объектов в пространстве между двумя скважинами, отстоящими на расстоянии 20—500 м одна от другой, а в благоприятных условиях — объектов, залегающих на расстоянии 50—100 м от отдельных скважин.

С помощью СРВМ осуществляют также оконтуривание хорошо проводящих тел, определение их размеров и форм, оценку содержания рудных компонентов в пространстве, окружающем скважины.

## Глава 6

### **МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ**

Причиной образования электрических потенциалов в скважине и околоскважинном пространстве может быть естественная и вызванная электрохимическая активность. Первая лежит в основе методов потенциалов самопроизвольной поляризации, электродных потенциалов, потенциалов гальванических пар и скважинного варианта метода естественного поля, вторая — в основе метода вызванных потенциалов.



## § 1. Метод потенциалов самопроизвольной поляризации

Метод ГИС, основанный на явлениях диффузионно-адсорбционной, фильтрационной и окислительно-восстановительной активностей, называют методом потенциалов самопроизвольной поляризации (ПС).

В нефтегазовых скважинах основной интерес представляет диффузионно-адсорбционная активность, проявляющаяся при диффузии ионов электролитов из пластовых вод в ПЖ или из ПЖ в пласт (см. гл. 2, § 2). В этом случае потенциалы ПС в скважине против пластов большой мощности можно рассчитать по формулам (2.12а) и (2.12б):

$$U_{\text{ПС}} = E_{\text{да}} = K_{\text{да}} \lg \frac{c_{\text{п}}}{c_{\text{с}}} = (K_{\text{д}} + A_{\text{да}}) \lg \frac{c_{\text{п}}}{c_{\text{с}}},$$

где  $c_{\text{п}}$  и  $c_{\text{с}}$  — концентрации солей в пластовой и скважинной жидкости. Величина коэффициента диффузионной ЭДС  $K_{\text{д}}$  обусловлена температурой и типом электролита. Для соли NaCl при 18 °C  $K_{\text{д}} = -11,6$ . Величина  $A_{\text{да}}$  обусловлена температурой, типом электролита, степенью дисперсности породы, коэффициентом водонасыщенности  $k_{\text{в}}$ . Зависимость  $A_{\text{да}}$  от  $K_{\text{в}}$  связана с тем, что в нефтегазонасыщенных породах, где  $k_{\text{в}} < 1$ , количество электролита и, соответственно, величина возникающих в скважине объемных зарядов меньше, чем в полностью водонасыщенных. Поэтому против нефтегазонасыщенной части пласта амплитуда  $U_{\text{ПС}}$  несколько меньше, чем против водонасыщенной (рис. 34).

Если бы в скважине проявлялась только диффузионно-адсорбционная активность, диаграмма  $U_{\text{ПС}}$  против пластов большей мощности имела бы вид, показанный на рис. 34, а. Практически картина выглядит иначе.

При работе методом ПС измеряют разность потенциалов между электродами  $M$  и  $N$ :

$$\Delta U_{MN} = (U_{\text{э}M} + U_M + U_{\tau M}) - (U_{\text{э}N} + U_N + U_{\tau N}),$$

где  $U_{\text{э}M}$  и  $U_{\text{э}N}$  — электродные потенциалы электродов  $M$  и  $N$ ;  $U_M$  и  $U_N$  — потенциалы электродов  $M$  и  $N$ , вызванные диффузионно-адсорбционной активностью пород;  $U_{\tau M}$  и  $U_{\tau N}$  — потенциалы электродов  $M$  и  $N$ , вызванные блуждающими и теплурическими токами.

Если

$$U_{\tau M} \ll U_M, \quad U_{\tau N} \ll U_N, \quad (6.1)$$

электрод  $N$  заземляют на поверхности и, поскольку  $U_N$  и  $U_{\text{э}N}$  в этом случае неизменны, а  $U_{\text{э}M}$  — неизменен при постоянных параметрах ПЖ,

$$U_{\text{ПС}} = U_M + \text{const.}$$

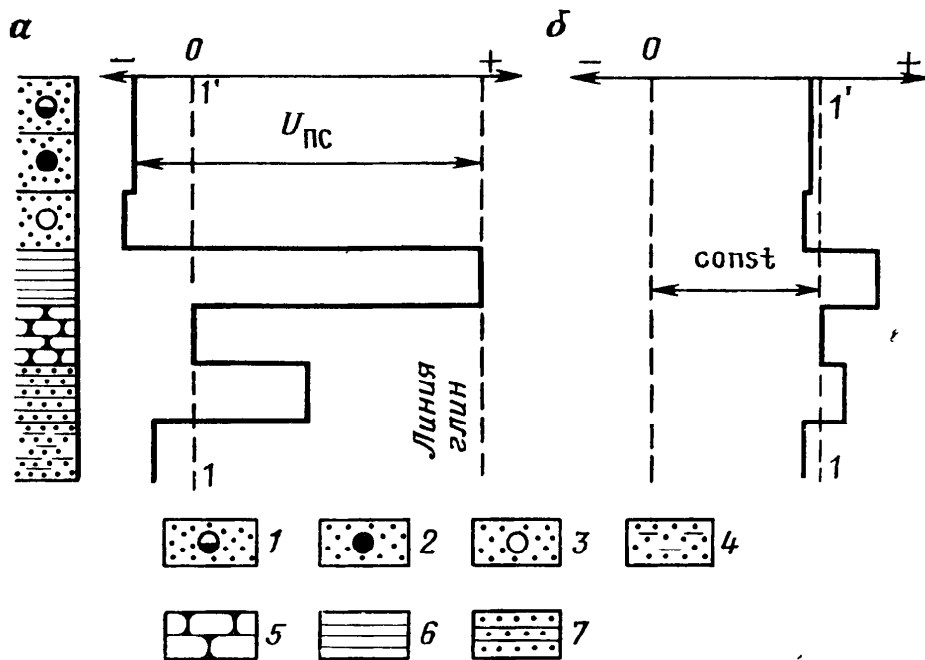


Рис. 34. Диаграммы ПС после исключения постоянной составляющей (а) и до ее исключения (б).

Песчаники: 1 — газоносный, 2 — нефтеносный, 3 — водоносный, 4 — глинистый, 5 — плотный; глины: 6 — чистая, 7 — песчанистая

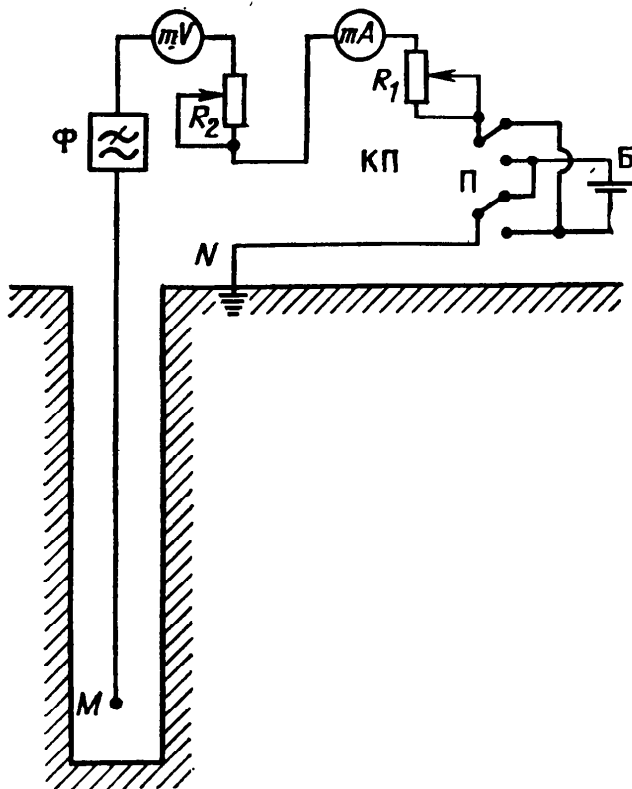


Рис. 35. Блок-схема измерительного канала ПС

Если условие (6.1) не выполняется, переходят к регистрации градиента потенциала. Электрод  $N$  в этом случае размещают в скважине вблизи  $M$  и перемещают одновременно с ним. При этом

$$U_{\tau N} - U_{\tau M} \approx 0 \quad \text{и} \quad \Delta U_{\text{ПС}} \approx \Delta U_{MN} + \text{const.}$$

Таким образом, наряду с  $U_M$  или  $\Delta U_{MN}$ , измерительный прибор регистрирует не несущую информации постоянную величину const, которая занимает значительную часть диаграммного поля и снижает разрешенность записи (см. рис. 34, б). Для

преодоления этого недостатка в измерительном канале ПС предусмотрен компенсатор поляризации КП (рис. 35), содержащий батарею Б. С ее помощью в канал вводят компенсационную разность потенциалов  $\Delta U_k$ . Меняя резистором  $R_1$  ток в контуре КП, а переключателем П — полярность тока, добиваются выполнения условия

$$\Delta U_k + \text{const} \approx 0.$$

После этого резистором  $R_2$  увеличивают чувствительность измерительного канала, добиваясь необходимой разрешенности записи. Фильтр нижних частот  $\Phi$  блокирует вход измерительного канала по переменному току. Это необходимо, так как регистрацию потенциалов ПС выполняют одновременно с другими методами, например, с методом КС, зонды которого создают в среде переменное электрическое поле.

Поскольку величина  $\text{const}$  неизвестна, неизвестно и положение линии 1'1 на рис. 34, а. Поэтому амплитуду  $U_{\text{ПС}}$  отсчитывают от условного нуля, в качестве которого принимают крайне правое отклонение диаграммы — *линию глин*. Таким образом, в чистых коллоидных глинах амплитуда ПС равна нулю. В чистых проницаемых разностях она максимальна.

Диаграммы ПС, показанные на рис. 34, называют *статическими*. По существу они отражают изменение ЭДС против пластов, слагающих разрез скважины, в связи с чем для них  $U_{\text{ПС}} = E_{\text{да}}$ .

**Фактические диаграммы ПС** отличаются от статических. Для уяснения этого явления, рассмотрим простую электротехническую схему (рис. 36). Объемные электрические заряды, возникающие в скважине, здесь заменены сосредоточенными источниками ЭДС  $B_1$  и  $B_2$ . Внешние по отношению к скважине обкладки источников совпадают со знаками соответствующих ЭДС. Доннановскую ЭДС, приводящую к возникновению объемного положительного заряда на границе пластов (см. гл. 2, § 2), для простоты не рассматриваем. Резисторы  $R_{\text{п}}$ ,  $R_{\text{с}}$ ,  $R_{\text{вм}}$  имитируют сопротивления пласта, ПЖ, вмещающих пород соответственно. Считаем, что потенциалы ПС измеряют в точках  $a-j$ .

Если переключатель П разомкнут, ток не протекает, потенциалы в точках  $a-j$  совпадают со значениями соответствующих ЭДС, т. е. с потенциалами внешних обкладок. Фактическая диаграмма совпадает со статической (кривая 1), т. е.  $E_{\text{да}} = U_{\text{ПС}}$ .

Если переключатель П замкнут, в цепи возникают токи  $I_n$  ( $n=1, \infty$ ) и потенциалы в точках  $a-j$  оказываются отличными от соответствующих ЭДС на величину падения напряжения на резисторах  $R_{\text{п}}$  или  $R_{\text{вм}}$ . Так, для случая  $R_{\text{п}} = R_{\text{вм}} = R_{\text{с}}$ , потенциал в точке  $b$  отличается от потенциала статической диаграммы на величину  $\Delta V_2 = I_2 R_{\text{п}}$ , потенциал в точке  $c$  — на величину  $\Delta V_1 =$

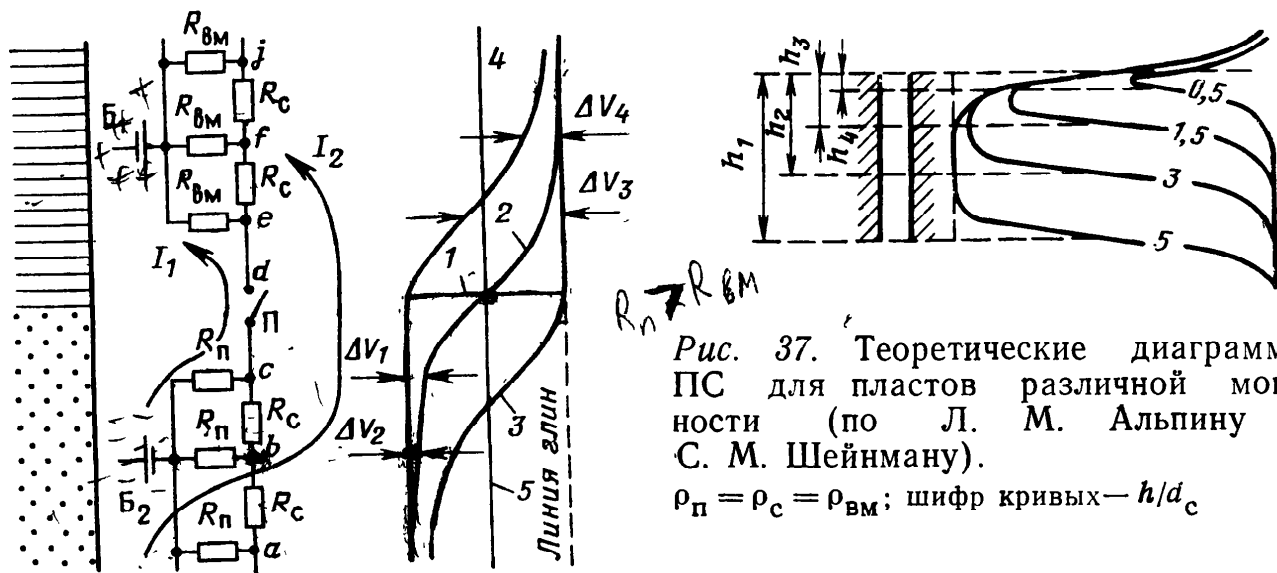


Рис. 37. Теоретические диаграммы ПС для пластов различной мощности (по Л. М. Альпину и С. М. Шейнману).  
 $\rho_{П} = \rho_{С} = \rho_{ВМ}$ ; шифр кривых —  $h/d_c$

Рис. 36. Электротехническая схема, поясняющая вид фактических диаграмм ПС

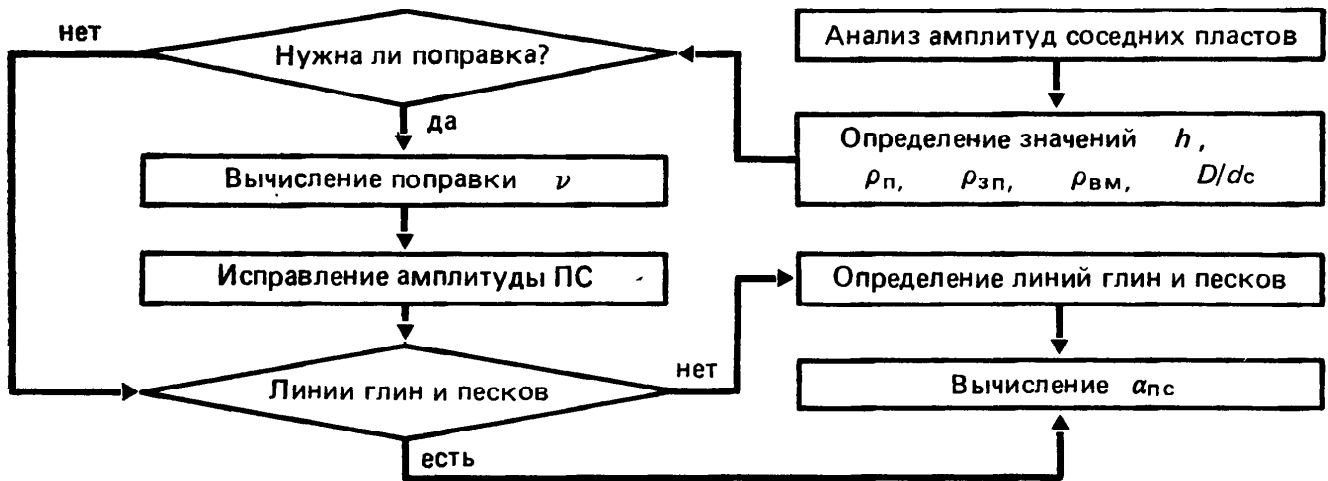


Рис. 38. Блок-схема алгоритма определения  $\alpha_{ПС}$  с помощью ЭВМ (система АСОИГИС/ДОС ЕС)

$= I_1 R_{П}$  и т. д. Поскольку суммарное сопротивление в цепи тока  $I_1$  меньше, чем в цепи тока  $I_2$ , а вызывающие токи ЭДС равны,  $I_1 > I_2$  и  $\Delta V_1 > \Delta V_2$ . Чем дальше от границы, тем меньше токи. В пределе они стремятся к нулю, а фактическая диаграмма — к статической. Нетрудно видеть, что при  $R_{П} = R_{ВМ}$  фактическая диаграмма 2 пересечет статическую на середине амплитуды.

Ситуацию  $R_{П} > R_{ВМ}$  рассмотрим для предельного случая  $R_{ВМ} = 0$ . Потенциалы в точках  $e-j$  и потенциал внешней обкладки  $B_1$  при этом равны. Фактическая диаграмма 3 в точках  $d-j$  совпадает со статической, а в точках  $a-c$  существенно от нее отличается, так как при  $R_{ВМ} = 0$  растут токи  $I_n$ , а с ними соответствующие разности потенциалов  $\Delta V_1, \Delta V_2$  и т. д.

Ситуацию  $R_{П} < R_{ВМ}$  рассмотрим для предельного случая  $R_{П} = 0$ . Рассуждая аналогичным образом, можно объяснить конфигурацию линии 4.

Наконец, при  $R_{п} = R_{вм}$  и  $R_{с} \rightarrow 0$  потенциалы в точках  $a-j$  совпадают и равны полусумме ЭДС источников  $B_1, B_2$ . Соответствующая диаграмма представляет собой прямую линию (5).

Анализ полученных результатов позволяет сделать ряд важных выводов: отличие фактических диаграмм от статических связано с протеканием тока в скважине; все факторы, приводящие к снижению  $R_{с}$  и, соответственно, увеличению тока — снижение  $\rho_{с}$ , увеличение диаметра скважины  $d_{с}$ , или понижающей зоны проникновения  $D$  — приводят к увеличению этого отличия, и если  $\rho_{с} \rightarrow 0$ , метод неэффективен; при  $\rho_{п} = \rho_{вм}$  граница пласта соответствует точке  $U_{пс}/2$  (2), при  $\rho_{п} < \rho_{вм}$  — концу крутого подъема (3), а при  $\rho_{п} > \rho_{вм}$  — началу крутого подъема диаграммы (4). В пластах большой мощности на удалении от границ  $E_{да} = U_{пс}$ .

**Диаграммы ПС в пластах ограниченной мощности** искажаются, что проявляется в снижении  $U_{пс}$  относительно  $E_{да}$ . Все факторы, усугубляющие отклонение фактических диаграмм от статических, увеличивают искажение. Они особенно велики при низком удельном сопротивлении  $\rho_{с}$ , а также в пластах с  $\rho_{п} > \rho_{вм}$ .

Теоретические диаграммы ПС для пластов разной мощности  $h_i$  при  $\rho_{п} = \rho_{вм} = \rho_{с}$  (рис. 37) симметричны относительно середины пласта, поэтому существенные значения снимают в середине аномалии. При  $h/d_{с} < 5$  всюду в пласте  $U_{пс} < E_{да}$ .

**Обработка диаграмм ПС** предполагает приведение их амплитуд к условиям бесконечной мощности, т. е. к значению  $E_{да}$  против рассматриваемого пласта. Для этого используют формулу  $E_{да} = U_{пс}/v$ , где  $v$  — поправочный коэффициент. Из сказанного следует, что  $v = f(h, \rho_{п}, \rho_{вм}, \rho_{п}, \rho_{с}, d_{с}, D)$ . Очевидно, что  $v \leq 1$ . При  $h > 5d_{с}$  поправка обычно не требуется ( $v = 1$ ).

Для снижения влияния мешающих факторов, в частности различий в минерализации ПЖ, часто используют двойной разностный параметр

$$\alpha_{пс} = \frac{E_{да} - E_{\min}}{E_{\max} - E_{\min}},$$

где  $E_{\min}$  и  $E_{\max}$  — ЭДС в чистых глинах и чистых песчаниках соответственно (линии глин и песков).

Блок-схема алгоритма определения  $\alpha_{пс}$  с помощью ЭВМ приведена на рис. 38.

**Задачи, решаемые методом ПС**, весьма многообразны. Он позволяет осуществить литологическое расчленение разреза по степени глинистости отложений, выделить нефтегазовые коллекторы и водоносные горизонты, а также глинистые пласты их покрывающие и подстилающие, оценить степень глинистости коллекторов.

Для терригенных пород изменение пористости часто связано

с глинистостью. Соответствующую корреляционную зависимость используют для определения  $k_{п}$ . Для таких пород во многих случаях высоким коэффициентом корреляции отличается и связь между  $\alpha_{пс}$  и коэффициентом проницаемости, что также применяют на практике.

Зависимость диффузионно-адсорбционной ЭДС от минерализации пластовых вод используют для определения минерализации. Существует метод двух растворов, в соответствии с которым измерения в скважине проводят при ПЖ разной минерализации. В результате получают систему:

$$E_1 = K_{да} \lg (c_{п}/c_1); \quad E_2 = K_{да} \lg (c_{п}/c_2),$$

где  $K_{да}$  и  $c_{п}$  — неизвестные. Ее решение позволяет определить  $c_{п}$ . Существуют также эмпирические соотношения, позволяющие оценить минерализацию пластовых вод.

Фильтрация промывочной жидкости через глинистую корку вызывает появление потенциалов фильтрации, которые зависят в первую очередь от перепада давления и сопротивления жидкости (см. гл. 2, § 2). В связи с малой проницаемостью корки, потенциалы эти малы и практического значения не имеют. Вместе с тем, при решении гидрогеологических задач явление фильтрационной активности используют для выделения водонапорных горизонтов: доливая воду в скважину, увеличивают гидростатическое давление; сравнивая диаграммы ПС, зарегистрированные до и после долива, выделяют водонапорные горизонты по появлению отрицательных аномалий.

Знак и величина потенциалов ПС в угольных скважинах обусловлены типом углей (рис. 39). В бурых и каменных углях, характеризующихся ионной проводимостью, потенциалы ПС как правило отрицательны и обусловлены, в основном, диффузионно-адсорбционной активностью. Для полуантрацитов и тощих углей, приближающихся по своим свойствам к антрацитам, характерен переход от отрицательных значений ПС к положительным, что связано со сменой ионной проводимости на электронную. Антрацитам свойственны значительные положительные потенциалы.

Задачи, решаемые методом ПС на месторождениях угольных полезных ископаемых, — расчленение и корреляция разрезов, выделение пластов углей, изучение гидрогеологической обстановки.

На рудных месторождениях метод ПС применяют для выделения сульфидных, магнетитовых и других руд, отличающихся повышенной окислительно-восстановительной активностью (см. гл. 30, § 2).

При работе в угольных и рудных скважинах измерительные электроды защищают бандажами от непосредственного кон-

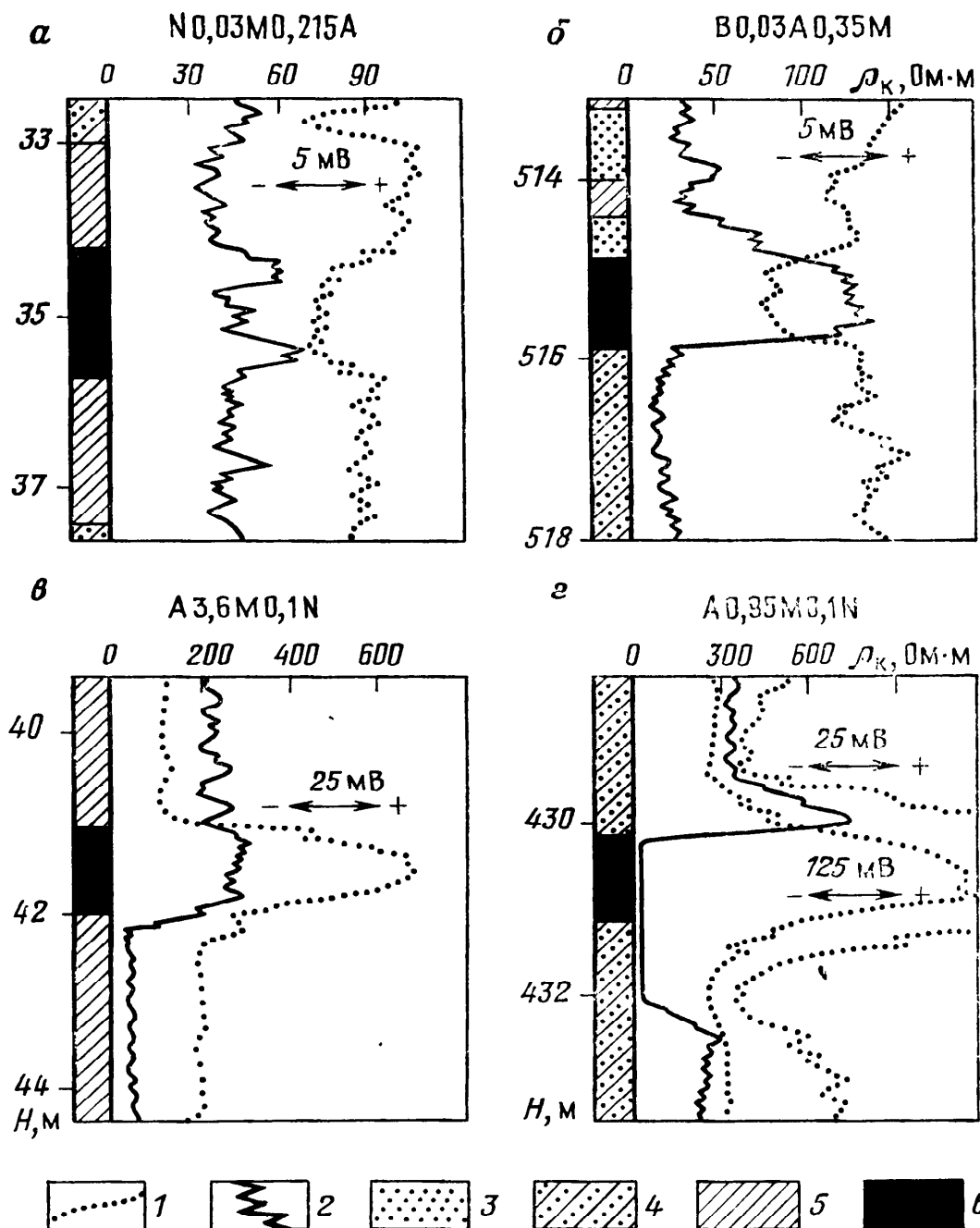


Рис. 39. Диаграммы ПС (1) и  $\rho_k$  (2) для углей (по В. В. Гречухину):  
 а, б — бурых соответственно низкого и высокого удельных сопротивлений, в — тощих,  
 г — антрацитов: породы: 3 — песчаник, 4 — алевролит, 5 — аргиллит, 6 — угли

такта со стенками скважины. В противном случае диаграммы  $U_{\text{ПС}}$  и  $\Delta U_{\text{ПС}}$  могут быть искажены потенциалами, возникающими на контакте электродов с рудными и угольными прослоями.

## § 2. Методы электродных потенциалов и потенциалов гальванических пар

Для исследования скважин, пробуренных с целью поисков углей, руд, графита, применяют метод электродных потенциалов и метод потенциалов гальванических пар.

**Метод электродных потенциалов (МЭП)** основан на измерении разности потенциалов  $\Delta U_{\text{ЭП}}$  измерительного электрода и

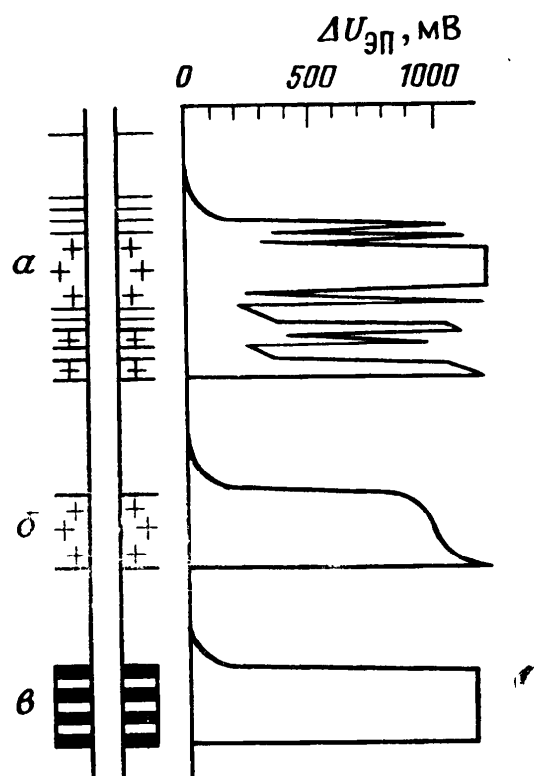


Рис. 40. Кривые  $\Delta U_{ЭП}$  для пластов глин с прослоями пирита (а), пластов пирита (б) и графита (в) [20]

горных пород с электронной проводимостью.

В гл. 2, § 2 показано, что на контакте электронно-проводящих пород с водными растворами электролитов возникают потенциалы окислительно - восстановительного типа. Для сульфидов, графита, антрацита, магнетита они достигают значительной величины, в связи с чем среди вмещающих пород с ионной проводимостью эти породы выделяются резкими аномалиями.

Для получения  $\Delta U_{ЭП}$  значительной величины, измерительные электроды изготавливают из металла с большим отрицательным значением нормального электродного потенциала  $E_0$ . Таким металлом является цинк, для которого  $E_0 = -0,76$  мВ. Цинк отличает также быстрое формирование электродного потенциала, его независимость от ионного

состава электролита и стабильность во времени.

Электродные потенциалы измеряют с помощью зонда, содержащего штрих-электрод  $M$ , скользящий по стенке скважины, и электрод сравнения  $N$ . Электрод  $M$  изготавливают в виде щетки с рабочей поверхностью около  $30$  см<sup>2</sup>. Электрод сравнения центрируют для исключения контакта со стенками скважины.

Поскольку электроды  $M$  и  $N$  сделаны из одного металла, в интервалах залегания ионно-проводящих пород  $\Delta U_{ЭП} \approx 0$ . Если электрод  $M$  касается пород с электронной проводимостью,  $\Delta U_{ЭП}$  возрастает до нескольких сотен милливольт. Контактный способ обеспечивает высокую разрешенность записи по вертикали (рис. 40).

Электродные потенциалы стабильны во времени, поэтому если зонд МЭП неподвижен, они практически не меняются.

**Метод потенциалов гальванических пар (МПГП) основан на обнаружении полей, возникающих в начальный момент при нанесении штрих-электродом слоя цинка на поверхность рудного тела.**

Цинк, контактирующий в растворе электролита с рудным телом, играет роль восстановителя, т. е. отдает электроны и окисляется в соответствии с реакцией  $Zn - 2e = Zn^{2+}$ . Рудное тело играет роль окислителя, т. е. принимает электроны и заряжается отрицательно. В результате возникает гальванический элемент, вызывающий протекание электрического тока.



Носители тока в растворе — анионы и катионы электролита. Анионы постепенно восстанавливают цинк, теряя электроны, а катионы восстанавливаются сами, отбирая электроны с поверхности рудного тела. В результате через короткий промежуток времени гальванический элемент прекращает свое существование. Например, потенциал пары пирит — цинк через одну минуту после нанесения черты достигает сотен милливольт, а по истечении девяти минут падает до нуля. Естественно, гальванические пары возникают и при реализации метода МЭП. Именно их влиянием обусловлен спад кривых на диаграммах метода МЭП против пласта пирита на участке б (см. рис. 40).

Величина потенциала  $U_{гп}$ , созданного гальванической парой, зависит от соотношения твердости рудных тел и цинкового штрих-электрода: чем тверже рудное тело, тем толще слой цинка, значительнее  $U_{гп}$  и продолжительнее его существование. Поле, возникающее в скважине при нанесении на поверхность рудного тела металлической черты, подобно полю объемного заряда, образующегося в результате диффузионно-адсорбционной активности, и отличается от него тем, что уменьшается во времени. Поэтому техника регистрации и вид диаграмм  $U_{гп}$  при быстром перемещении зонда примерно такие же, как и в методе ПС. Обычно зонды МЭП и МПГП совмещают.

В настоящее время МЭП и МПГП применяют для выявления в разрезах скважин руд, углей, графита и некоторых других полезных ископаемых.

### § 3. Метод вызванных потенциалов

Метод ГИС, основанный на изучении вторичного электрического поля, возникающего в горных породах под действием первичного (поляризирующего) поля, называют методом вызванных потенциалов (ВП). Основные источники возникновения поля ВП — объемная и электролитическая поляризации (см. гл. 2, § 3). Первая характерна для пород с повышенной глинистостью, а также с порами трещинного и межкристаллического типа, вторая — для пород, содержащих электронно-проводящие включения, в первую очередь сульфидные и железные руды. В этой связи метод ВП применяют для решения двух групп задач: первая — нефтегазового и гидрогеологического характера, вторая — связана с изучением рудных месторождений.

На практике поляризацию создают относительно длинными импульсами постоянного тока, в промежутках между которыми измеряют спадающую во времени вызванную разность потенциалов  $\Delta U_{ВП}$ . Отношение зарегистрированной разности потенциалов  $\Delta U_{ВП}$  к питающему напряжению  $\Delta U$  называют кажущейся

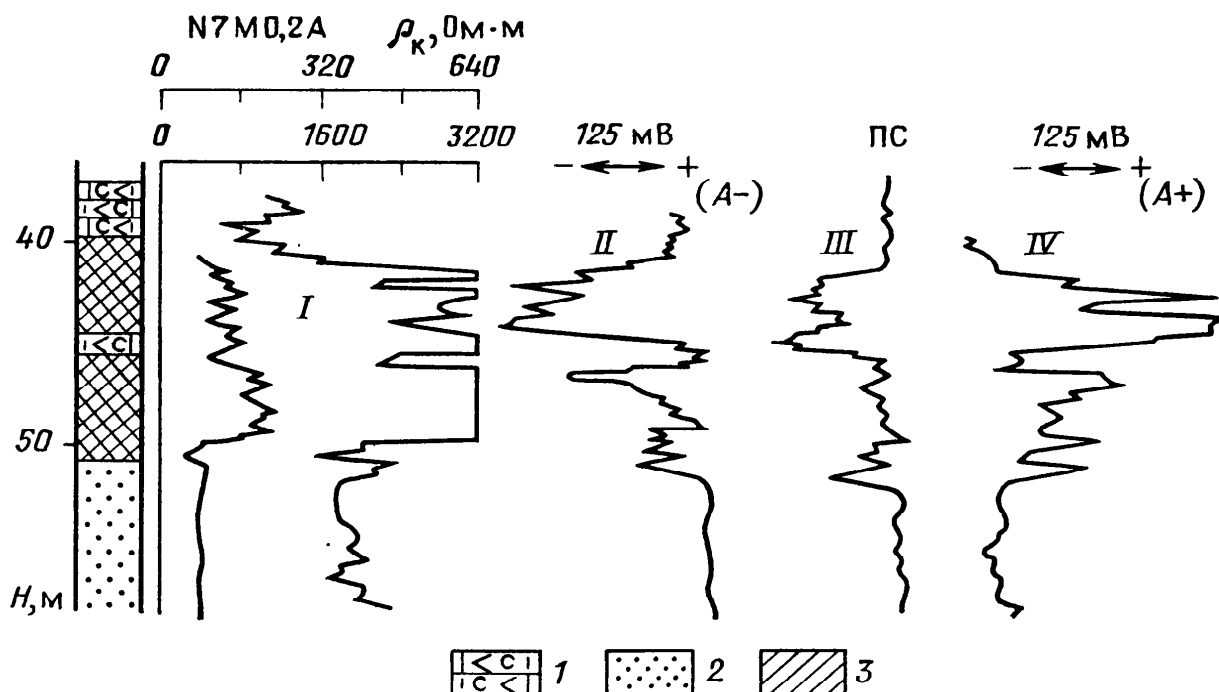


Рис. 41. Выделение зоны оруденения по данным комплекса КС+ПС+ВП (по М. И. Плюснину и А. Ф. Постельникову).

Диаграммы: I — КС, II, IV — ВП при разной полярности тока, III — ПС; породы: 1 — известняк брекчиевидный, 2 — песчаник; 3 — полуокисленная свинцово-цинковая руда

щейся поляризуемостью (или кажущейся вызванной электрической активностью) среды

$$\eta_k = \Delta U_{ВП} / \Delta U.$$

Питающее напряжение  $\Delta U$  определяют как разность напряжений в конце зарядки и до включения тока. Величину  $\Delta U_{ВП}$  измеряют после выключения тока поляризации в различные, строго определенные моменты времени.

Закон изменения  $\Delta U_{ВП}$  во времени окончательно не установлен. Известны следующие эмпирические зависимости:

$$\Delta U_{ВП}(t) = \Delta U_{ВП} \exp(-\lambda_c t); \quad \Delta U_{ВП}(t) = \Delta U_{ВП} / (1 + \mu_c t),$$

где  $\lambda_c$  и  $\mu_c$  — постоянные спада.

Надежные количественные соотношения, связывающие величину поляризуемости с глинистостью или степенью трещиноватости, пока неизвестны. Объемное содержание вкрапленных руд оценивают по эмпирической формуле

$$\xi = \eta_k / \beta (1 - \eta_k),$$

где  $\beta$  — коэффициент, зависящий от формы электронно-проводящих включений и режима измерений.

В зависимости от расположения питающих и приемных электродов выделяют три модификации метода ВП: скважина — поверхность, поверхность — скважина, скважина — скважина. Первое слово указывает на положение основного питающего

электрода, второе — на положение приемных электродов (если измеряют градиент  $U_{ВП}$ ), или одного электрода (если измеряют  $U_{ВП}$ ). При системе скважина — скважина электроды могут располагаться как в одной скважине (каротаж ВП), так и в двух, близко расположенных. Система регистрации во всех случаях поточечная.

Задачей каротажа по методу ВП может быть оконтуривание залежей сульфидных руд и определение объемного содержания электронно-проводящих включений. Пример выделения свинцово-цинковых руд показан на рис. 41. Аномалия наблюдается только в зоне оруденения. Диаграмма ВП отличается в данном случае лучшей дифференцированностью, чем диаграмма ПС.

## Глава 7

### **ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ И ТЕХНИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТОДОВ КАРОТАЖА**

Общность законов, на которых базируются электрические и электромагнитные методы каротажа, а также сходство решаемых ими задач, обуславливают общность их методического и технического обеспечения. В первую очередь это касается способов геофизической интерпретации результатов БК, ИК и метода КС с помощью ЭВМ, а также основных принципов построения аппаратуры.

#### **§ 1. Основы геофизической интерпретации результатов БК, ИК и метода КС с помощью ЭВМ**

Применение ЭВМ ускоряет процесс интерпретации и повышает точность получаемых результатов за счет лучшей аппроксимации поля, применения эффективных методов обработки, учета большего числа влияющих факторов. В частности, в процесс одновременной интерпретации вовлекается значительное число пластов (см. гл. 3, § 3), что позволяет получить удовлетворительные результаты в разрезах, отличающихся большой вертикальной неоднородностью.

Методика определения УЭС неизменной породы и зоны проникновения с помощью ЭВМ, как и при ручной интерпретации, сводится к сравнению измеренных значений кажущихся УЭС с их теоретическими значениями, полученными путем многократного решения прямой задачи метода КС, БК или ИК. Поэтому эффективность решения обратной задачи с помощью ЭВМ во многом определяется эффективностью алгоритма решения прямой задачи.

Результаты измерений в интервале, содержащем  $K$  пластов, вводятся в ЭВМ в виде двумерных массивов  $U_i(L_n)^*$ ,  $i=1, K$ , полученных с помощью  $N$  различных зондов с параметрами  $L_n$ ,  $n=1, N$ . Параметр  $L_n$  характеризует глубинность исследований данным зондом. В методе КС  $L_n$  — длина зонда; в методе БК глубинность зависит от степени фокусировки, числа электродов и расстояния между ними; в методе ИК — от длины зонда, числа и местоположения фокусирующих катушек, а также от частоты питающего тока. В ряде случаев, например, при трех-электродном БК,  $N=1$ .

Если решение обратной задачи единственно, а погрешность измерений равна нулю, существует одна модель среды

$$P_i = (\rho_{п i}, \rho_{зп i}, r_{зп i}), \quad i = 1, K,$$

для которой

$$\Omega(P) = \sum_{i=1}^K \|U_i - BP_i\|^2 = 0,$$

где  $\Omega(P)$  — функционал невязки, характеризующий расстояние между множествами  $U_i$  и  $BP_i$ ;  $B$  — оператор решения прямой задачи соответствующего метода — КС, БК или ИК.

В свою очередь

$$\|U_i - BP_i\| = \left( \sum_{n=1}^N (U_{ni} - BP_{in})^2 \right)^{1/2},$$

где  $BP_{in}$  — результат решения прямой задачи для  $i$ -го пласта и зонда  $L_n$ .

На практике результаты измерений всегда содержат погрешности, в связи с чем функционал невязки в общем случае не равен нулю. Поэтому в качестве решения обратной задачи выбирают такую модель  $P_i$ , для которой он принимает минимальное значение:

$$\sum_{i=1}^K \sum_{n=1}^N (\tilde{U}_{ni} - BP_{in})^2 = \min \Omega(P), \quad (7.1)$$

где  $\tilde{U}_{ni}$  — результат измерения зондом  $L_n$ , содержащий погрешность. Такую модель называют *квазирешением задачи*.

Если для интервала, содержащего  $K$  пластов, каждый из которых характеризуется тремя параметрами, искать  $P_{i \min}$  путем прямого перебора всех возможных значений параметров, придется оценить  $m^{3K}$  вариантов, где  $m$  — число возможных значений каждого параметра. Так, если  $m=10$ , а  $K=5$ , количество

\* В дальнейшем для краткости вместо  $U_i(L_n)$  будем писать  $U$ .

вариантов достигнет  $10^{15}$ , что превосходит возможности современных ЭВМ. Поэтому на практике реализуют итерационный метод решения обратной задачи (В. Л. Друскин, 1984 г.), при котором в процессе каждой  $j$ -й итерации находят минимум функционала

$$\Omega_j(P) = \sum_{i=1}^K \Omega_{ij}(P).$$

Здесь

$$\Omega_{ij}(P) = \left\| \tilde{U}_i - (BP_{i,j-1} - B_\infty P_{i,j-1}) - B_\infty P_{i,j} \right\|, \quad (7.2)$$

где  $BP_{i,j-1}$  — результат решения прямой задачи для  $j$ -го пласта на  $(j-1)$ -м шаге итерации,  $B_\infty P_{i,j-1}$  и  $B_\infty P_{i,j}$  — результаты решения прямой задачи для пластов с параметрами  $\rho_{pi,j-1}$ ,  $\rho_{zpi,j-1}$ ,  $r_{zpi,j-1}$  и  $\rho_{pi,j}$ ,  $\rho_{zpi,j}$ ,  $r_{zpi,j}$ , соответствующими  $(j-1)$ - и  $j$ -му шагам итерации, и имеющими бесконечную мощность.

Величины  $B_\infty P_{i,j-1}$  и  $B_\infty P_{i,j}$  зависят только от параметров  $i$ -го пласта на  $(j-1)$ - и  $j$ -ом шагах итерации, а величина  $BP_{i,j-1}$  — от параметров модели в целом только на шаге  $(j-1)$ . Поэтому минимизация функционала  $\Omega_j(P)$  распадается на  $K$  независимых минимизаций функционала  $\Omega_{i,j}$ . По существу процедура минимизации функционала  $\Omega_{i,j}$  аналогична определению  $\rho_{pi}$ ,  $\rho_{zpi}$ ,  $r_{zpi}$  с помощью трехслойных палеток БКЗ для пластов бесконечной мощности по фактическим графикам БКЗ, в которые внесены поправки  $BP_{i,j-1} - B_\infty P_{i,j-1}$  за влияние вмещающих пород. Итерационный процесс останавливается после того, как невязка на протяжении нескольких шагов практически перестает уменьшаться. При  $M$  шагах итерации число оцениваемых вариантов составляет  $KM^3$ , что много меньше, чем при прямом подборе. Блок-схема программы, реализующей описанный алгоритм, приведена на рис. 42.

Из теории решения обратных задач разведочной геофизики известно, что они неустойчивы. Это проявляется в том, что при реальных погрешностях измерений критерий (7.1) недостаточен для отбора квазирешения, так как при таких условиях появляется множество удовлетворяющих ему моделей, не являющихся, однако, решением задачи. Во многих случаях устойчивость теряется при чрезмерном расширении множества рассматриваемых моделей.

Для обеспечения устойчивости используют априорную качественную и количественную информацию, позволяющую сузить множество исходных моделей. Если, например, известны УЭС промысловой жидкости  $\rho_c$  и вероятные границы изменения  $\rho_{zp}$ , удается резко сузить множество рассматриваемых моделей, что не только сокращает время счета, но, главное, делает задачу устойчивой.

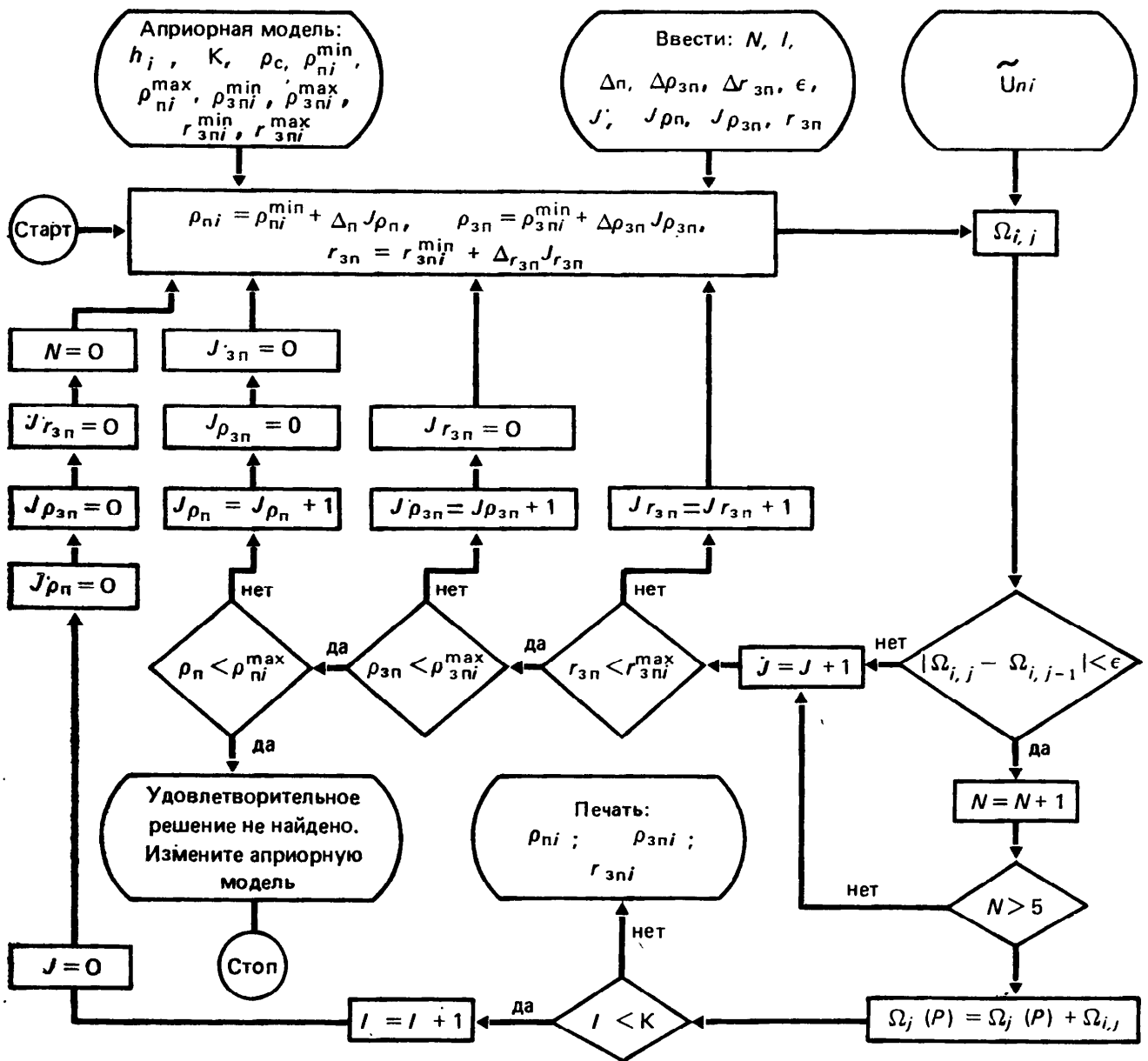


Рис. 42. Блок-схема программы решения обратной задачи БКЗ методом подбора:

$K$  — число пластов;  $l$  — номер пласта;  $J, J_{\rho_n}, J_{\rho_{zn}}, J_{r_{zn}}$  — шаги итераций,  $\Delta_n, \Delta_{\rho_{zn}}, \Delta_{r_{zn}}$  — шаги дискретизации;  $\rho_{ni}, \rho_{zni}, r_{zni}$  — параметры  $i$ -го пласта

Вероятные значения  $\rho_{zn}$  могут быть оценены с помощью бокового микрокаротажа или малых зондов КС. Отметим, что параметры зоны проникновения оказывают существенное влияние на показания большинства методов каротажа, в связи с чем оценка их вероятных значений играет большую роль.

Важным источником априорной информации является керн, который может рассматриваться как приближенная модель зоны проникновения, дающая представление о пределах изменения ее параметров. Поскольку керн отбирают в опорных, параметрических, поисковых и разведочных скважинах, т. е. на всех этапах построения петрофизических зависимостей, когда точность определения характеристик среды имеет особое значение, такой подход весьма эффективен.

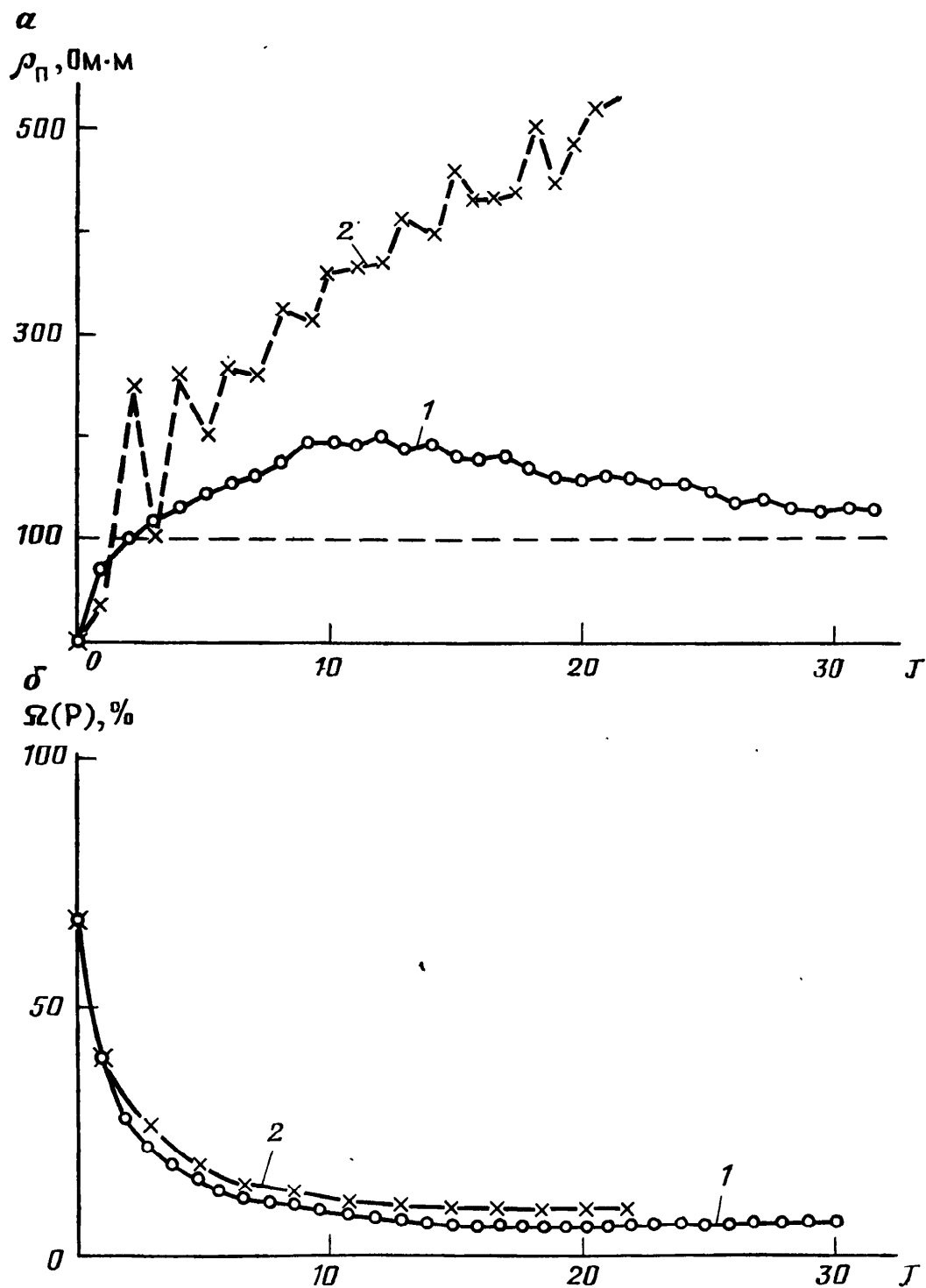


Рис. 43. Изменения расчетного значения  $\rho_{п}$  (а) и функционала невязки (б) при решении обратной задачи электрического каротажа методом подбора: 1, 2 — кривые соответственно при наличии и отсутствии априорной информации

В качестве примера на рис. 43 приведены результаты определения параметров пласта, имеющего удельное сопротивление  $100 \text{ Ом} \cdot \text{м}$  при отсутствии априорной информации (принято  $10 \text{ Ом} \cdot \text{м} \leq \rho_{зп} \leq 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ), и при наличии информации, полученной по керну ( $7,94 \text{ Ом} \cdot \text{м} \leq \rho_{зп} \leq 11,22 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ). Видно, что в первом случае решение неустойчиво (имеет место пятикратное завышение истинного значения  $\rho_{п}$ ), а во втором — погрешность не превышает 20 %. В то же время значения функционала невязки в обоих случаях практически одинаковы.

В заключение отметим, что применение ЭВМ открывает большие возможности для комплексной интерпретации результатов электрического и электромагнитного каротажа, а также других методов ГИС (подробнее см. гл. 29, 31).

## § 2. Основные принципы построения аппаратуры электрического и электромагнитного каротажа

В общем случае аппаратура электрического и электромагнитного каротажа состоит из зонда соответствующего метода, скважинного снаряда и наземного пульта, предназначенного для работы в составе каротажной лаборатории.

Скважинный снаряд и наземный пульт содержат электронные схемы, обеспечивающие питание источников электрического или электромагнитного поля, измерение и передачу сигналов, а также преобразование их к виду, удобному для регистрации [7].

Аппаратура метода КС основана на применении зонда, содержащего 10—13 электродов, взаимное расположение которых позволяет составлять пять-семь градиент- или потенциал-зондов для реализации методики БКЗ. В качестве материала для электродов обычно используют сталь, имеющую малое контактное сопротивление. Для измерения потенциалов ПС зонд содержит свинцовые электроды, обладающие небольшими и относительно стабильными электродными потенциалами.

Для передачи информации на поверхность по ограниченному числу жил кабеля от нескольких зондов одновременно применяют ту или иную помехоустойчивую систему передачи с соответствующим способом разделения (уплотнения) каналов.

В качестве примера на рис. 44 показана блок-схема аппаратуры КСП-2, предназначенной для работы с одножильным каротажным кабелем в металлической оплетке и основанной на унифицированной схеме частотной модуляции.

Токовые электроды аппаратуры КСП-2 питают квазипостоянным (300 Гц) током от расположенного на поверхности генератора 1, а электронные схемы скважинного прибора — от скважинного блока питания 2. Напряжение  $\Delta U$  с измерительных электродов, задействованных в данном цикле измерений (например с электродов  $M_1N_1$ ,  $M_2N_2$  или  $M_3N_3$ ), поступает на частотные модуляторы 3.

Частотный модулятор представляет собой генератор, циклическая частота которого меняется в зависимости от входного (модулирующего) напряжения по закону

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \cos \omega_c t,$$

где  $\omega_0$  — несущая циклическая частота, генерируемая, если сигнал  $\Delta U$  на входе модулятора равен нулю;  $\Delta\omega$  — приращение



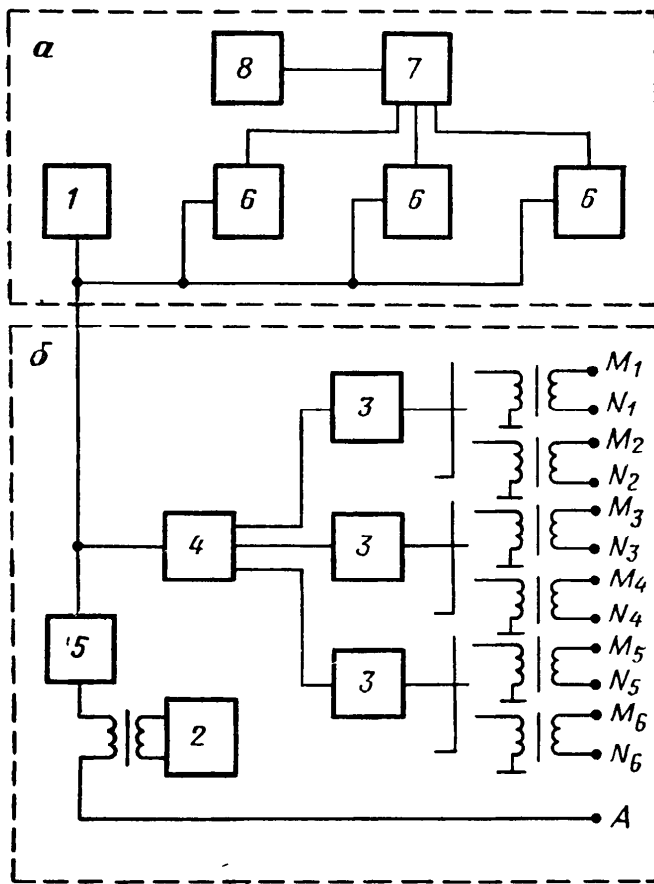
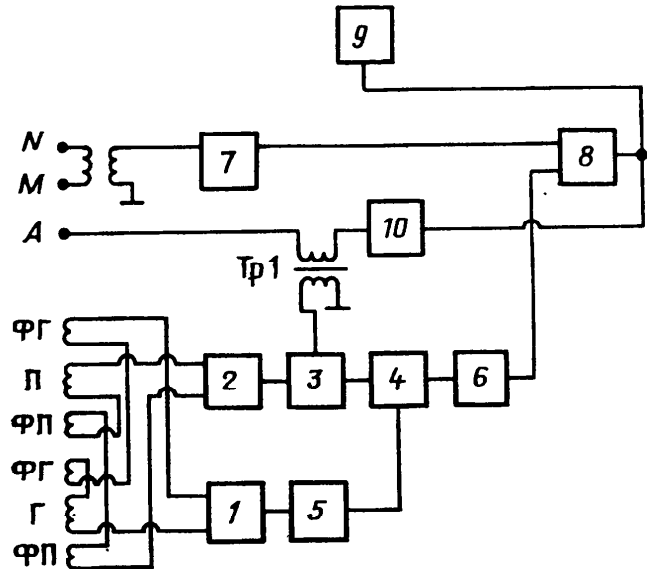


Рис. 44. Блок-схема наземного пульта (а) и скважинного прибора (б) аппаратуры электрического каротажа КСП-2

Рис. 45. Блок-схема комплексной аппаратуры ЭЗМ.



(девиация) циклической частоты, пропорциональное амплитуде входного сигнала  $\Delta U$ ;  $\omega_c$  — циклическая частота сигнала.

Таким образом, информация, поступающая на поверхность, заложена в частоте сигнала, которая мало чувствительна к меняющимся параметрам линии связи и наводкам различного характера. Этим обеспечивается помехоустойчивость системы передачи.

С модуляторов сигналы поступают на смеситель 4 и далее по кабелю на поверхность. Поскольку модуляторы 3 имеют существенно разные несущие частоты — 7,8; 14 и 25,7 кГц, частоты на их выходах заключены в неперекрывающихся полосах 6,1—9,5; 11—17; 20,2—31,5 кГц, что обеспечивает возможность частотного разделения сигналов. В цепь электрода А высокочастотные выходные сигналы не попадают, так как она блокирована фильтром нижних частот 5. На поверхности, с помощью системы полосовых фильтров 6 (6,1—9,5; 11—17; 20,2—31,5 кГц) осуществляют разделение (частотную селекцию) сигналов. После соответствующей обработки в преобразователе 7 сигналы поступают на многоканальный регистратор 8.

Необходимость повышения эффективности геофизических работ потребовала создания комплексных приборов, позволяющих исследовать скважины несколькими методами одновременно. В качестве примера на рис. 45 показана блок-схема аппаратуры ЭЗМ отечественного производства, предназначенной для исследований методами КС, ИК и ПС.

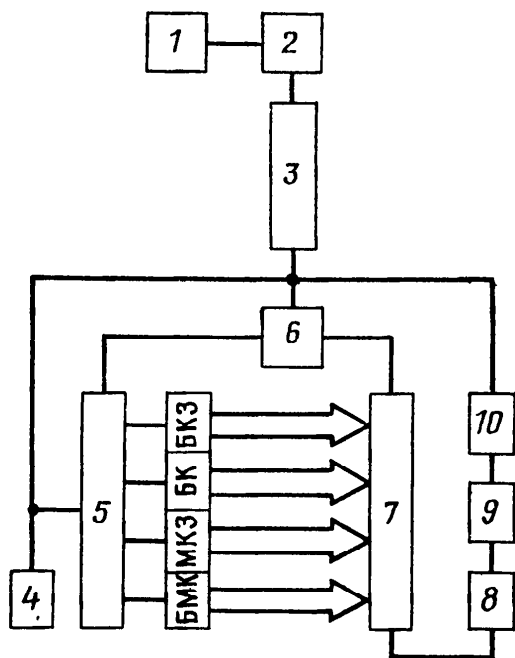


Рис. 46. Функциональная схема комплексной цифровой аппаратуры электрического кабеля (ЭК-КП)

Зонд аппаратуры ЭЗМ содержит приемную  $\Pi$  и генераторную  $\Gamma$  катушки, а также четыре фокусирующие катушки, две из которых ( $\Phi\Pi$ ) включены в цепь приемной катушки, а две ( $\Phi\Gamma$ ) — в цепь генераторной.

Генераторную катушку питает генератор 1 переменного тока частотой 20 кГц. Измерительный сигнал с приемной катушки передается на поверхность с помощью унифицированной схемы частотной модуляции. Однако подать сигнал частотой 20 кГц непосредственно на вход одного из стандартных частотных модуляторов, имеющих несущие частоты 7,8; 14 и 25,7 кГц нельзя, в связи с чем необходимо осуществить сдвиг сигнала в область низких частот, т. е. произвести

детектирование. С этой целью сигнал после усиления усилителем 2 поступает на амплитудный модулятор 3, где модулируется по амплитуде напряжением частотой 300 Гц, поступающим с трансформатора  $\text{Tr}_1$ , включенного в цепь питания электрода  $A$  зонда КС.

Модулированное колебание, в спектре которого содержится разность частот (20 000—300) Гц, попадает на вход гетеродина 4, на другой вход которого подается опорное напряжение 20 000 Гц с генератора 1 через фазовращатель 5. В результате на выходе гетеродина возникает напряжение разностной частоты 300 Гц, синфазное опорному напряжению. Фаза опорного напряжения с помощью фазовращателя 5 подбирается таким образом, чтобы напряжение разностной частоты было пропорционально активной компоненте ЭДС вторичного электромагнитного поля. Такое детектирование называют синхронным.

Продетектированный сигнал подается на частотный модулятор 6 ( $f=25,7$  кГц), а сигнал с электродов  $MN$  зонда КС — на частотный модулятор 7 ( $f=7,8$  кГц), откуда через смеситель 8 и кабель оба сигнала поступают в наземный пульт 9. Цепь электрода  $A$  блокирована по высокой частоте фильтром нижних частот 10.

При проведении измерений на трехжильном кабеле одну из жил подключают к дополнительному электроду  $M_1$  с целью записи потенциалов ПС.

Развитие микроэлектроники способствует созданию комплексной аппаратуры с кодоимпульсными (цифровыми) систе-

мами передачи, предназначенной для работы в составе компьютеризированных каротажных станций.

На рис. 46 показана функциональная схема цифровой аппаратуры ЭК-КП.

По заданной на поверхности программе в скважинной аппаратуре обеспечивается переход в режимы БКЗ, бокового каротажа семиэлектродными малым (БК<sub>м</sub>) и большим (БК<sub>б</sub>) зондами, микрозондами (МКЗ) или боковыми микрозондами (БМК) с одновременной записью потенциалов ПС, диаметра скважины и УЭС промывочной жидкости.

Аппаратура состоит из скважинного прибора и наземного информационно-управляющего комплекса (ИУК).

Ток питания частотой 400 Гц от унифицированного генератора 1 через ИУК 2 и трехжильный каротажный кабель 3 в металлической оплетке поступает на блок питания скважинного прибора 4 и коммутатор питающих электродов 5. Выбор режима измерений осуществляется по команде ИУК, подаваемой на скважинный блок управления 6 в виде 16-разрядного слова в биполярном двоичном коде. Выходы блока управления 6 соединены с управляющими входами коммутаторов 5 и 7. Первый коммутатор обеспечивает поступление тока частотой 400 Гц на питающие или питающие и экранные электроды зондов БКЗ, БК, МКЗ и БМК, второй — подсоединяет соответствующие измерительные электроды ко входу детектирующего устройства 8. В нем сигналы, имеющие частоту 400 Гц, усиливаются и выпрямляются, после чего поступают на аналого-цифровой преобразователь 9, а с его выхода — на передатчик 10. На поверхность информация поступает в последовательном двоичном коде. Сигнал канала ПС передается без преобразования по жиле кабеля, используемой для подачи в скважинный прибор питающего напряжения.

Применение кодоимпульсной системы для обмена информацией между скважинным прибором и ИУК обеспечивает необходимую помехозащищенность, возможность измерений в широком диапазоне изменения параметров, комплексность исследований и высокую производительность.

Перспективы совершенствования аппаратуры электрического и электромагнитного каротажа связаны с широким внедрением цифровой техники в практику геофизических исследований.

Методы ГИС, основанные на изучении поля упругих волн, распространяющихся в скважине, околоскважинном и межскважинном пространствах, называют сейсмоакустическими. Связь параметров поля с литологией, пористостью, характером насыщения, текстурно-структурными и механическими свойствами пород, а при определенных условиях с состоянием обсадки, создает предпосылки для применения сейсмоакустики с целью решения широкого круга задач на всех этапах горно-геологического процесса.

Сейсмоакустические методы ГИС можно разделить на две группы: акустические и сейсмические. К первой относят акустический каротаж на головных волнах и волнах Лэмба (АК) и акустический каротаж на отраженных волнах (АКОВ), ко второй — скважинную сейсморазведку (ССР) и межскважинное прозвучивание (МП). Существует также акустический каротаж в процессе бурения. Этот метод, основанный на изучении вибраций бурового инструмента, рассмотрен в гл. 25.

Разрешающая способность сейсмоакустических методов определяется расстоянием между приемниками — базой, и частотой излучаемых колебаний. Базы в АК обычно не превышают 1 м, нижняя граничная частота составляет 3—5 кГц, верхняя простирается до нескольких десятков килогерц. В АКОВ базы не превышают десятков сантиметров, частоты достигают 2 МГц. В скважинной сейсмоакустике базы колеблются от десятков до сотен метров, частоты от 5 до 500 Гц при ССР и от 500 до 10 000 Гц при МП. Таким образом, сейсмоакустический диапазон частот весьма широк. Однако даже на достаточно высоких частотах длины волн в породе существенно больше эффективных размеров микронеоднородностей — пор, микротрещин, микрокаверн, и изотропную среду вдали от границ раздела можно считать однородной (правильнее макрооднородной, но микронеоднородной [16]). Поэтому, изучая сейсмоакустические методы ГИС, рассмотрим сначала особенности распространения упругих волн в безграничных изотропных макрооднородных средах, а затем перейдем к среде, пересеченной скважиной. Краткие сведения по теории упругости даны в § 2 приложения.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН  
В БЕЗГРАНИЧНЫХ СРЕДАХ**

Упругие волны во флюидах — жидкостях и газах — распространяются вследствие того, что движение частиц среды создает чередующиеся сжатия и разрежения, которые вызывают движение в следующем слое флюида. Поскольку флюиды обладают объемной упругостью и не обладают сдвиговой, возмущения передаются вдоль направления колебаний и во флюидах существуют только продольные волны. Твердые тела обладают как объемной, так и сдвиговой упругостью, и в них наряду с продольными волнами возникают поперечные.

Из сказанного следует, что механизмы возникновения упругих и рассмотренных ранее электромагнитных волн различны. Различны, как увидим ниже, и механизмы их поглощения. Однако основные явления, свойственные волнам различной природы, описываются универсальными математическими зависимостями, в связи с чем многие понятия, введенные в ч. I учебника, сохраняются и в данном случае. К ним относятся фазовая скорость  $v$ , комплексное волновое число  $K$ , его составляющие — фазовая постоянная  $a$  и коэффициент поглощения  $b$ . Акустические характеристики изотропных сред описываются модулями перечисленных величин. Справедливы также дисперсионные соотношения, в соответствии с которыми наличие объемной частотной дисперсии скорости свидетельствует о поглощении, а наличие поглощения обуславливает объемную частотную дисперсию скорости. Кроме того, избыточное давление, создаваемое изучаемыми в сейсмоакустике волнами, малó, в связи с чем среда по отношению к ним линейна и волну произвольной формы можно представить суперпозицией гармонических волн. Поэтому, изучая особенности распространения упругих волн, будем, как и раньше, пользоваться гармоническими представлениями. Результат для волны произвольной формы можно получить, воспользовавшись преобразованиями Фурье.

**§ 1. Уравнения акустики**

Большинство горных пород — *насыщенные пористые среды* (НПС), состоящие из твердой фазы (матрицы) и флюида-поро-заполнителя. При сейсмоакустических исследованиях возмущения в среде, а соответственно и смещения частиц, малы и можно считать, что разрывов в ней не возникает. В этом смысле горная порода — сплошная многофазная среда, упругие характеристики которой определяются характеристиками матрицы и флюида, а также межфазными взаимодействиями. В тех слу-

чаях, когда объем порового пространства мал, породу можно условно считать однофазной.

Упругие волны, распространяющиеся в реальных средах, постепенно затухают за счет расхождения фронтов и поглощения энергии — диссипации. На сейсмоакустических частотах основной механизм диссипации в однофазных средах — неравновесный теплообмен между участками сжатия и растяжения, а также трение в материале. В многофазных средах диссипация существенно возрастает за счет появления теплообмена между матрицей и флюидом, межфазного трения и некоторых других факторов. В целом диссипация в однофазных породах значительно меньше, чем в НПС, и при их изучении можно воспользоваться законами распространения волн в идеально упругих средах.

Идеально упругие среды — среды без поглощения. Их волновое число имеет только действительную часть:  $K = a(\omega)$ . Фазовая скорость определяется по формуле  $v = \omega/a(\omega)$  и не зависит от частоты. Поэтому волны акустического и сейсмического диапазонов частот распространяются в идеально упругих средах с одинаковыми скоростями.

Неидеально упругие среды характеризуются поглощением, комплексным волновым числом и являются в этой связи диспергирующими: скорость и затухание в них — функции частоты.

В общем случае скорость и затухание, связанное с поглощением, зависят от свойств горных пород, в связи с чем их можно считать основными информационными параметрами упругих волн. Скорости, фазы, времена распространения волн на фиксированных базах называют *кинематическими параметрами*. Те параметры, которые связаны с энергией волн и характеризуют, в частности, их затухание, называют *динамическими*. На практике наиболее употребимым кинематическим параметром является интервальное время  $\Delta t$  — время прохождения волной пути, равного единице длины. Очевидно, что  $\Delta t = 1/v$ . Наиболее употребимый динамический параметр — отношение амплитуд волн в двух точках, расположенных на разном расстоянии от излучателя.

Скорость, затухание и частота гармонических волн в изотропных средах связаны *дисперсионным уравнением* вида  $f(\omega, K) = 0$  или системой таких уравнений. Их получают, преобразуя систему волновых уравнений, которая, в свою очередь, является результатом преобразования полной системы уравнений гидродинамики. Решение дисперсионного уравнения (или системы уравнений) позволяет определить скорость и затухание как функцию частоты.

Проиллюстрируем сказанное на простейшем примере распространения плоской волны давления в идеальной жидкости (газе). Под последней понимаем жидкость (газ), вязкость и

теплопроводность которой равны нулю, и которую поэтому можно считать идеально упругой.

При распространении волны частицы жидкости смещаются относительно положений равновесия — движутся. Известно, что любые движения жидкости описываются полной системой уравнений гидродинамики. Следовательно, упругая волна в жидкости также должна удовлетворять этим уравнениям.

Полная система уравнений гидродинамики имеет вид [16]:

$$\delta \frac{d\vec{c}}{dt} + \nabla P = \vec{F}_{\text{ст}}; \quad (8.1a)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \nabla \delta \vec{c} = 0; \quad (8.1б)$$

$$f(P, V, T) = 0, \quad (8.1в)$$

где  $\delta$  — плотность жидкости;  $\vec{c}$  — скорость ее частиц;  $\vec{F}_{\text{ст}}$  — плотность сторонних сил;  $P, V, T$  — соответственно давление, объем и температура.

Равенство (8.1a) называют *уравнением движения (уравнением Эйлера)*. Оно характеризует движение частиц под действием сил упругости и сторонних сил и, как легко убедиться, выражает второй закон Ньютона в дифференциальной форме. Равенство (8.1б) называют *уравнением неразрывности*, поскольку оно получено в предположении, что в среде нет разрывов, и изменение массы в объеме  $V$  в отсутствии сторонних источников массы равно массе, прошедшей через поверхность, ограничивающую этот объем. Равенство (8.1в), называемое *уравнением состояния*, связывает давление и температуру жидкости с ее объемом.

Уравнения, входящие в систему (8.1), нелинейны, а потому достаточно сложны. Поскольку нас интересуют только волны малых амплитуд, эти уравнения можно линеаризовать.

Из курса математической физики известно, что в общем случае

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t}.$$

Здесь первый член — локальное ускорение — характеризует изменение скорости в данном месте пространства, а последующие образуют конвективное ускорение, обусловленное смещением частиц из точки с одной скоростью в точку с другой скоростью. При сейсмоакустических исследованиях амплитуды волн, а соответственно смещения частиц, малы, в связи с чем  $dc/dt \approx \partial c/\partial t$ . По этой же причине справедливы неравенства:  $\tilde{\delta} \ll \delta_0$ ;  $|\vec{U}| \ll \Lambda$ , где  $\delta_0$  — плотность невозмущенной среды;  $\tilde{\delta}$  — приращение плотности;  $U$  — вектор смещения частиц, связан-

ный с их скоростью соотношением  $\vec{c} = \partial \vec{U} / \partial t$ ;  $\Lambda$  — длина волны.

Из сказанного следует, что  $\delta = \delta_0 + \tilde{\delta} \approx \delta_0$  и  $\partial \delta / \partial t = \partial \tilde{\delta} / \partial t$ , в связи с чем уравнения (8.1а) и (8.1б) в линеаризованном виде можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} + \frac{1}{\delta_0} \nabla P = \frac{1}{\delta_0} \vec{F}_{\text{ст}}; \quad (8.2a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\tilde{\delta}}{\delta_0} \right) + \nabla \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = 0. \quad (8.2б)$$

Воспользовавшись линеаризованным уравнением состояния (П2.9) для идеальной жидкости и повторно продифференцировав выражение (8.2б) по  $t$ , получим

$$\beta \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \nabla \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = 0. \quad (8.3)$$

Если положить плотность сторонних сил, в том числе сил трения, равными нулю, уравнение (8.2а) примет вид:

$$\partial^2 \vec{U} / \partial t^2 = -\nabla P / \delta_0. \quad (8.4)$$

Подставив выражение (8.4) в (8.3), найдем волновое уравнение для акустического давления:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{1}{\delta_0 \beta} \nabla^2 P = 0. \quad (8.5)$$

Давление, подобно другим параметрам плоской гармонической волны, распространяющейся вдоль оси  $x$  (при  $x \geq 0$ ), выражается соотношением (см. гл. 1, § 3):

$$P(x) = P_0(x) \exp[i(Kx - \omega t)] = P_0(x) \exp[i(ax - \omega t)] \exp(-bx). \quad (8.6)$$

Множитель  $\exp(-bx)$ , как и для электромагнитных волн, характеризует поглощение. Положив силы трения равными нулю, а температуру  $T$  постоянной, мы заведомо приняли  $\exp(-bx) = 1$ , а  $K = a$ . Подставив (8.6) в (8.5) и проведя необходимые преобразования, получим искомое дисперсионное уравнение  $-\omega^2 + a^2 / \beta \delta_0 = 0$ . Из двух его решений  $\omega / a = \pm (\beta \delta_0)^{-1/2}$  одно дает скорость плоской волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $x$ :

$$v_0 = \omega / a = (1 / \beta \delta_0)^{1/2} = \sqrt{\lambda_0 / \delta_0}. \quad (8.7)$$

Итак, скорость в идеальной жидкости зависит только от свойств жидкости и не является функцией частоты. Кроме того,



Т а б л и ц а 1. Скорости упругих волн во флюидах при нормальных условиях

Флюид	Скорость, м/с	Флюид	Скорость, м/с
Вода	1500	Метан	340
Нефть	1300	Воздух	330
Глинистая ПЖ	1500—1700		

характерное для жидкости и газа отсутствие сдвиговой упругости предопределяет существование в них волн только одного типа — продольных.

Несмотря на простоту формулы (8.7), она по структуре подобна другим формулам скорости упругих волн, в том числе и в твердых средах: в числителе под корнем — выражение, характеризующее жесткость (упругость) среды и, следовательно, скорость передачи напряжений от частицы к частице, в знаменателе — соответствующая плотность, характеризующая инерционность частиц. В бесконечно жесткой среде напряжения нарастали бы на бесконечно малых расстояниях, т. е. бесконечно быстро, и скорость стремилась к бесконечности. При стремлении к бесконечности массы, время, необходимое для изменения положения частиц, стремилось бы к бесконечности, а скорость — к нулю. При этом в обоих случаях к нулю стремилась бы и амплитуда смещения. То обстоятельство, что с увеличением плотности акустическая скорость в твердых однофазных телах обычно растет, а не падает, обусловлено тем, что при увеличении плотности реального вещества, жесткость растет быстрее плотности.

Приведем скорости упругих волн в некоторых жидкостях и газах для нормальных атмосферных давлений (табл. 1). При увеличении давления скорости во флюидах возрастают.

## § 2. Упругие волны в однофазных горных породах

К однофазным можно отнести горные породы вулканогенного типа (габбро, диабазы, граниты), сильно метаморфизованные изотропные песчаники, известняки и другие литологические разновидности с коэффициентом пористости  $k_p < 3 \div 5 \%$ . В сейсмоакустическом диапазоне частот, с учетом реализуемой на практике точности измерений, изотропные породы этого типа можно условно считать идеально упругими.

В отличие от флюидов твердые среды обладают сдвиговой упругостью, в связи с чем в них возникают не только нормальные, но и касательные напряжения. Напряжения связаны с деформациями *обобщенным законом Гука* (П2.6), выражающим

уравнения состояния для однородной изотропной среды при температуре  $T = \text{const}$ :  $\sigma_{ij} = \lambda\theta + 2\mu\epsilon_{ij}$  при  $i = j$ ;  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji} = 2\mu\epsilon_{ij} = 2\mu\epsilon_{ji}$  при  $i \neq j$ . Для получения системы волновых уравнений необходимо, как и в случае с жидкостью, найти линеаризованные уравнения движения и неразрывности, т. е. записать полную систему уравнений гидродинамики.

Линеаризованные уравнения неразрывности для жидкости (8.2б) и однофазной твердой среды имеют одинаковый вид. Исключив из (8.2б) оператор  $\partial/\partial t$ , получим

$$\tilde{\delta}/\delta_1 + \nabla \vec{U} = 0, \quad (8.8a)$$

где  $\delta_1$  — плотность твердой среды.

Такое преобразование допустимо, поскольку при его проведении теряются только члены, не зависящие от времени и, следовательно, не связанные с волновым движением среды.

Уравнение движения для однофазной твердой среды сходно с уравнением движения (8.2а) для жидкости, однако вместо давления  $P$  в нем согласно (П2.3) фигурирует тензор напряжений  $\hat{\sigma}$ . Поэтому, положив плотность сторонних сил, в том числе сил трения, равной нулю, запишем:

$$\delta_1 \partial^2 \vec{U} / \partial t^2 - \nabla \hat{\sigma} = 0. \quad (8.8б)$$

Выразив с помощью формулы (П2.6) тензор  $\hat{\sigma}$  через компоненты тензора деформаций, а последние с помощью формулы (П2.4б) через смещения, получим уравнение Ламэ — уравнение движения в векторной форме [1]:

$$(\lambda + 2\mu) \text{grad div } \vec{U} - \mu \text{rot rot } \vec{U} = \delta_1 \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2}. \quad (8.9)$$

В общем случае векторное поле, как известно, — сумма двух полей — *потенциального и соленоидального*, характеризующихся скалярным потенциалом  $\varphi$  и векторным потенциалом  $\vec{\psi}$ . Смещение в первом задает вектор  $\vec{U}_p = \text{grad } \varphi$ , во втором — вектор  $\vec{U}_s = \text{rot } \vec{\psi}$ . Подставляя  $\vec{U} = \vec{U}_p + \vec{U}_s$  в (8.9) и учитывая (П1.7) и (П1.8), получим:

$$(\lambda + 2\mu) \text{grad div } \vec{U}_p - \mu \text{rot rot } \vec{U}_s = \delta_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{U}_p + \vec{U}_s). \quad (8.10)$$

Из выражения (8.10) можно получить отдельные волновые уравнения для потенциальной и соленоидальной частей смещения. Действительно, применив ко всем его членам оператор  $\text{div}$ ,

в соответствии с тождеством (П1.8) выделим члены, характеризующие потенциальную часть поля:

$$(\lambda + 2\mu) \operatorname{div} \operatorname{grad} \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \delta_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi.$$

Воспользовавшись далее тождеством (П1.6) и меняя порядок дифференциальных операторов по времени и координатам, можно записать:

$$\nabla^2 \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\delta_1} \nabla^2 \varphi \right) = 0. \quad (8.11)$$

Выражение (8.11) — уравнение Лапласа. Из теории известно, что для безграничных сред и функций, обращающихся на бесконечности в нуль, его решение тождественно равно нулю. Поскольку на бесконечности потенциал  $\varphi=0$ , функция, стоящая в выражении (8.11) в скобках, отвечает указанному условию. Следовательно,

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\delta_1} \nabla^2 \varphi = 0. \quad (8.12)$$

Применив оператор  $\operatorname{rot}$ , выделим из уравнения (8.10) члены, характеризующие соленоидальную часть поля:

$$-\frac{\mu}{\delta_1} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{\psi} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2}. \quad (8.13a)$$

Преобразуем выражение (8.13a) с помощью тождеств (П1.9) и (П1.7):

$$\frac{\mu}{\delta_1} \operatorname{rot} \operatorname{rot} (\nabla^2 \vec{\psi}) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{\psi},$$

или

$$\frac{\mu}{\delta_1} [\operatorname{grad} \operatorname{div} (\nabla^2 \vec{\psi}) - \nabla^2 (\nabla^2 \vec{\psi})] = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{\psi} - \nabla^2 \vec{\psi}). \quad (8.13b)$$

Воспользовавшись далее тождествами (П1.11) и (П1.8), перепишем (8.13b) в виде:

$$\frac{\mu}{\delta_1} [\operatorname{grad} \operatorname{div} \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{\psi} - \nabla^2 (\nabla^2 \vec{\psi})] = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{\psi} - \nabla^2 \vec{\psi}). \quad (8.13b)$$

Известно, что для однозначного описания соленоидального поля необходимо задать не только его ротор, но и дивергенцию. Если задать  $\operatorname{div} \vec{\psi} = 0$ , выражение (8.13b) можно, как того требует специфика изучаемого явления, свести к волновому урав-

нению. Действительно, (8.13в) преобразуется при этом в уравнение Лапласа, решение которого, как и в случае, описанном при выводе уравнения (8.12), равно нулю. В результате получим:

$$\frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\delta_1} \nabla^2 \vec{\psi} = 0. \quad (8.14)$$

Выражения (8.12) и (8.14) — волновые уравнения для продольных и поперечных волн. Тот факт, что уравнение Ламэ распадается на два независимых уравнения, свидетельствует, что в безграничной однородной изотропной среде продольная (P) и поперечная (S) волны распространяются независимо. В средах, в которых  $\lambda$ ,  $\mu$  и  $\delta_1$  — функции координат, P- и S-волны не разделяются.

Найдем скорости P- и S-волн в рассматриваемых условиях.

Однофазная однородная среда условно отнесена нами к идеально упругим, поэтому решение уравнения (8.12) для плоской продольной гармонической волны, распространяющейся в направлении оси  $x$ , ищем в виде  $\varphi = \varphi_0 \exp[i(ax - \omega t)]$ , т. е. считая  $\exp(-bx) = 1$ . Подставляя выражение для  $\varphi$  (в 8.12), получим дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 = (\lambda + 2\mu) a^2 / \delta_1. \quad (8.15)$$

Соответственно скорость продольной волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $x$ ,

$$v_P = \omega/a = [(\lambda + 2\mu)/\delta_1]^{1/2}. \quad (8.16)$$

Аналогично найдем скорость поперечной волны

$$v_S = (\mu/\delta_1)^{1/2}. \quad (8.17)$$

Константы Ламэ положительны, поэтому скорость продольной волны больше, чем поперечной. Поскольку поглощение в однофазных породах незначительно, незначительна и объемная дисперсия скорости, а потому волны сейсмического и акустического диапазонов частот распространяются с практически одинаковыми скоростями.

Константы Ламэ — важнейшие физико-механические характеристики горных пород. Измерив скорости  $v_P$ ,  $v_S$  и определив независимым путем плотность  $\delta_1$ , можно, воспользовавшись системой уравнений (8.16) и (8.17), рассчитать константы  $\lambda$  и  $\mu$ , а зная их — другие упругие модули горных пород — модуль Юнга, коэффициент Пуассона, модуль всестороннего сжатия (см. гл. 10, § 3). Знание этих модулей необходимо в первую очередь при изучении прочностных свойств горных пород, т. е. при решении задач инженерно-геологического характера.

### § 3. Упругие волны в многофазных горных породах

Многофазные горные породы являются насыщенными пористыми средами (НПС). Их изучению посвящено много работ. Ф. Гассман (1951 г.) предположил, что при распространении упругих волн рассматриваемые объемы НПС подвергаются всестороннему сжатию и растяжению. Взаимные перемещения флюида и матрицы при этом пренебрежимо малы. Однако такое допущение справедливо лишь на низких, в частности сейсмических, частотах, что подтверждают результаты экспериментов.

Исследования, учитывающие межфазные взаимодействия, т. е. относительное смещение матрицы и флюида, начаты в 1944 г. Я. И. Френкелем и развиты затем в работах М. А. Био (1956 г.). Согласно модели Био, флюид с плотностью  $\delta_f$  и вязкостью  $\eta$  может перемещаться относительно упругой матрицы, имеющей коэффициент пористости  $k_{\text{п}}$  и проницаемости  $k_{\text{пр}}$ . На частотах, меньших критической частоты

$$f_{\text{к}} = \eta k_{\text{п}} / 2\pi k_{\text{пр}} \delta_f, \quad (8.18)$$

вязкость флюида не зависит от частоты. При  $f > f_{\text{к}}$  вводится корректирующий множитель — оператор Био, связывающий действительное значение вязкости  $\eta$  с ее кажущейся, зависящей от частоты, величиной

$$\eta(\omega) = \eta \check{\beta}, \quad (8.19)$$

где  $\check{\beta}$  — оператор Био, значение которого зависит от структуры порового пространства и величины отношения  $f/f_{\text{к}}$  [32].

М. А. Био показал, что в НПС возникают два типа продольных волн — первого и второго рода. В дальнейшем В. Н. Николаевский внес крупный вклад в теорию НПС, модифицировав применительно к ней уравнения динамики сплошных сред и наиболее полно объяснив на этой основе специфику происходящих явлений.

Рассмотрим особенности распространения упругих волн в безграничной изотропной НПС, базируясь на теории Френкеля — Био — Николаевского. Параметры волн определим, как и ранее, преобразуя исходную систему уравнений гидродинамики. Однако количество исходных уравнений возрастает, т. к. они должны быть записаны отдельно для матрицы и флюида-порозаполнителя.

Примем плотности вещества матрицы и флюида равными соответственно  $\delta_1 = \delta_{10} + \tilde{\delta}_1$  и  $\delta_2 = \delta_{20} + \tilde{\delta}_2$ , а коэффициент пористости  $k_{\text{п}} = k_{\text{п}0} + \tilde{k}_{\text{п}}$ , где  $\delta_{10}$ ,  $\delta_{20}$ ,  $k_{\text{п}0}$  — невозмущенные части соответствующих величин;  $\tilde{\delta}_1$ ,  $\tilde{\delta}_2$ ,  $\tilde{k}_{\text{п}}$  — приращения этих величин в поле упругих волн. При этом  $k_{\text{п}0} \gg \tilde{k}_{\text{п}}$ ;  $\delta_{10} \gg \tilde{\delta}_1$ ;  $\delta_{20} \gg \tilde{\delta}_2$  и, сле-

довательно,  $k_{п} \approx k_{по}$ ;  $\delta_1 \approx \delta_{10}$ ;  $\delta_2 \approx \delta_{20}$ , причем  $\partial k_{п}/\partial t = \partial k_{п}/dt$ ;  $\partial \delta_1/\partial t = \partial \tilde{\delta}_1/\partial t$ ;  $\partial \delta_2/\partial t = \partial \tilde{\delta}_2/\partial t$ .

Предполагая возможность относительного смещения матрицы и флюида, будем считать, что частицы матрицы имеют скорость  $\vec{c}_1$ , а флюида  $\vec{c}_2$ . Уравнения неразрывности и движения в этой связи запишем отдельно для матрицы и флюида, по аналогии с уравнениями (8.2) и (8.8б) для жидкости и однофазной твердой среды:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\delta_2 k_{п}) + \delta_{20} k_{по} \nabla \vec{c}_2 = 0; \quad (8.20a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\delta_1 (1 - k_{п})] + \delta_{10} (1 - k_{по}) \nabla \vec{c}_1 = 0; \quad (8.20б)$$

$$\delta_{20} k_{по} \frac{\partial \vec{c}_2}{\partial t} + k_{по} \nabla P = \vec{F}_{жт}; \quad (8.20в)$$

$$\delta_{10} (1 - k_{по}) \frac{\partial \vec{c}_1}{\partial t} - (1 - k_{по}) \nabla \hat{\sigma} = \vec{F}_{тж}, \quad (8.20г)$$

где  $\vec{F}_{жт}$  и  $\vec{F}_{тж}$  — плотность сил трения жидкость — твердая фаза и твердая фаза — жидкость. Очевидно, в данном случае  $\vec{F}_{жт} = -\vec{F}_{тж}$ .

Плотность сил трения, возникающих при фильтрации вязкой жидкости сквозь пористую среду с коэффициентами пористости и проницаемости  $k_{п}$  и  $k_{пр}$ , рассчитывают по формуле Н. Е. Жуковского. С учетом (8.19) она имеет вид:

$$-\vec{F}_{жт} = \vec{F}_{тж} = k_{по} (1 - k_{по}) \eta \tilde{\beta} (\vec{c}_2 - \vec{c}_1) / \alpha^2, \quad (8.21)$$

где  $\alpha$  — гидродинамический радиус пор, оцениваемый по формуле

$$\alpha = [k_{пр} k_{п} / (1 - k_{п})]^{1/2}.$$

Поскольку среда неразрывна, что учитывается в уравнениях состояния, уравнения неразрывности (8.20а) для флюида и (8.20б) для матрицы линейно зависимы. Поэтому одно из них, например (8.20б), исключим из дальнейшего рассмотрения, а второе преобразуем следующим образом:

$$\delta_{20} \frac{\partial \tilde{k}_{п}}{\partial t} + k_{по} \frac{\partial \tilde{\delta}_2}{\partial t} + \delta_{20} k_{по} \operatorname{div} \vec{c}_2 = 0. \quad (8.22)$$

Уравнения движения (8.20в) для флюида и (8.20г) для матрицы преобразуем, учитывая формулу (8.21):

$$\delta_{20} \frac{\partial \vec{c}_2}{\partial t} + \nabla P + \frac{1 - k_{\text{по}}}{\alpha^2} \eta \check{\beta} (\vec{c}_2 - \vec{c}_1) = 0; \quad (8.23a)$$

$$\delta_{10} \frac{\partial \vec{c}_1}{\partial t} - \nabla \hat{\sigma} - \frac{k_{\text{по}}}{\alpha^2} \eta \check{\beta} (\vec{c}_2 - \vec{c}_1) = 0. \quad (8.23b)$$

Введем скалярный и векторный потенциалы для вектора  $\vec{U}_2$  смещения частиц флюида и вектора  $\vec{U}_1$  смещения частиц матрицы:

$$\vec{U}_2 = \text{grad } \varphi_2 + \text{rot } \vec{\psi}_2; \quad \vec{U}_1 = \text{grad } \varphi_1 + \text{rot } \vec{\psi}_1.$$

В этом случае

$$\begin{aligned} \vec{c}_2 &= \frac{\partial}{\partial t} (\text{grad } \varphi_2 + \text{rot } \vec{\psi}_2); \\ \vec{c}_1 &= \frac{\partial}{\partial t} (\text{grad } \varphi_1 + \text{rot } \vec{\psi}_1). \end{aligned} \quad (8.24)$$

Подставив выражение для  $\vec{c}_2$  в уравнение неразрывности (8.22), и учитывая (П1.8), запишем:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\delta_{20} \tilde{k}_{\text{п}} + k_{\text{по}} \tilde{\delta}_2 + \delta_{20} k_{\text{по}} \nabla^2 \varphi_2) = 0. \quad (8.25)$$

Исключив из (8.25) дифференцирование по  $t$ , получим первое уравнение искомой системы:

$$\tilde{k}_{\text{п}}/k_{\text{по}} + \tilde{\delta}_2/\delta_{20} + \nabla^2 \varphi_2 = 0. \quad (8.26)$$

Второе уравнение найдем, подставив выражения (8.24) в равенство (8.23a), применив для выделения потенциальных членов оператор  $\text{div}$  и исключив, как и при выводе уравнения (8.12), лапласиан:

$$\delta_{20} \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} + P + \frac{1 - k_{\text{по}}}{\alpha^2} \eta \check{\beta} \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_2 - \varphi_1) = 0. \quad (8.27)$$

Для вывода третьего уравнения найдем разность выражений (8.23a) и (8.23b), условно считая давление тензором (П2.3):

$$\delta_{10} \frac{\partial \vec{c}_1}{\partial t} - \delta_{20} \frac{\partial \vec{c}_2}{\partial t} - \nabla (\hat{\sigma} + \hat{P}) - \frac{\eta \check{\beta}}{\alpha^2} (\vec{c}_2 - \vec{c}_1) = 0. \quad (8.28)$$

Напряженное состояние НПС характеризуют тензором эффективных напряжений [21]

$$\hat{\sigma}^f = (1 - k_{\text{по}}) (\hat{\sigma} + \hat{P}), \quad (8.29a)$$

позволяющим учесть снижение напряжения в матрице за счет того, что давление в поровой жидкости действует навстречу

давлению, деформирующему рассматриваемый объем. Очевидно, при  $k_{\text{п}}=0$ , тензор  $\widehat{\sigma}^f = \widehat{\sigma}$ .

Величина  $\nabla \widehat{\sigma}^f$  — вектор, содержащий потенциальную  $\nabla \widehat{\sigma}_p^f$  и соленоидальную  $\nabla \widehat{\sigma}_s^f$  части. Поэтому можем записать

$$\operatorname{div} \nabla \widehat{\sigma}^f = \nabla^2 \widehat{\sigma}_p^f. \quad (8.29б)$$

Подставив в (8.28) выражения (8.24), применив оператор  $\operatorname{div}$ , учтя (8.29а) и (8.29б) и исключив в конечном счете лапласиан, найдем третье уравнение системы:

$$\delta_{10} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} - \delta_{20} \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} - \frac{\widehat{\sigma}_p^f}{1 - k_{\text{по}}} - \frac{\eta \check{\beta}}{\alpha^2} \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_2 - \varphi_1) = 0. \quad (8.30)$$

Равенства (8.26), (8.27), (8.30) являются системой волновых уравнений для продольных волн. При этом в три уравнения входят шесть неизвестных —  $P$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ ,  $\widetilde{k}_{\text{п}}$ ,  $\widetilde{\delta}_2$ ,  $\widehat{\sigma}_p^f$ . Это произошло потому, что не были использованы уравнения состояния среды, с помощью которых  $\widetilde{k}_{\text{п}}$ ,  $\widetilde{\delta}_2$ ,  $\widehat{\sigma}_p^f$  можно выразить через  $P$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ .

Первым уравнением состояния является уравнение состояния жидкости (П2.9):

$$\widetilde{\delta}_2 / \delta_{20} = \beta P, \quad (8.31)$$

второе и третье имеют вид:

$$\widetilde{k}_{\text{п}} / k_{\text{по}} = \frac{1 - k_{\text{по}}}{k_{\text{по}}} (1 - \chi_{\text{к}}) \left( \nabla^2 \varphi_1 + \frac{1}{K_{\text{п}}} P \right); \quad (8.32)$$

$$\widehat{\sigma}_p^f = (1 - k_{\text{по}}) [\chi_{\text{к}} P + \nabla^2 \varphi_1 (\chi_{\text{к}} K_{\text{п}} + 4\chi_{\mu} \mu_{\text{п}} / 3)],$$

где  $\chi_{\text{к}}$  и  $\chi_{\mu}$  — модули объемной и сдвиговой сцементированности породы, характеризующие снижение модуля ее объемной  $K_{\text{п}}$  или сдвиговой  $\mu_{\text{п}}$  упругости при  $k_{\text{по}} \neq 0$ , по отношению к модулю объемной  $K_0$  или сдвиговой  $\mu_0$  упругости при  $k_{\text{по}} = 0$ . Иными словами,  $\chi_{\text{к}} = K_0 / K_{\text{п}}$ ,  $\chi_{\mu} = \mu_0 / \mu_{\text{п}}$ . Для твердой однофазной среды  $\chi_{\text{к}} = \chi_{\mu} = 1$ .

Запишем выражения скалярных потенциалов плоских гармонических волн для матрицы и флюида:

$$\varphi_1 = \varphi_{01} \exp [i (Kx - \omega t)]; \quad \varphi_2 = \varphi_{02} \exp [i (Kx - \omega t)]. \quad (8.33)$$

Если теперь подставим выражения (8.31), (8.32) и (8.33) в (8.26), (8.27) и (8.30) и сгруппируем коэффициенты при  $P$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , получим систему уравнений (С. Л. Лопатников, 1987 г.):

$$\begin{aligned} A_{11}P + K^2 A_{12} \varphi_1 + K^2 A_{13} \varphi_2 &= 0; \\ A_{21}P + A_{22} \varphi_1 + A_{23} \varphi_2 &= 0; \\ A_{31}P + (A_{32} + A'_{32} K^2) \varphi_1 + A_{33} \varphi_2 &= 0, \end{aligned} \quad (8.34)$$



где

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= \frac{1 - k_{\text{по}}}{k_{\text{по}} K_{\text{п}}} (1 - \chi_{\text{к}}) + \beta; & A_{12} &= -\frac{1 - k_{\text{по}}}{k_{\text{по}}} (1 - \chi_{\text{к}}); \\
 A_{13} &= -1; & A_{21} &= 1/\delta_{20}; & A_{22} &= -\frac{1 - k_{\text{по}}}{\alpha^2 \delta_{20}} \eta \check{\beta} i \omega; \\
 A_{23} &= \frac{1 - k_{\text{по}}}{\alpha^2 \delta_{20}} \eta \check{\beta} i \omega - \omega^2; & A_{31} &= -\chi_{\text{к}}; \\
 A'_{32} &= -\chi_{\text{к}} K_{\text{п}} - 4\chi_{\mu} \mu_{\text{п}}/3; & A_{32} &= -\delta_{10} \omega^2 + \frac{i \eta \check{\beta} \omega}{\alpha^2}; \\
 A_{33} &= \delta_{20} \omega^2 - \frac{i \eta \check{\beta} \omega}{\alpha^2}.
 \end{aligned}$$

Три уравнения (8.34) содержат три неизвестных —  $P, \varphi_1, \varphi_2$  и являются поэтому замкнутой системой. Упругие модули  $\chi_{\text{к}}, \chi_{\mu}, K_{\text{п}}$  и  $\mu_{\text{п}}$  для заданной модели среды считаются известными, поскольку могут быть заданы, рассчитаны или определены экспериментально для различных пространственных сочетаний матрицы и наполнителя, т. е. для различной структуры порового пространства.

Для того, чтобы система (8.34) была совместной, т. е. имела не только нулевое решение, ее определитель, как известно, должен равняться нулю. Воспользовавшись правилами нахождения определителей, получим биквадратное уравнение вида

$$AK^4 + BK^2 + C = 0, \quad (8.35)$$

где

$$\begin{aligned}
 A &= A_{13} A_{21} A'_{32}; & B &= A_{13} A_{21} A_{32} - A_{12} A_{21} A_{33} + \\
 &+ A_{12} A_{31} A_{23} - A_{11} A_{23} A'_{32} - A_{13} A_{31} A_{22}; \\
 C &= A_{11} A_{22} A_{33} - A_{11} A_{23} A'_{32}.
 \end{aligned}$$

Оно и является искомым дисперсионным уравнением, позволяющим определить комплексное волновое число  $K$ , а соответственно, фазовые скорости и коэффициенты поглощения. Несмотря на громоздкость расчетов, можно получить точное решение для конкретной модели среды.

В уравнении (8.35) четыре комплексных корня, два из которых характеризуют продольные волны, распространяющиеся в положительном направлении оси  $x$ , — их действительные части положительны, что соответствует положительным скоростям, а мнимые — отрицательны, что при  $x > 0$  соответствует затуханию волн на бесконечности. Наличие двух разных корней, являющихся комплексными волновыми числами, свидетельствует

о наличии двух продольных волн разного типа. Одна из них — *продольная волна первого рода* — волна сжатия, аналогичная продольной волне, возникающей в однофазных средах. Вторая — *продольная волна второго рода* — связана с фильтрацией флюида за счет возникающих в нем под действием акустического поля перепадов давления. На низких частотах движение флюида в этой волне подчиняется уравнению диффузии, в связи с чем ее часто называют волной диффузного типа.

Для определения параметров поперечной волны выделяют с помощью оператора  $\text{rot}$  соленоидальные члены из волновых уравнений, полученных после подстановки выражений (8.24) в равенства (8.22), (8.23а) и (8.28). В результате находят квадратное уравнение, имеющее два комплексных корня. Тот, у которого действительная часть положительна, а мнимая отрицательна, и является комплексным волновым числом поперечной волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $x$ .

Таким образом в безграничной НПС, в отличие от однофазной среды, распространяются акустические волны трех типов — две продольные и одна поперечная.

Проанализируем некоторые результаты, полученные на основе найденных соотношений и экспериментально.

Кинематические и динамические параметры упругих волн в горных породах зависят от свойств матрицы и флюида-порозаполнителя, коллекторских свойств породы, ее текстурно-структурных особенностей, степени сцементированности зерен, типа цемента, термодинамических условий залегания, частоты, на которой ведутся исследования и от некоторых других факторов.

Одним из основных параметров, входящих в выражение (8.35), является плотность. Поскольку она определяет инерционность среды, ее увеличение должно казалось бы приводить к снижению скоростей. Однако, как указывалось выше, массовый анализ данных, полученных в лабораторных условиях и *in situ*, показывает, что при переходе от менее плотных пород к более плотным модули упругости растут быстрее, чем плотность. Поэтому скорости упругих волн при росте плотности горных пород как правило возрастают.

Важнейшие параметры, влияющие на скорость и поглощение упругих волн, — коэффициенты пористости и проницаемости. На рис. 47 представлены зависимости скорости  $v_{P1}$  продольных волн первого рода от параметров среды, полученные с помощью соотношений (8.35) для гипотетической породы с гранулярным типом порового пространства при частоте 10 кГц, характерной для АК. Видно, что основное влияние на скорость оказывает пористость среды. Скорость продольных  $v_{||}$  и поперечных  $v_{\perp}$  волн в матрице влияет несколько меньше.

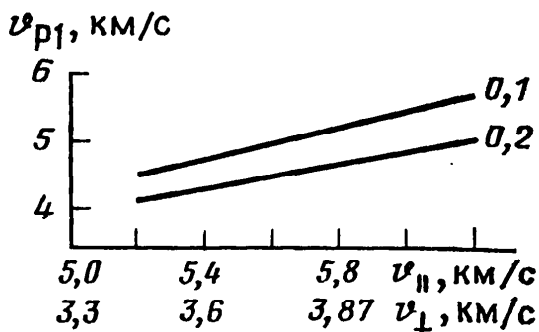


Рис. 47. Зависимость скорости  $v_{P1}$  от скорости продольных  $v_{||}$  и поперечных  $v_{\perp}$  волн в матрице водонасыщенной породы с гранулярным типом порового пространства (по данным ВНИИГеоинформсистем):  
 $f = 10$  кГц, шифр кривых —  $k_{п}$

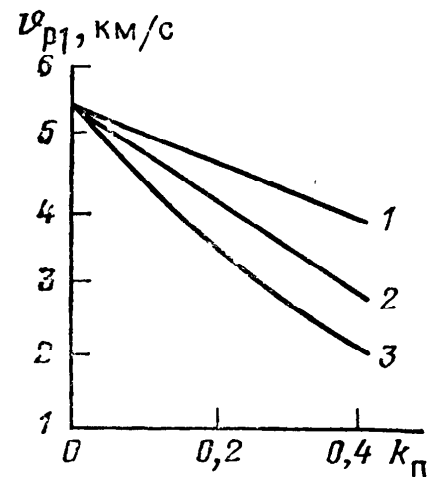


Рис. 48. Зависимости скорости продольной волны первого рода  $v_{P1}$  от  $k_{п}$  песчаников с гранулярным типом пористости (по данным ВНИИГеоинформсистем), полученные с помощью уравнений средней скорости (1), среднего времени (3) и теоретических соотношений (2)

Для определения коэффициента пористости обычно используют эмпирическое уравнение среднего времени (М. Р. Уайли, 1956 г.):

$$1/v_{P1} = (1/v_{||}) (1 - k_{п}) + (1/v_{ф}) k_{п}, \quad (8.36)$$

где  $v_{ф}$  — скорость во флюиде. Иногда применяют эмпирическое уравнение средней скорости:

$$v_{P1} = v_{||} (1 - k_{п}) + v_{ф} k_{п}. \quad (8.37)$$

На рис. 48 приведены графики зависимости  $v_{P1} = f(k_{п})$ , построенные с помощью соотношений (8.35) и эмпирическим путем для коллекторов гранулярного типа. Видно, что  $k_{п}$ , рассчитанный по формуле (8.37), оказывается несколько завышенным, а рассчитанный по формуле (8.36) — несколько заниженным. Поскольку в общем случае  $v_{P1}$  зависит от многих трудноучитываемых факторов, на практике часто пользуются экспериментальными зависимостями (рис. 49).

Анализ зависимости скорости от частоты показывает, что частотная дисперсия  $v_{P1}$  в сейсмоакустическом диапазоне частот для консолидированных НПС невелика (рис. 50, а). С ростом нефте-, водо- и особенно газонасыщенности она растет одновременно с ростом поглощения, однако и для коллекторов с аномально высоким коэффициентом поглощения остается не большой.

Коэффициент поглощения продольных волн первого рода  $b_{P1}$ , существенно зависит от частоты, пористости и проницаемости, что подтверждает вывод о важной роли межфазных вза-

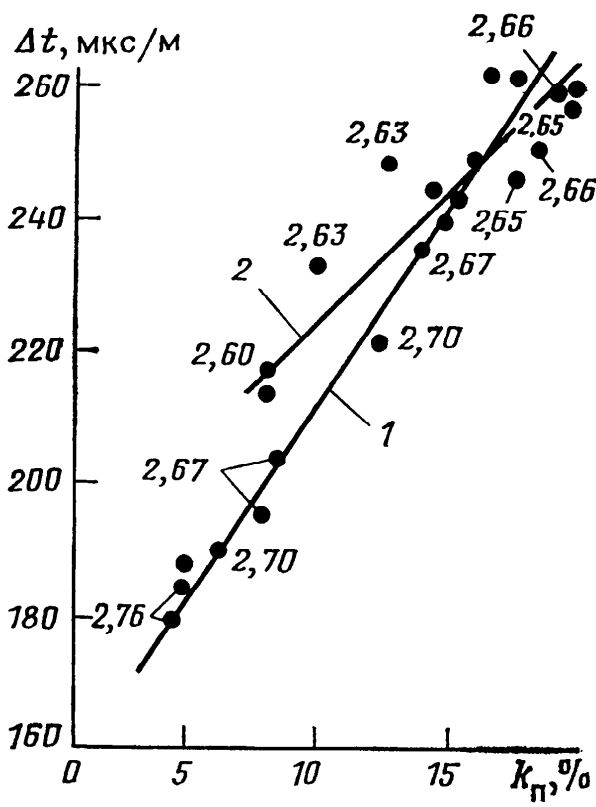
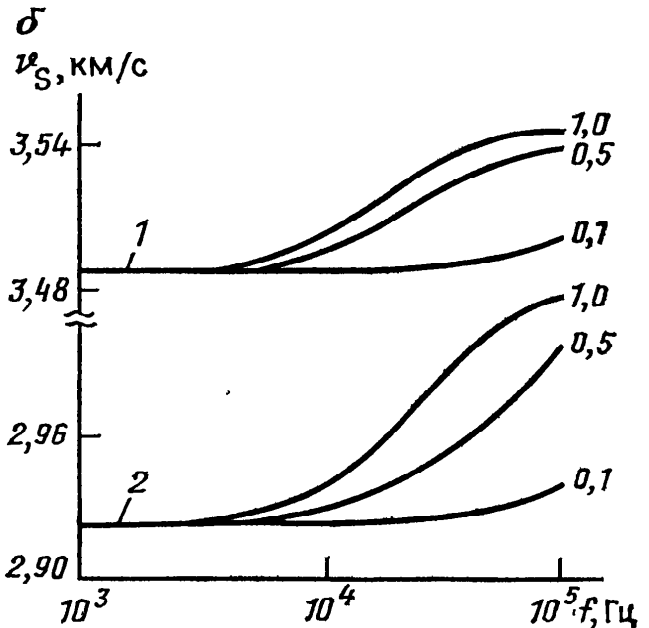
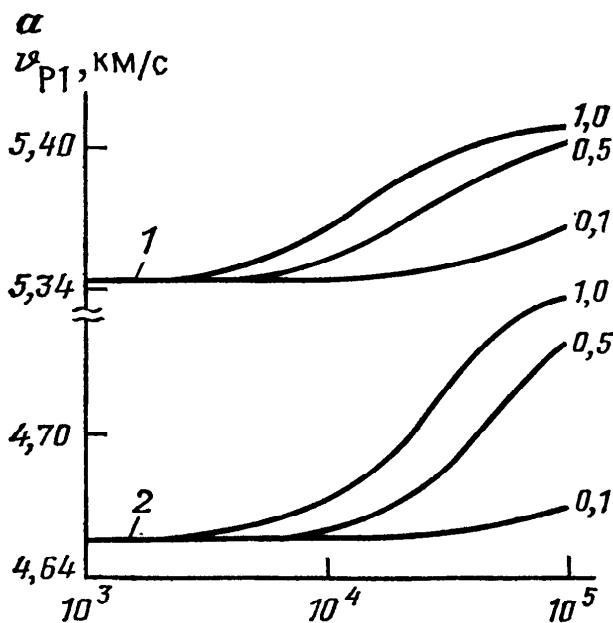


Рис. 49. Пример зависимости  $\Delta t = f(k_{п})$  для образцов различного литологического состава (по данным ВНИГИК):

1 — полимиктовые песчаники; 2 — полимиктовые песчаники с карбонатным цементом; шифр точек — минералогическая плотность, г/см<sup>3</sup>

Рис. 50. Зависимости  $v_{p1}$  (а) и  $v_s$  (б) от частоты для водонасыщенной породы с гранулярным типом порового пространства:

$v_{||} = 6$  км/с;  $v_{\perp} = 4$  км/с; 1, 2 — кривые для  $k_{п}$ , равном соответственно 10 и 20 %; шифр кривых —  $k_{пр}$ , мкм<sup>2</sup>



имодельствий (рис. 51). Поглощение растет также с ростом газонасыщенности пород и увеличением вязкости флюида-порозаполнителя.

Скорость и поглощение волны второго рода сильно зависят от частоты. При ее увеличении  $v_{p2}$  стремится к скорости в жидкости, а  $b_{p2}$  снижается. На частотах, значительно превышающих критическую частоту, определяемую по формуле (8.19), поглощение невелико. Однако для значений коэффициента проницаемости, характерных для большинства консолидированных горных пород, эти частоты очень высоки. Поэтому продольную волну второго рода при сейсмоакустических исследованиях обнаружить обычно не удастся. Необходимо, однако, учитывать,

что при образовании этой волны на границах раздела, в частности на границах случайных неоднородностей, в нее переходит часть энергии продольной волны первого рода и поперечной волны, что способствует их дополнительному затуханию (Б. С. Гуревич, 1988 г.).

Поскольку продольные волны второго рода при сейсмоакустических исследованиях не идентифицируются, ниже термином «продольные волны» будем обозначать продольные волны первого рода.

Скорость  $v_s$  поперечной волны в породе обусловлена в основном скоростью  $v_{\perp}$  поперечной волны в матрице и коэффициентом пористости  $k_p$ . Частотная дисперсия скорости невелика (см. рис. 50, б). Коэффициент поглощения  $b_s$  является функцией частоты, вязкости флюида, коэффициентов пористости и проницаемости.

Важная особенность акустических методов — существенная зависимость показаний от типа порового пространства. Трещины можно аппроксимировать эллипсоидами вращения (рис. 52, в). Известно, что если давление действует вдоль их малой оси, оболочка такой формы обладает меньшей жесткостью, чем сферическая. Между тем, форма каверн, образующихся обычно в результате выщелачивания, близка к сферической (рис. 52, а). Промежуточной жесткостью обладают оболочки, подобные по форме порам гранулярного типа (рис. 52, б). Поэтому при одинаковой пористости скорость в кавернозных породах должна быть больше, а в трещиноватых — меньше, чем в гранулярных. Однако на практике формы каверн и пор часто близки, а в трещиноватых породах большое значение имеет не только объем трещин, но и их ориентация по отношению к фронту волны. Поэтому скорости в породах с пористостью кавернозного, трещиноватого и гранулярного типов при одинаковых коэффициентах пористости во многих случаях близки. В большей степени трещиноватость влияет на затухание продольных и особенно поперечных волн.

Практический интерес представляет изучение зависимостей акустических характеристик пород от характера флюида-порозаполнителя: пресная или минерализованная вода, нефть или газ с жидкостью.

Флюид, физические свойства которого существенно отличаются от свойств матрицы, в общем случае оказывает влияние на акустические характеристики пород. Скорости продольных волн в водо- (ВП), нефте- (НП) и газонасыщенных (ГП) породах-коллекторах отвечают условию  $v_{ВП} > v_{НП} > v_{ГП}$  а поперечных —  $v_{s_{ВП}} > v_{s_{НП}} > v_{s_{ГП}}$ .

Рост  $v_s$  при переходе от воды к нефти, а от нефти к газу обусловлен тем, что сдвиговая жесткость породы при этом не

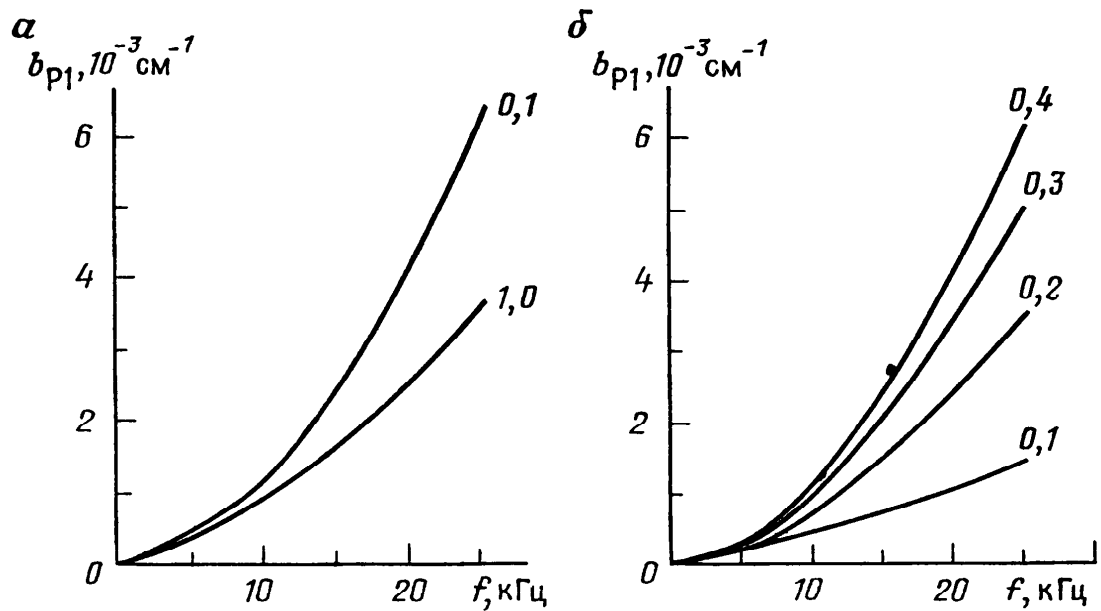


Рис. 51. Зависимость коэффициента поглощения продольных волн первого рода от частоты для песчаников с гранулярным типом порового пространства (по данным ВНИИГеоинформсистем):

$a - k_{\text{пр}}=0,2$  (шифр кривых —  $k_{\text{пр}}$ , мкм<sup>2</sup>);  $b - k_{\text{пр}}=1$  мкм<sup>2</sup> (шифр кривых —  $K_{\text{п}}$ )

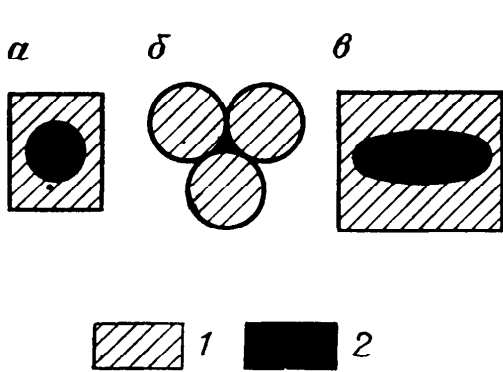


Рис. 52. Модели породы с кавернозной (а), гранулярной (б) и трещинной (в) пористостью:  
1 — матрица; 2 — пластовая жидкость

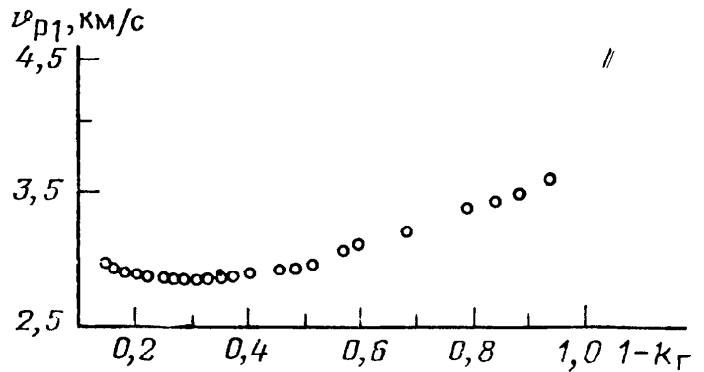
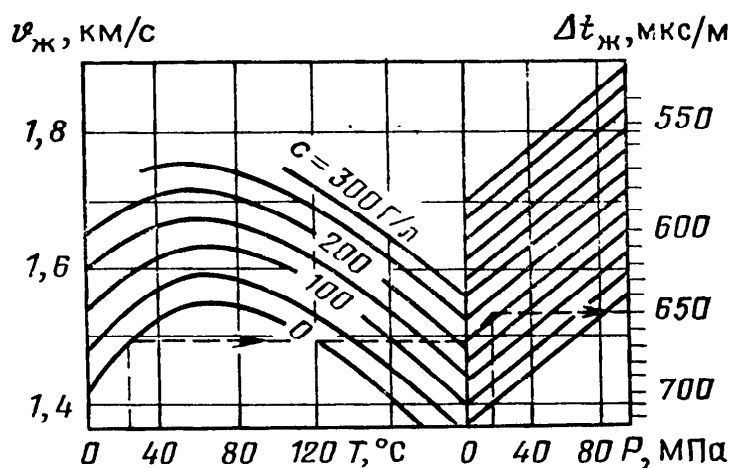


Рис. 53. Экспериментальная зависимость скорости продольных волн первого рода в песчаниках от их относительного газонасыщения (по У. Ф. Мерфи)

меняется, а плотность падает. Снижение  $v_p$  при росте газосодержания связано с существенным увеличением сжимаемости флюида при появлении в нем даже малых количеств газа. При дальнейшем росте газосодержания сжимаемость флюида оказывается настолько меньше сжимаемости матрицы, что уже не оказывает заметного влияния на скорость продольных волн, которая начинает расти за счет снижения плотности породы (рис. 53). С ростом минерализации пластового флюида скорости слабо растут.

В большей степени влияние флюида-порозаполнителя сказывается на коэффициентах поглощения, для которых справедливы следующие неравенства:  $b_{\text{РВП}} < b_{\text{РНП}} < b_{\text{РГП}}$  и  $> b_{\text{СНП}} > b_{\text{РГП}}$  (Л. А. Сергеев, О. Л. Кузнецов, 1967 г.).

Рис. 54. Номограмма для определения скорости продольных волн  $v_{ж}$  и интервального времени  $\Delta t_{ж}$  в воде при известных минерализации  $c$ , давлении  $P_{пл}$  и температуре  $T$  (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову)



Указанные эффекты создают предпосылки для выделения с помощью акустического каротажа газожидкостных и водонефтяных контактов. Однако нивелирующее влияние зоны проникновения и других факторов-помех, позволяет реализовать эту возможность только в отношении газожидкостных контактов, эффекты на которых проявляются несколько ярче.

Порода находится под дифференциальным давлением, равным разности горного и пластового давлений. Увеличение горного давления приводит к сжатию матрицы, уменьшению пористости, увеличению контактной упругости, а следовательно — к росту скоростей и снижению коэффициентов поглощения. Рост пластового давления приводит к противоположным явлениям. Зоны с повышенным и аномально высоким пластовыми давле-

Таблица 2. Скорости распространения  $v_p$  и интервальные времена  $\Delta t_p$  продольных волн в некоторых горных породах

Породы	$v_p$ , км/с	$\Delta t_p$ , мкс/м	$v_p/v_s$
Песчаники	3000—5700	175—333	1,5—1,8
Алевролиты	3800—4900	204—263	1,7—1,8
Глины	2000—3300	300—500	1,7—1,8
Аргиллиты	3300—4500	222—333	1,7—1,8
Известняки	2600—7100	141—385	1,1—2,0
Доломиты	3000—7800	126—333	1,1—2,0
Мергели	2000—3500	385—500	1,1—2,0
Ангидриты	5300—6100	164—189	1,1—1,5
Гипсы	5700—5800	172—176	1,2—1,4
Галиты	4200—4800	208—238	1,2—1,4
Граниты, биотитовые гнейсы	5800	172	1,87
Диориты, биотит-амфиболитовые гнейсы	6200	160	1,77
Габроиды, амфиболиты, гранулиты	6800	147	1,61
Пироксениты	7800	128	1,77

ниями (АВПД) характеризуются существенным снижением скоростей и ростом поглощения, что создает предпосылки для их обнаружения [15].

Рост температуры приводит к изменению упругости материала матрицы и цемента, а также сжимаемости флюида. При интерпретации термобарические условия и минерализация флюида должны учитываться (рис. 54).

Большое число факторов, влияющих на кинематические и динамические параметры упругих волн, обуславливают широкий диапазон изменения этих параметров в пределах одного литотипа (табл. 2). Это обстоятельство предопределяет необходимость комплексирования сейсмоакустики с другими геофизическими методами.

## Глава 9

### АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СКВАЖИНЕ

Выше рассмотрены акустические свойства безграничных изотропных сред. Появление цилиндрических границ, обусловленных наличием скважины и скважинного прибора, меняет условия распространения акустических волн. Особенно существенно их влияние на параметры волн, распространяющихся в скважине и в непосредственной близости от нее.

#### § 1. Методы решения прямой задачи скважинной акустики

Распространение упругих волн в среде со скважиной и скважинным прибором описывается решением краевой задачи для волнового уравнения вида (8.5) с ненулевой правой частью, выражающей функцию источника. Аналитически это уравнение в общем случае не решается. Для конкретных условий его интегрирование осуществляют численными методами. Обычно применяют метод конечных разностей и операторный. В ряде случаев волновое поле в скважине исследуют методами натурального моделирования.

**Метод конечных разностей** применяют при комбинации плоских и цилиндрических границ раздела. Подобно тому, как это делалось при решении прямой задачи электрического каротажа (см. гл. 3, § 2), производные, входящие в волновое уравнение, заменяют их разностными аппроксимациями так, что в узлах сетки, дискретизирующей пространство, значения непрерывной и дискретной функций (потенциала, давления, смещения) совпадают. В результате волновое уравнение второй степени в частных производных сводят к системе алгебраических уравнений. Однако конечно-разностные методы имеют серьезные недо-



статки. Основной из них в том, что полученное решение характеризует волновой процесс в целом, в связи с чем нельзя корректно выделить составляющие его волны и оценить их параметры.

**Операторный метод** позволяет в принципе определить типы возникающих в скважине волн и оценить параметры каждой из них. Суть метода в том, что от дифференциальных уравнений в частных производных к обыкновенным дифференциальным уравнениям переходят посредством ряда интегральных преобразований (см. § 3 приложения). После решения алгебраического уравнения, с помощью обратных преобразований получают решение исходного дифференциального уравнения. Операторный метод эффективен для относительно простых моделей, например для случая скважины, пересекающей пласт бесконечной мощности с осесимметрично расположенным скважинным прибором, а также в случае упрощающих (асимптотических) приближений.

**Натурное моделирование** позволяет изучить условия образования и распространения волн для сложных моделей среды. К таким моделям в первую очередь следует отнести комбинацию цилиндрических границ, имитирующих обсаженную скважину, а также комбинацию цилиндрических и горизонтальных границ. Кроме того, натурное моделирование дает возможность учесть реальные характеристики акустических излучателей, приемников, изоляторов и оценить таким образом эффективность их конструкции.

При проведении моделирования обеспечивают подобие модели изучаемому объекту. Необходимые и достаточные условия подобия выражают константами подобия природы (Н) и модели (М). Для скоростей продольных и поперечных волн константа подобия  $K_c = v_H/v_M$ ; для плотностей —  $K_\delta = \delta_H/\delta_M$ ; для длин —  $K_l = h_H/h_M$ ; для времен —  $K_t = K_l/K_c$ ; для частот —  $K_\omega = K_c/K_l$  для напряжений —  $K_\sigma = K_\delta K_c^2$  (Б. Н. Ивакин, 1950 г.).

Особую трудность при натурном моделировании представляет подбор материалов. Обычно их готовят на основе эпоксидных смол и специально подобранных наполнителей. Обсаженные скважины имитируют, используя стальные, пластмассовые, стеклянные трубки. В ряде случаев обеспечивают возможность изменения давления и температуры.

С помощью перечисленных методов изучены основные закономерности пространственно-временного распределения волнового поля в открытых и обсаженных скважинах.

**Применение операторного метода** рассмотрим на примере решения следующей задачи. Скважинный прибор радиуса  $r_0$  и бесконечной длины с абсолютно жестким корпусом — последнее условие означает, что амплитуда распространяющейся по

нему волны стремятся к нулю (см. гл. 8, § 1), расположен на оси скважины радиусом  $r_1$ , заполненной идеальной жидкостью, скорость продольной волны в которой  $v_0$ , а плотность  $\delta_0$ . Скважина пересекает изотропный пласт бесконечной мощности, представленный однофазной ( $K$  — действительное число) породой, скорости продольной и поперечной волн в которой  $v_p$  и  $v_s$ , а плотность  $\delta_1$ . На корпусе прибора расположены кольцевой излучатель и приемники (кольцом считаем цилиндр, высота которого стремится к нулю). В момент времени  $t=0$ , на бесконечно близком расстоянии от стенки прибора возник мгновенный импульс акустического давления ( $\delta$ -импульс) в виде кольца радиусом  $R$ . Задача заключается в нахождении полного поля акустического давления  $P(t)$  в любой точке внутри скважины.

Отметим, что задача с  $\delta$ -импульсом наиболее общая. Для источника, генерирующего колебания, описываемые произвольной функцией  $F(t)$ , вид поля  $f(t)$  связан с полем  $P(t)$  интегралом свертки

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\tau) F(t-\tau) d\tau.$$

С учетом вышеперечисленных условий и формулы (8.7) уравнение (8.5) для давления в скважине примет вид:

$$\frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \nabla^2 P = \frac{\Pi}{v_0^2} \frac{\delta(r-R)}{2\pi R} \delta(z) \delta(t), \quad (9.1)$$

где  $\Pi$  — константа, обеспечивающая необходимую размерность и имеющая модуль, равный единице<sup>1</sup>, а  $1/2\pi R$  — множитель, позволяющий перейти к плотности кольцевого источника.

Выражение (П1.106) для оператора Лапласа в цилиндрических координатах позволяет преобразовать уравнение (9.1) для условий осевой симметрии следующим образом:

$$\frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = \frac{1}{v_0^2} \frac{\delta(r-R)}{2\pi R} \delta(z) \delta(t). \quad (9.2)$$

Для среды вне скважины, где источник отсутствует, применимы аналогичные уравнения с нулевой правой частью. Поскольку эта среда твердая, запишем их для скалярного  $\phi$  и векторного  $\vec{\psi}$  потенциалов.

Уравнение для скалярного потенциала:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}. \quad (9.3)$$

<sup>1</sup> В дальнейшем константу  $\Pi$  для краткости опускаем.

При выводе волнового уравнения для векторного потенциала учтем, что в данном случае  $\text{div } \vec{\psi} = 0$  (см. гл. 8, § 2). С учетом этого обстоятельства можно показать, что в условиях осевой симметрии отлична от нуля только  $\psi_\theta$ -компонента векторного потенциала (А. М. Био, 1952 г.), т. е.  $\psi = \psi_\theta$ . В результате формула (П1.11) для лапласиана от векторной функции упрощается:

$$\nabla^2 \vec{\psi} = -\text{rot rot } \vec{\psi} = \vec{1}_\theta \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2} \psi \right). \quad (9.4)$$

Волновое уравнение для векторного потенциала с учетом выражения (9.4):

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\psi}{r^2} = \frac{1}{v_S^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}. \quad (9.5)$$

В систему уравнений (9.2), (9.3), (9.5) входят производные по  $r, z, t$ . Применяв, в соответствии с формулами § 3 приложения, преобразование Фурье сначала по  $t$ , а затем по  $z$ , получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений с производными только по  $r$ :

$$-\frac{1}{v_0^2} \omega^2 \tilde{P} - \frac{\partial^2 \tilde{P}}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial r} + K^2 \tilde{P} = \frac{1}{v_0^2} \frac{\delta(r-R)}{2\pi R} \frac{1}{4\pi^2}; \quad (9.6a)$$

$$\frac{1}{v_P^2} \omega^2 \tilde{\varphi} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial r} - K^2 \tilde{\varphi} = 0; \quad (9.6б)$$

$$\frac{1}{v_S^2} \omega^2 \tilde{\psi} + \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial r} - K^2 \tilde{\psi} - \frac{\tilde{\psi}}{r^2} = 0. \quad (9.6в)$$

Обыкновенные дифференциальные уравнения, входящие в систему (9.6) — уравнения Бесселя. Из теории известно, что решение первого из них, удовлетворяющее условию конечности поля на стенке прибора (при  $r \rightarrow r_0$ ) и условию затухания излучения на бесконечности ( $P \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow \infty$ ), имеет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{P} = & \left[ A H_0^{(2)} \left( ir \sqrt{K^2 - \frac{\omega^2}{v_0^2}} \right) + H_0^{(1)} \left( ir \sqrt{K^2 - \frac{\omega^2}{v_0^2}} \right) + \right. \\ & \left. + B H_0^{(1)} \left( ir \sqrt{K^2 - \frac{\omega^2}{v_0^2}} \right) \right] e^{-iKz}, \end{aligned} \quad (9.7)$$

где  $H_0^{(2)} \left( ir \sqrt{K^2 - \omega^2/v_0^2} \right)$ ,  $H_0^{(1)} \left( ir \sqrt{K^2 - \omega^2/v_0^2} \right)$  — функции Ханкеля нулевого порядка второго и первого рода, соответственно, от мнимого аргумента  $ir \sqrt{K^2 - \omega^2/v_0^2}$ .

Наличие трех слагаемых в квадратных скобках связано с существованием в зазоре «стенка скважины — прибор» трех типов волн: проходящей — отразившейся от стенки скважины, и двух уходящих — прямой и отразившейся от стенки прибора. Поскольку при  $r \rightarrow \infty$  функция  $H_0^2(ir \sqrt{K^2 - \omega^2/v_0^2})$  возрастает, а функция  $H_0^{(1)}(ir \sqrt{K^2 - \omega^2/v_0^2})$  убывает, первое слагаемое характеризует проходящую волну, а два других — уходящие. Соответственно множитель  $A$  является коэффициентом отражения от стенки скважины, а множитель  $B$  — от стенки прибора.

Решения уравнений (9.6б) и (9.6в), удовлетворяющие условиям затухания излучения на бесконечности, имеют вид:

$$\begin{aligned}\tilde{\varphi} &= CH_0^{(1)}\left(ir \sqrt{K^2 - \frac{\omega^2}{v_p^2}}\right) e^{-iKz}, \\ \tilde{\psi} &= DH_1^{(1)}\left(ir \sqrt{K^2 - \frac{\omega^2}{v_s^2}}\right) e^{-iKz},\end{aligned}\quad (9.8)$$

где  $H_1^{(1)}$  — функция Ханкеля первого порядка первого рода,  $C$  и  $D$  — постоянные коэффициенты.

Равенства (9.7) и (9.8) содержат четыре неизвестных коэффициента:  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ . Для их нахождения необходимо воспользоваться четырьмя условиями сопряжения, выраженными через  $\tilde{\varphi}_0$ ,  $\tilde{\varphi}_1$  и  $\tilde{\psi}$ . Выразим через образ потенциала  $\tilde{\varphi}_0$  решение (9.7) уравнения (9.6а).

Согласно выражению (П2.7)

$$P = -\lambda_0 \operatorname{div} \vec{U}_0 = -\lambda_0 \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi_0 = -\lambda_0 \nabla^2 \varphi_0.$$

Волновое уравнение для скалярного потенциала  $\varphi_0$  при  $r = r_1$  можно записать с нулевой правой частью:

$$\nabla^2 \varphi_0 = \frac{1}{v_0^2} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial t^2}.$$

Отсюда, с учетом формулы (8.7)

$$P = -\frac{\lambda_1}{v_0^2} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial t^2} = -\delta_0 \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial t^2}. \quad (9.9)$$

Согласно § 3 приложения, образ функции  $\varphi_0''(t)$  — функция  $-\omega^2 \tilde{\varphi}(\omega)$ .

Поэтому

$$\tilde{\varphi}_0 = \tilde{P} / \delta_0 \omega^2. \quad (9.10)$$

Сформулируем условия сопряжения.

Поскольку первая среда — стенка прибора — абсолютно жесткая, условия сопряжения на границе с ней выражаются в равенстве нулю нормальных смещений (первое условие сопряжения). Для границы скважинная жидкость — пласт условия сопряжения выражаются в равенстве нормальных смещений (второе условие), равенстве нормальных напряжений (третье условие) и, поскольку одна среда жидкая — равенстве нулю касательных напряжений (четвертое условие).

Согласно условию задачи, определению подлежит поле акустического давления в скважине. Его находят с помощью обратного преобразования Фурье для выражения (9.7), используя найденные значения коэффициентов  $A$  и  $B$ . Полученный в результате интеграл содержит специальные функции и не имеет в общем случае аналитического решения. Его анализ, выполненный в низкочастотном ( $\Lambda \geq 2r_1$ ) и высокочастотном ( $\Lambda \ll r_1$ ) приближениях [24], на основе теории функций комплексного переменного, является сложной задачей, выходящей за рамки общего курса.

Условно решение можно представить в виде

$$P = P_0(t, r, z) + \sum_{l=1}^{\infty} P_{l,n}(t, r, z), \quad (9.11)$$

где член  $P_0(t, r, z)$  характеризует прямую водную волну, а члены ряда — отраженные волны, под которыми следует понимать отраженные водные волны, а также волны поверхностные и головные. Каждый член ряда описывает регистрируемое кольцевым приемником акустическое поле, созданное волнами всех названных типов,  $l$  раз отразившихся от стенки скважины и  $n$  — от стенки прибора, и являющееся функцией времени  $t$ , координаты кольцевого приемника  $z$  и его радиуса  $r$ . Сумма ряда описывает суммарное поле, регистрируемое после  $l$ -,  $n$ -отражений. В принципе эта сумма распадается на две, одна из которых соответствует отраженным волнам, распространяющимся от прибора ( $n=l$ ), а другая — отраженным волнам, распространяющимся к прибору ( $n=l-1$ ). Поскольку радиус приемника  $r=r_0$ , волны, распространяющиеся от прибора, им не регистрируются.

Остановимся кратко на условиях возникновения и распространения названных волн.

## § 2. Водные и поверхностные волны в скважине

Если индекс  $l=1$ , а индекс  $n=0$ , выражение (9.11) характеризует в частности водную волну  $P_0P_0$ , возникшую в результате первого отражения прямой водной волны  $P_0$  от стенки

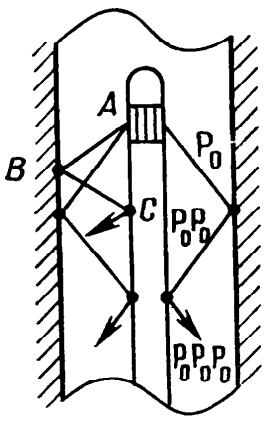


Рис. 55. Механизм образования отраженных водных волн

скважины. При последующих отражениях в каждой точке кольцевого зазора между стенкой скважины и прибором последовательно образуются отраженные водные волны  $P_0P_0P_0$  ( $n=1, l=2$ );  $P_0P_0P_0P_0$  ( $n=2, l=3$ ); ..., амплитуды которых при  $l \rightarrow \infty$  стремятся к нулю. Поскольку путь  $ABC$  (рис. 55) больше пути  $AC$ , а скорости водных волн равны, при мгновенном импульсе излучения прямые и отраженные волны не интерферируют.

Фактически длительность импульса превышает время распространения волн от излучателя до стенки скважины, т. е. он существует в некотором интервале времени.

Картина в этом интервале близка к той, какая была бы при непрерывной работе излучателя. В результате в зазоре возникает сложное интерференционное поле. Тем не менее, поскольку у реального импульса есть начало, первые вступления прямой волны не осложнены интерференцией с отраженными водными волнами.

Из теории известно, что равенство нулю знаменателя коэффициента отражения  $A$ , входящего в выражение (9.7), свидетельствует о возникновении поверхностных волн. В данном случае их две — волна Лэмба и псевдорелеевская. При стремлении частоты к бесконечности стенка скважины становится как бы плоской и скорость волны Лэмба монотонно приближается к скорости поверхностной волны Стоунли, возникающей на плоской границе жидкости и твердого тела. Поэтому волну Лэмба иногда называют волной Лэмба — Стоунли.

Возникновение волны Лэмба можно объяснить следующим образом.

На низких частотах ( $\Lambda \geq 2r_1$ ) скважину можно рассматривать как узкую трубу, обладающую, в общем случае, следующим свойством: какой бы излучатель не создавал в ней гармоническое акустическое поле, на некотором расстоянии от излучателя будет распространяться одномерная (параметры зависят только от  $z$  и  $t$ ) волна с плоским фронтом, практически перпендикулярным к стенке трубы [16].

Если бы стенка скважины была абсолютно жесткой, смещения в рассматриваемой плоской волне были бы только продольными, а ее фазовая скорость равнялась скорости  $v_0$  упругих волн в свободной жидкости. Фактически порода сжимаема, в связи с чем наличие в жидкости областей повышенного и пониженного давления вызывает небольшие радиальные смещения стенок и столб жидкости дополнительно укорачивается или растягивается. Это явление эквивалентно увеличению сжимаемости среды, и скорость волны оказывается несколько меньше  $v_0$ .

В породе радиальные колебания затухают на длине волны, в связи с чем рассматриваемая волна в целом является поверхностной. Ее существование предсказано в результате анализа выражения (9.7) в низкочастотном приближении при стремлении к нулю знаменателя коэффициента  $A$ . В геофизике эту волну называют трубной, гидроволной или волной Лэмба и обозначают  $L$ . Численный анализ функции возбуждения волны Лэмба показывает, что она быстро убывает при увеличении частоты. Поэтому ее спектр более низкочастотен, чем спектр других волн [24].

Поскольку радиальные смещения в волне Лэмба невелики, рассеяние энергии в породе минимально и волна распространяется на большие расстояния вдоль оси  $z$  с малым затуханием. Картина меняется, если пласт проницаем. Расхождение фронта и фильтрация жидкости из областей сгущения в пласт и из пласта в области разряжения, соответствующие возникновению продольной волны второго рода, приводит к заметному снижению амплитуды волны Лэмба. На этом явлении основано выделение проницаемых пластов.

Наряду с волной Лэмба в скважине образуется поверхностная волна релеевского типа. Поскольку в рассматриваемом случае твердая среда контактирует с жидкостью, а не с воздухом, как в наземной сейсморазведке, это псевдорелеевская волна. Ее скорость, как и у обычной релеевской волны, близка к скорости  $v_s$  поперечной волны в породе, но при распространении она непрерывно излучает энергию в жидкость и быстро затухает. Поэтому ее трудно обнаружить на фоне обменной головной волны, скорость которой, как будет показано ниже, равна  $v_s$ .

Основное практическое значение среди рассмотренных выше волн имеет волна Лэмба. Найдем выражение для ее скорости, считая для простоты, что прибора в скважине нет [32].

Смещение частиц в волне Лэмба, как уже говорилось, направлено главным образом вдоль оси  $z$  и может рассматриваться как функция  $U_z$  координаты  $z$  и времени  $t$ . Радиальные смещения стенки скважины  $U_r$  незначительны.

Движение в осевом направлении обусловлено градиентом давления вдоль оси  $z$ , что можно выразить количественно, приравняв действующую в этом направлении силу к массе, умноженной на ускорение для элементарной цилиндрической области длиной  $\Delta z$ :

$$\frac{\partial P}{\partial z} \Delta z \pi r_1^2 = -\delta_0 \pi r_1^2 \Delta z \frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2},$$

где  $r_1$  — радиус скважины.

Отсюда

$$\partial P / \partial z = -\delta_0 \partial^2 U_z / \partial t^2. \quad (9.12)$$

По мере роста давления, объем  $V_0$  элементарной цилиндрической области изменяется. Его изменение  $\tilde{V}$  состоит из двух частей:  $\pi r_1^2 (\partial U_z / \partial z) \Delta z$ , обусловленной осевым движением, и  $2\pi r_1 \Delta z U_r$ , обусловленной радиальным расширением стенки скважины. Деление суммы этих частей на объем  $V_0 = \pi r_1^2 \Delta z$  дает

$$\frac{\tilde{V}}{V_0} = \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{2U_r}{r_1}$$

или, в соответствии с формулой (П2.7),

$$\frac{-P}{\lambda_0} = \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{2U_r}{r_1}. \quad (9.13)$$

Г. Лэмб (1960 г.) показал, что для рассматриваемых условий

$$U_r / r_1 = P / 2\mu_{\text{п}}, \quad (9.14)$$

где  $\mu_{\text{п}}$  — константа Ламэ (сдвиговая жесткость породы).

В результате, выражение (9.13) принимает вид:

$$\frac{\partial U_z}{\partial z} = -P \left( \frac{1}{\mu_{\text{п}}} + \frac{1}{\lambda_0} \right).$$

Выполнив дифференцирование по  $z$ , получим:

$$\frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} = -\frac{\partial P}{\partial z} \left( \frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\mu_{\text{п}}} \right). \quad (9.15)$$

С учетом (9.12), выражение (9.15) можно записать как

$$\frac{\partial^2 U_z}{\partial t^2} - \frac{1}{(\lambda_0 + \mu_{\text{п}}) \delta_0} \frac{\partial^2 U_z}{\partial z^2} = 0. \quad (9.16)$$

Сравнивая выражения (9.16) и (8.5), видим, что полученное волновое уравнение характеризует волну, распространяющуюся вдоль скважины со скоростью

$$v_L = \left[ \delta_0 \left( \frac{1}{\lambda_0} + \frac{1}{\mu_{\text{п}}} \right) \right]^{-1/2}. \quad (9.17)$$

Преобразовав (9.17), с учетом (8.7), получим:

$$v_L = (\lambda_0 / \delta_0)^{1/2} \left( \frac{\mu_{\text{п}}}{\lambda_0 + \mu_{\text{п}}} \right)^{1/2} = v_0 \left( \frac{\mu_{\text{п}}}{\lambda_0 + \mu_{\text{п}}} \right)^{1/2}. \quad (9.18)$$

Итак, скорость волны Лэмба несколько меньше скорости продольной волны в скважинной жидкости. Измерив  $v_L$  и зная параметры скважинной жидкости  $v_0$  и  $\lambda_0$ , определяют  $\mu_{\text{п}}$ .



С помощью формул (8.7) и (8.17) уравнение (9.18) преобразуется к виду:

$$v_L = v_0 \left( \frac{v_0^2 \delta_0}{v_s^2 \delta_1} + 1 \right)^{-1/2}, \quad (9.19)$$

из чего следует, что измерив скорости  $v_s$ ,  $v_L$ ,  $v_0$  и зная плотность жидкости  $\delta_0$ , можно определить плотность породы  $\delta_1$ .

### § 3. Головные волны в скважине

Наряду с отраженной волной  $P_0P_0$  на стенке скважины образуется преломленная волна  $P_0P_1$  (рис. 56). Направления их волновых векторов связаны *законом Снеллиуса*, являющимся выражением принципа причинности, который в данном случае можно сформулировать как условие неразрывности фронтов отраженной и преломленной волн. На основе простых геометрических построений не трудно показать, что если это условие выполняется,  $v_0 \sin \theta_1 = v_1 \sin \theta_0$ . Угол  $\theta_0 = \theta_{0 \text{ кр } 1}$ , для которого  $v_0/v_p = \sin \theta_0$  (соответственно  $\theta_1 = \pi/2$ ), называют *первым критическим*. При углах падения  $\theta_0 \geq \theta_{0 \text{ кр } 1}$  имеет место полное внутреннее отражение, в связи с чем возникают *головные волны*, распространяющиеся вдоль границы твердой и жидкой фаз со скоростью  $v_p$  продольной волны в породе (в общей акустике эти волны называют *боковыми*). Учитывая механизм образования, их, как и преломленные, обозначают  $P_0P_1$ . Очевидно головная волна образуется, если  $v_0 < v_p$ .

Поскольку скорость головной волны  $v_p$  больше скорости  $v_0$  продольной волны в жидкости, в скважине возникает вторичная продольная волна, обозначаемая  $P_0P_1P_0$ . Механизм ее образования можно пояснить на основе принципа Гюйгенса — Френеля. Для этого каждую точку стенки скважины, например  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  (рис. 57), следует считать источником волны  $P_0$ , возникающей в момент прохождения через эту точку фронта волны  $P_0P_1$ . В изотропной среде, коей является скважинная жидкость, такие парциальные продольные волны будут сферическими, так как они распространяются во все стороны со скоростью  $v_0$ . Допустим, что фронт волны  $P_0P_1$ , движущейся со скоростью  $v_p$ , находится в точке  $E$ , а за  $t$  секунд до этого находился в точке  $A$ . Очевидно волна, излученная из  $A$ , к этому времени представляет сферу радиусом  $R_1 = v_0 t$  (окружности 1 на рис. 57, а и б). Аналогично волны, излученные из точек  $B$ ,  $C$ ,  $D$ , представляют сферы 2, 3, 4. По принципу Гюйгенса парциальные волны гасят друг друга в результате интерференции всюду, за исключением их огибающей, которая образует в скважине коническую поверхность (линия 5 на рис. 57, а). Эта волновая поверхность представляет фронт волны  $P_0P_1P_0$ . Скорость движения волны

Рис. 56. Механизм образования головных волн

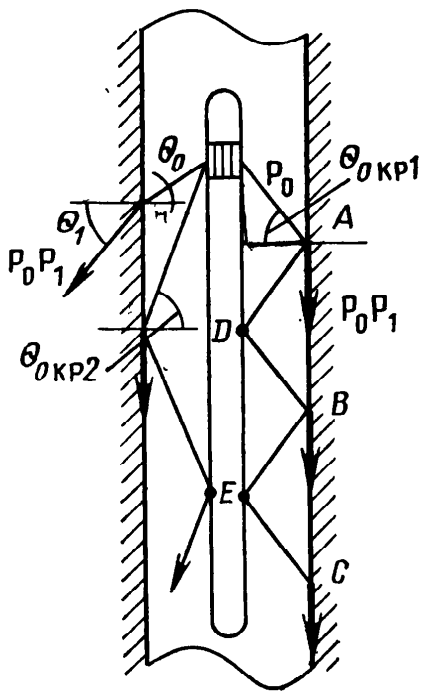
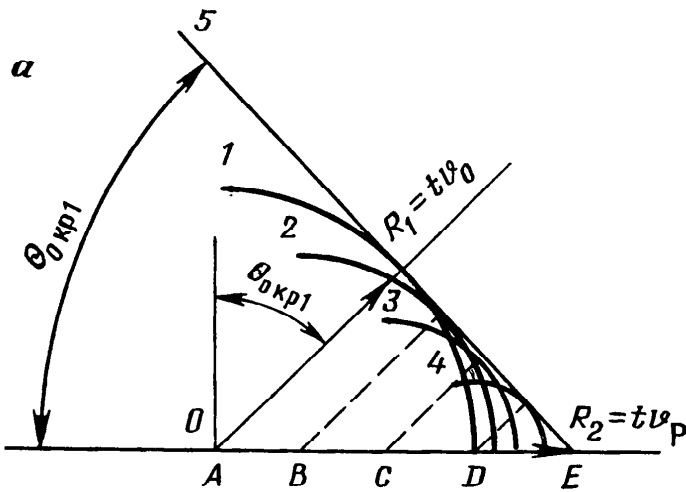
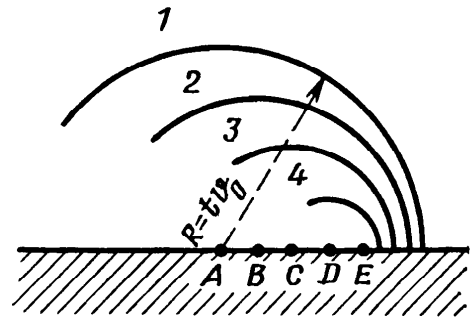


Рис. 57. Движение волны вдоль границы твердой и жидкой фаз:

$a - v_p > v_0$ ;  $b - v_p < v_0$



$b$



в направлении, перпендикулярном фронту, —  $v_0$ , в направлении оси скважины —  $v_p$ . Скорость  $v_p$  является, таким образом, кажущейся скоростью волны  $P_0P_1P_0$  вдоль оси  $z$ . Поскольку  $v_0/v_p = \sin \theta_{0кр1}$ , фронт перемещается под критическим углом к стенке скважины. Допустив, что скорость в породе меньше чем в жидкости, убеждаемся, что общая огибающая в этом случае не возникает и волна в жидкости не образуется (см. рис. 57, б).

Угол  $\theta_0 = \theta_{0кр2}$ , для которого  $v_0/v_s = \sin \theta_0$ , называют *вторым критическим*. При углах  $\theta \geq \theta_{0кр2}$  также имеет место полное внутреннее отражение, в связи с чем в породе возникают головные волны, распространяющиеся вдоль границы твердой и жидкой фаз со скоростью  $v_s$  поперечной волны в породе. Условие образования головной волны в данном случае  $v_0 < v_s$ . Эта волна также образует продольную волну в жидкости, обозначаемую  $P_0S_1P_0$ . Ее конический фронт перемещается вдоль оси скважины со скоростью  $v_s$ .

Поскольку в волне  $P_0P_1P_0$  энергия перераспределяется между волнами одного типа — продольными — эту волну называют *монотипной головной*. Соответственно волну  $P_0S_1P_0$  называют *обменной головной*.

Головные волны  $P_0P_1P_0$  и  $P_0S_1P_0$  являются *неоднородными*: их амплитуды при  $r > r_1$  уменьшаются с увеличением  $r$ . Уменьшение амплитуд тем интенсивнее, чем больше угол  $\theta_0$ , при котором возникла головная волна. Поэтому коэффициент передачи энергии в головную волну максимален вблизи  $\theta_0 = \theta_{0 \text{ кр}}$ . Условно можно считать, что в кольцевом зазоре «прибор — стенка скважины» волна  $P_0P_1P_0$  образуется не во всех точках критической области ( $\theta_0 \geq \theta_{0 \text{ кр}}$ ), а дискретно в точках  $A, B, C$  и т. д. (см. рис. 56), расположенных, как нетрудно видеть, на расстоянии  $2(r_1 - r_0) \operatorname{tg} \theta_{0 \text{ кр}}$  одна от другой. Интерференцией этих волн (их «пристраиванием» одна к другой) объясняется вид головной монотипной волны, регистрируемой в скважине. Действительно, форма головной волны должна, казалось бы, повторять форму излученного импульса, имеющего 1,5—2 периода. Однако ее реальная форма представляет собой цуг колебаний, число периодов в котором существенно больше.

Вследствие интерференции распределение энергии в спектре зарегистрированных колебаний отличается от ее распределения в спектре излученных колебаний. Подчеркиваются те частоты, для которых интерференция происходит в фазе, иными словами, для которых на участках  $ADB, BEC$  (см. рис. 56) укладывается целое число волн. Это явление называют *конструктивной интерференцией*. Поскольку отрезок  $AD$  для волны  $P_0P_1P_0$  меньше соответствующего отрезка для волны  $P_0S_1P_0$ , видимая частота обменной волны меньше, чем монотипной.

В общем случае видимая частота соответствует наименьшей частоте конструктивной интерференции. Определим ее.

Время распространения волны  $P_0$  на участке  $ADB$  равно  $2(r_1 - r_0)/v_0 \cos \theta_{0 \text{ кр}}$ . Время прохождения волной  $P_0P_1P_0$  участка  $AB$  равно  $2(r_1 - r_0) \operatorname{tg} \theta_{0 \text{ кр}}/v_p$ . Интерференция в фазе возникает, если разность этих времен кратна периоду. Отсюда, учитывая, что  $\sin \theta_{0 \text{ кр}} = v_0/v_p$ , получаем

$$\frac{n_{\text{к}}}{f_n} = \frac{2(r_1 - r_0)}{v_0} \left( 1 - \frac{v_0^2}{v_p^2} \right)^{1/2},$$

где  $n_{\text{к}}$  — целое число,  $f_n$  — частота волны, испытавшей конструктивную интерференцию. Видимая частота волны  $P_0P_1P_0$  соответствует  $n_{\text{к}} = 1$ .

Видимую частоту волны  $P_0S_1P_0$  определяют аналогичным образом.

В реальных условиях диаметр скважины меняется, а прибор отклоняется от оси. Поэтому распределение энергии в спектре

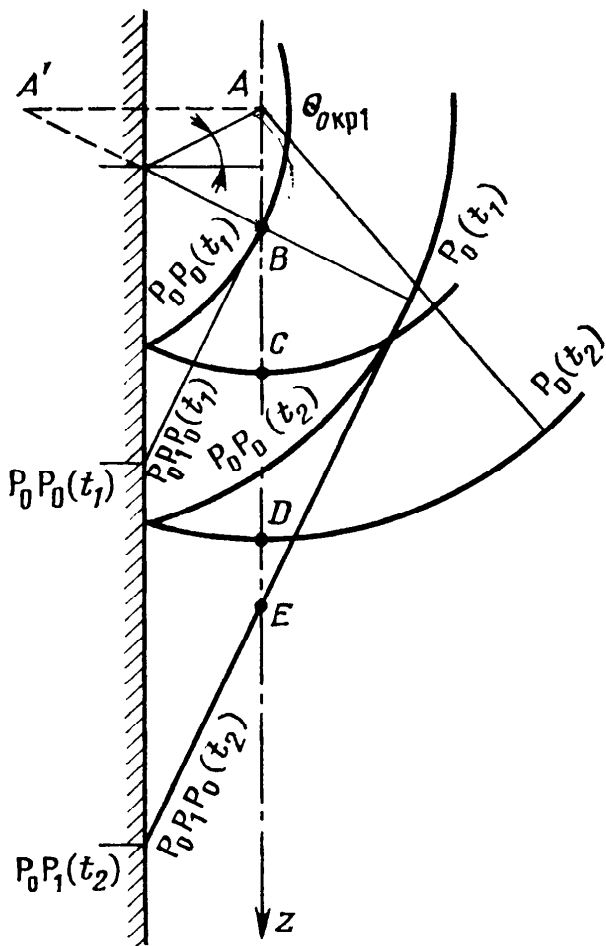


Рис. 58. Положение фронтов упругих волн в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$

Рассмотрим в лучевом приближении положение фронтов прямых  $P_0$ , отраженных  $P_0P_0$  и монотипных  $P_0P_1P_0$  волн в скважине в моменты времени  $t_1$  и  $t_2 > t_1$  (рис. 58).

Допустим в момент времени  $t=0$  излучен импульс упругих колебаний, а в момент  $t_1$  головная волна  $P_0P_1P_0(t)$  впервые достигла оси  $z$  скважины в точке  $B$ , расположенной на расстоянии  $L_1$ , от источника излучения  $A$ . Одновременно с ней достиг точки  $B$  и фронт отраженной волны  $P_0P_0(t_1)$ , который может быть построен с помощью мнимого источника  $A'$ . Прямая волна  $P_0(t_1)$  к этому моменту обгоняет фронт головной волны на величину отрезка  $BC$ . Однако фронт волны  $P_0P_1P_0$  движется вдоль оси  $z$  со скоростью большей, чем фронт волны  $P_0$ . Поэтому к некоторому времени  $t_2$  он обгоняет его на величину отрезка  $DE$ .

Очевидно, что

$$L_1 = 2(r_1 - r_0) \operatorname{tg} \theta_{0\text{кр}1} = 2v_0(r_1 - r_0)/(v_P^2 - v_0^2)^{1/2}.$$

Время прихода волны  $P_0P_1P_0$  в точку  $B$

$$t_1 = 2(r_1 - r_0)/(v_0 \cos \theta_{0\text{кр}1}) = 2v_P(r_1 - r_0)/(v_0 \sqrt{v_P^2 - v_0^2}).$$

Время прихода головной волны в точку, расположенную на расстоянии длины зонда  $L_3$  от источника

зарегистрированных колебаний, в известной степени, случайная величина и спектральный анализ сигналов с целью определения параметров пород целесообразно проводить по начальной части волновой картины, которая не осложнена конструктивной интерференцией.

При распространении головных волн вдоль стенки скважины они затухают за счет расхождения и поглощения. На низких частотах расхождение монотипной волны пропорционально  $R^{-1}$ , а обменной —  $R^{-2}$ , где  $R$  — расстояние, пройденное в породе. Если оно учтено, затухание можно считать функцией только параметров среды.

Интерференция волн затрудняет, а иногда делает невозможной их идентификацию.

$$t_p = t_1 + (L_3 - L_1)/v_p = \frac{2(r_1 - r_0)v_p}{v_0 \sqrt{v_p^2 - v_0^2}} + \left[ L_3 - \frac{2v_0(r_1 - r_0)}{\sqrt{v_p^2 - v_0^2}} \right] \times \\ \times \frac{1}{v_p} = \frac{1}{v_p} [L_3 + 2(r_1 - r_0)(v_p^2 - v_0^2)^{1/2}/v_0]. \quad (9.20)$$

Зависимость времени прихода волны от расстояния  $L_3$  между излучателем и приемником называют годографом этой волны. Выражение (9.20) — уравнение годографа монотипной волны. Для прямой волны уравнение годографа имеет вид

$$t = L_3/v_0. \quad (9.21)$$

Сопоставление выражений (9.20) и (9.21) показывает, что при

$$L_3 > 2(r_1 - r_0) \sqrt{(v_p + v_0)/(v_p - v_0)} \quad (9.22)$$

монотипная волна обгоняет прямую.

Аналогично можно найти годограф обменной волны и определить расстояние, при котором ее удастся зарегистрировать раньше, чем возникнет интерференция с прямой волной.

Таким образом, существует принципиальная возможность регистрации не осложненных интерференцией головных волн в скважине. Их параметры характеризуют упругие свойства среды за стенкой скважины.

#### § 4. Влияние неоднородности околоскважинного пространства на параметры головных волн

Выше предполагалось, что среда однородна в пределах скважины и за ее стенкой. Однако околоскважинное пространство неоднородно, что связано с наличием пустот и включений, а также зоны, измененной в радиальном направлении в результате взаимодействия с промывочной жидкостью и породоразрушающим инструментом. К радиальной неоднородности приводит и обсадка скважины.

Поскольку головные волны в свою очередь неоднородны, на формирование их параметров влияет цилиндрический слой, в котором локализована основная доля энергии. Среда, лежащая вне этого слоя, на параметры головных волн практически не влияет. В результате экспериментальных исследований установлено (О. Л. Кузнецов, 1967 г.), что отношение толщины слоя  $\Delta_d$ , оказывающего заметное влияние на динамические параметры волн, к толщине слоя  $\Delta_k$ , оказывающего заметное влияние на кинематические параметры, равно приблизительно двум. Это значит, что методы, основанные на определении динамических параметров, в принципе более глубинны, чем основанные на измерении кинематических параметров. При этом  $\Delta_d$  и  $\Delta_k$  возрастают прямо пропорционально длине волны и, следо-

вательно, зависят от частоты. В качестве примера укажем, что при  $v_p = 5$  км/с и частоте  $f = 25$  кГц,  $\Delta_d = 20$  см, а на частоте 5 кГц увеличивается до 100 см. Легко видеть, что в обоих случаях толщина слоя равна длине волны.

Образование зоны проникновения и, в частности, промытой зоны, приводит к изменению упругих свойств пород и, следовательно, к радиальной неоднородности. Во многих случаях в непосредственной близости от стенки скважины образуются микротрещины. Скорости продольных и поперечных волн при этом растут в направлении неизменной части пласта. В геофизике такое плавное изменение называют градиентным, поскольку оно связано с появлением отличного от нуля градиента скорости, а среду — *слабо неоднородной*.

Слабо неоднородную среду можно условно разбить на множество тонких (сравнительно с длиной волны), незначительно отличающихся по параметрам плоскопараллельных слоев с четкими границами. На границе каждого слоя волна, упавшая на стенку скважины под углом  $\theta_0 < \theta_{0\text{кр}}$ , испытывает преломление, что приводит к искривлению ее пути — *рефракции* (рис. 59). На некотором удалении от стенки скважины волна достигнет условной границы слоя, параметры которого практически не отличаются от параметров неизмененного пласта. Поскольку эта граница отделяет низкоскоростную зону от высокоскоростной, на ней при выполнении известных условий возникнет полное внутреннее отражение и образуется волна, называемая *головной рефрагированной*. Поэтому на некотором расстоянии от излучателя фронт волны, возбужденный ею в жидкости, обгонит фронт волны  $P_0P_1P_0$ . Показано, что располагая приемник на расстоянии  $L_3 \geq 3$  м от излучателя, можно как правило зарегистрировать головную рефрагированную волну, параметры которой характеризуют неизмененную породу.

Пространственно-временное распределение волнового поля в обсаженной скважине отличается появлением специфических волн, связанных с колебаниями, возникающими в обсадной колонне и цементном камне. В зависимости от поставленной задачи эти волны можно рассматривать либо как полезный сигнал, либо как помеху. Например, при изучении акустических свойств разреза волну, распространяющуюся по колонне, рассматривают как помеху, а при изучении состояния обсадки — как полезный сигнал.

Расчеты и экспериментальные данные позволили получить сведения о характере волнового поля при различных условиях передачи напряжений на границах колонна — цемент — порода (О. Л. Кузнецов, 1967 г.).

При хорошем сцеплении колонны с цементом и цемента с породой головные волны являются обобщенными, так как они в той или иной мере зависят от обобщенных характеристик гор-

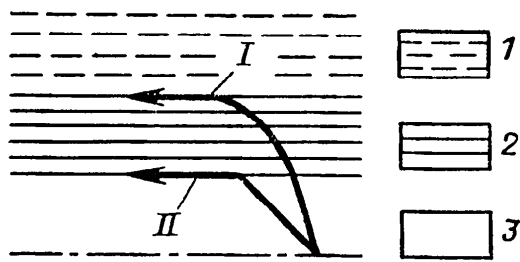


Рис. 59. Механизм образования головной рефракгированной (I) и головной (II) волн:

1 — неизменная порода; 2 — низкоскоростной слой; 3 — промывочная жидкость

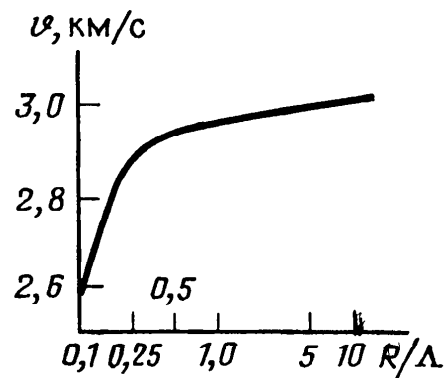


Рис. 60. Зависимость скорости обобщенной головной волны от волновой толщины слоя «колонна — цемент» [3].

Скорость в породе — 2,6 км/с

ных пород, цементного камня и колонны. При этом влияние пород возрастает с увеличением длины волны. Таким образом в обсаженной скважине имеет место дисперсия скорости головных волн: по мере роста частоты (соответственно и отношения  $h/\Lambda$ , где  $h$  — толщина слоя «колонна + цемент»), скорость головных волн меняется от скорости в породе до скорости в обсадке (рис. 60). Такую частотную дисперсию называют *геометрической*. Анализ результатов лабораторных и скважинных исследований показывает, что при частотах ниже 15 кГц обсадка практически не влияет на значения скорости и затухания.

При скользящем контакте цемента с колонной и жестком с породой обобщаются свойства цемента и породы. При этом на частотах ниже 15 кГц влияние цементного камня на параметры головных волн пренебрежимо мало, в связи с чем скорости их распространения и коэффициенты затухания совпадают со значениями, зарегистрированными в открытом стволе. Однако выделение волны по породе на фоне интенсивной волны по колонне затруднительно.

Если сцепление на границах колонна — цемент — порода отсутствует, обобщенная волна не возникает. Выделение головных волн по породе в этом случае практически невозможно.

Таким образом при хорошем качестве обсадки по параметрам головных волн можно определить упругие характеристики пород, слагающих разрез скважины, при неудовлетворительной — эта задача трудно выполнима. Вместе с тем, изучая поле упругих волн в скважине, можно оценить качество обсадки, состояние контактов колонна — цемент и цемент — порода, а также распределение цемента в затрубном пространстве.

Метод ГИС, основанный на возбуждении и изучении поля упругих волн в скважине в полосе частот от одного до нескольких десятков килогерц, называют акустическим каротажем (АК). Существует несколько модификаций зондов АК, отличающихся числом излучателей и приемников, а также их взаимным расположением. Рассмотрим основные из них.

### § 1. Зонды АК

В общем случае зонд АК содержит  $n = k + m$  элементов, где  $k$  — число приемников,  $m$  — число излучателей. Такой зонд называют  $n$ -элементным. В силу принципа взаимности замена излучателей на приемники, а приемников — на излучатели, не меняет характера записи.

**Двухэлементный зонд АК** содержит один приемник и один излучатель. Расстояние между их центрами называют длиной зонда  $L_z$ . Кинематические и динамические параметры волнового поля, регистрируемые таким зондом, обусловлены характеристиками породы и скважины, а также длиной зонда. Так, при  $L_z > 3$  м удается, как правило, зарегистрировать головную рефрэгированную волну. От длины зонда зависит и вид волновой картины. При выполнении условия (9.22) волна  $P_0P_1P_0$  практически не интерферирует с прямой волной  $P_0$ . Дальнейшее увеличение длины зонда позволяет получить участок волны  $P_0S_1P_0$ , свободный от интерференции с волнами  $P_0P_1P_0$  и  $P_0$  (рис. 61, а). Последующие вступления волны  $P_0S_1P_0$  обычно осложнены интерференцией с волнами  $P_0$ ,  $P_0P_0$  и волной Лэмба. Если горная порода характеризуется значительным поглощением акустической энергии, длину зонда приходится сокращать. Разрешенность волновой картины при этом ухудшается (рис. 61, б). В зависимости от условий измерений и решаемой задачи применяют зонды длиной 1—6 м. Так, если интерес представляют только первые вступления волны  $P_0P_1P_0$ , применяют относительно короткие зонды, отличающиеся высоким отношением сигнал/помеха.

Время  $t_p$  распространения волны  $P_0P_1P_0$  от излучателя к приемнику оценивается соотношением (9.20). Из него следует, что  $t_p$  зависит не только от скорости в породе, но и от диаметров скважины  $d_c$  и прибора  $d_0$ . Аналогичным образом зависит от  $d_c$  и  $d_0$  время  $t_s$  распространения волны  $P_0S_1P_0$ .

Существенно влияет на кинематические и динамические параметры положение зонда в скважине. Это влияние легко объяснить, пользуясь лучевыми представлениями. В частности, при расцентровке зонда головные волны могут распространяться от



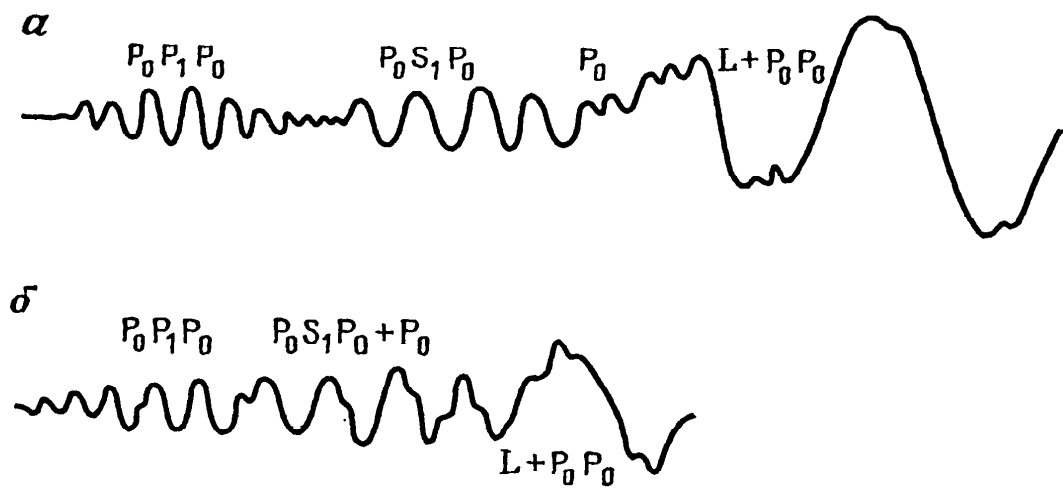


Рис. 61. Схематическое изображение волновых картин при хорошей (а) и плохой (б) разрешенности записи

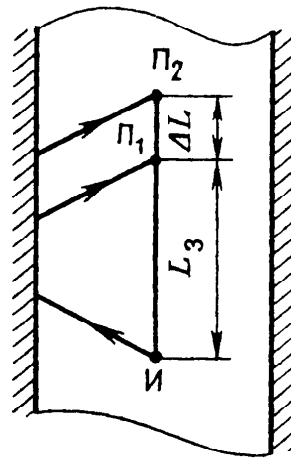


Рис. 62. Схематическое изображение трехэлементного зонда АК

излучателя к приемнику по более короткому пути. В результате зарегистрированные значения  $t_p$  и  $t_s$  снижаются. Снижаются и амплитуды регистрируемых сигналов, поскольку волны, идущие различными путями, интерферируют в разных фазах. Для устранения этих явлений применяют специальные центраторы, уменьшающие отклонение зонда от оси скважины.

Отношение амплитуд  $A_s/A_p$ , а также амплитуда волны Лэмба  $A_L$ , менее чувствительны к расцентровке. В целом сильная зависимость параметров головных волн от перечисленных факторов ограничивает область применения двухэлементных зондов обсаженными скважинами, где их используют для целей цементометрии, т. е. для изучения качества обсадки.

**Трехэлементные зонды** получили в настоящее время основное распространение. Расстояние  $\Delta L$  между приемниками (излучателями) трехэлементного зонда называют его базой, расстояние  $L_3$  от излучателя (приемника) до ближнего приемника (излучателя) — длиной зонда. Точкой записи считают середину базы. Обозначения зондов аналогичны принятым в электрическом каротаже, например: И 2,0П<sub>1</sub> 0,5П<sub>2</sub> или П 2,0И<sub>1</sub> 0,5И<sub>2</sub>.

Если зонд центрирован, а каверны отсутствуют, разница путей, проходимых головными волнами к первому и второму приемникам, равна длине базы (рис. 62). В связи с этим разница времен прихода головной волны на второй и первый приемник,

а в отсутствии расхождения и отношение амплитуд сигналов, регистрируемым первым и вторым приемником, зависят от параметров пород на базе измерений:

$$\Delta t = \Delta L/v; \quad A_2/A_1 = \exp(-b\Delta L), \quad (10.1)$$

где  $v$  — скорость монотипной или обменной волны.

Обычно в акустике коэффициент поглощения обозначают  $\alpha$ . Из (10.1) следует, что в отсутствии расхождения

$$\alpha = \ln(A_1/A_2)/\Delta L.$$

Конфигурация диаграмм АК, например, диаграммы  $\Delta t$  в пласте конечной мощности, может быть получена путем простых геометрических построений. Границам пласта соответствуют середины участков роста и снижения аномалий. Базу выбирают в соответствии с требуемой разрешающей способностью. Чем меньше база, тем более тонкие пласты могут быть выделены. Существенные значения находят в середине аномалий.

При перекосе трехэлементного зонда возникают погрешности, связанные с тем, что пути головных волн к первому и второму приемникам оказываются неравными (рис. 63, а). Для устранения перекосов и центрирования трехэлементных зондов применяют центраторы. Однако их действие не всегда достаточно эффективно. Существуют компенсированные четырехэлементные зонды, показания которых в меньшей степени искажены влиянием перекосов.

**Четырехэлементный зонд** представляет собой сочетание двух трехэлементных:  $I_1П_1П_2$  и  $П_1П_2И_2$  (рис. 63, б). Регистрируемые ими интервальные времена можно рассчитать по формулам:

$$\Delta t_1 = \frac{l_2 - l_1}{v_0} + \frac{S_1}{v}; \quad \Delta t_2 = \frac{l_3 - l_4}{v_0} + \frac{S_2}{v}.$$

Поскольку треугольники, содержащие отрезки  $l_1l_3$  и  $l_2l_4$ , равнобедренные,  $l_2 - l_1 = -(l_3 - l_4)$  и

$$(\Delta t_1 + \Delta t_2)/2 = (S_1 + S_2)/2v \approx \Delta L/v.$$

Таким образом, измеряя  $\Delta t_1$  и  $\Delta t_2$  и находя их среднее, можно существенно уменьшать влияние перекоса.

Измерения зондами АК ведут циклически в процессе движения. Для трехэлементного зонда, содержащего два приемника, цикл включает запуск излучателя — передачу информации от первого приемника, второй запуск излучателя — передачу информации от второго приемника. Временной сдвиг между запусками столь мал ( $40 \div 100$  мс), что каждый цикл можно отнести к одному положению излучателя в пространстве.

Таким образом, описанные зонды позволяют исследовать временное распределение волнового поля на оси скважины при данном положении излучателя.

Рис. 63. Схемы, поясняющие влияние перекоса на показания трех- (а) и четырехэлементного (б) зондов АК

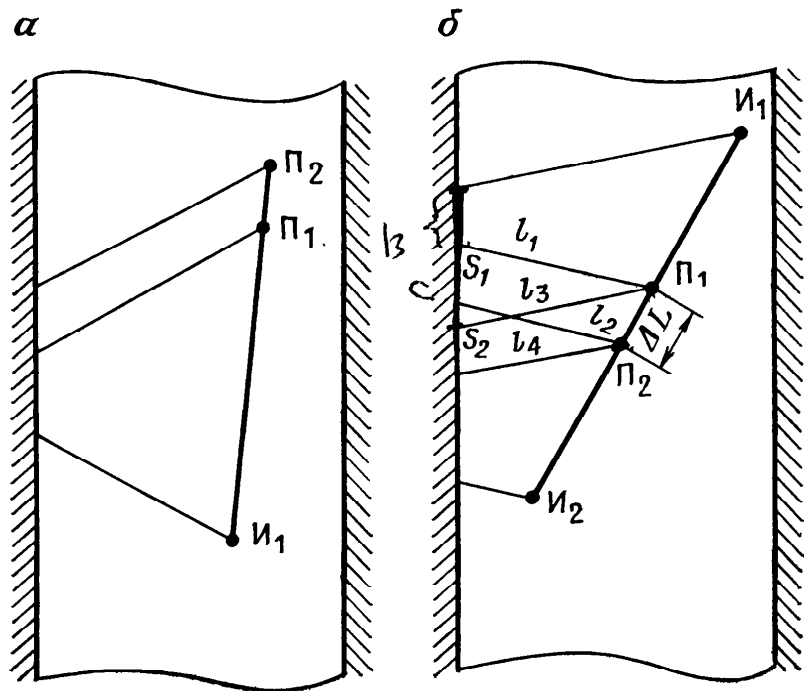


Рис. 64. Определение типов волн по блоку волновых картин, зарегистрированных многоэлементным зондом

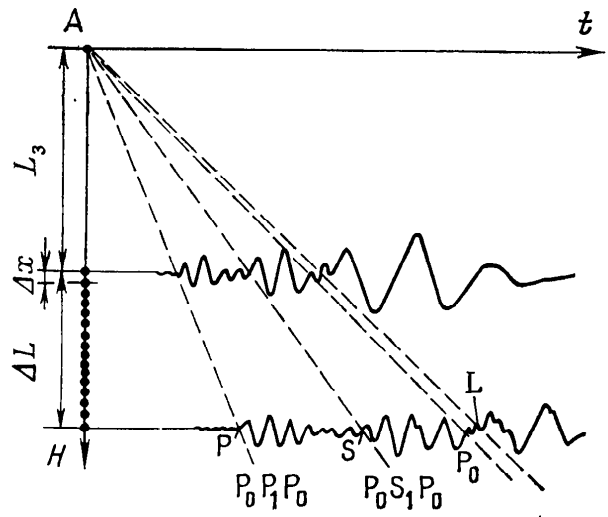
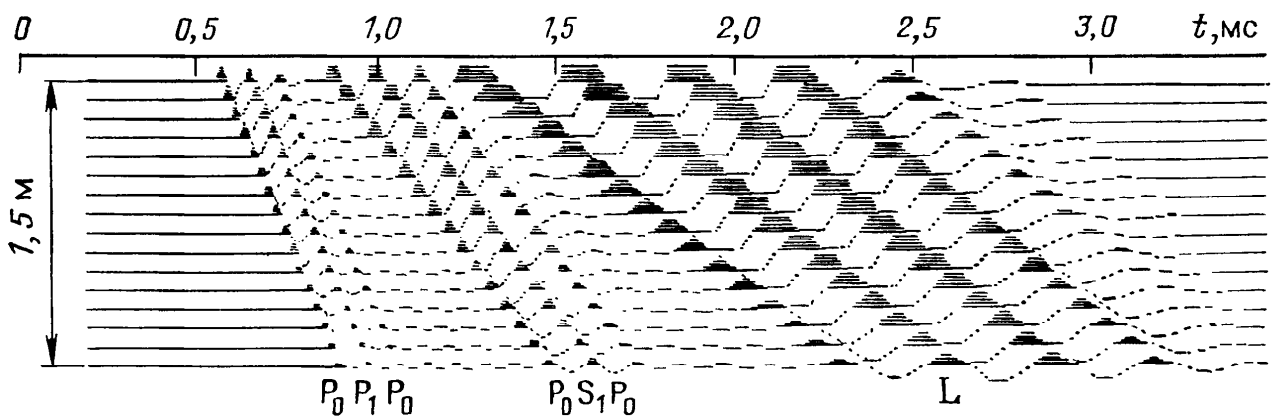


Рис. 65. Блок волновых картин, зарегистрированных с помощью многоэлементного зонда АК (по Е. А. Аркадьеву)



**Многоэлементные зонды** позволяют исследовать распределение поля не только во времени, но и вдоль оси скважины (пространственно-временное распределение) при данном положении излучателя. Этого достигают, применяя значительное число элементов. Например, зонд типа МАК-1 (Е. А. Аркадьев, 1987 г.) содержит 2 излучателя и 16 приемников. Такие зонды называют также матричными.

Длиной  $L_3$  многоэлементного зонда считают расстояние от излучателя до первого приемника (рис. 64), базой — расстояние от первого приемника до последнего. Сигналы поступают на поверхность поочередно. Следовательно, цикл измерений зондом типа МАК-1, заключается в последовательной передаче информации о 32 волновых картинах. Естественно, многоэлементные зонды отличаются повышенной сложностью, в связи с чем их появление стало возможным только на современном этапе развития электроники.

Сигналы, поступающие от многоэлементного зонда, регистрируют с помощью цифровых магнитных регистраторов. Осуществляемое визуально или на основе корреляционного анализа определение линий равных фаз (фазовая корреляция) по блоку волновых картин, полученных в процессе одного цикла измерений, дает возможность идентифицировать различные типы волн и оценить затем их кинематические и динамические параметры. Линии AP, AS, AP<sub>0</sub>, AL (см. рис. 64) являются, по существу, годографами волн соответствующего типа.

Отметим, что статистическая обработка (в частности корреляционный анализ) может быть применен и к блокам волновых картин, зарегистрированных с помощью двух- или трехэлементных зондов. Однако многоэлементные системы позволяют более надежно выделять волны различного типа (рис. 65), а также применять хорошо разработанные в сейсморазведке приемы селекции волн по признакам направленности. Последнее обусловлено тем, что фронты волн P<sub>0</sub>P<sub>1</sub>P<sub>0</sub>, P<sub>0</sub>S<sub>1</sub>P<sub>0</sub> и L направлены под разными углами к оси зонда.

## § 2. Виды записи при АК

В зависимости от решаемой задачи и аппаратурной оснащенности при АК регистрируют интервальное время головных монотипных  $\Delta t_p$  и обменных  $\Delta t_s$  волн, коэффициенты поглощения этих волн и волн Лэмба —  $\alpha_p$ ,  $\alpha_s$ ,  $\alpha_L$ , фазокорреляционные диаграммы (ФКД), волновые картины (ВК). Наряду с диаграммами разностных ( $\Delta t$ ) и относительных ( $\alpha$ ) величин обычно регистрируют абсолютные значения исходных параметров — времена ( $t_1$ ,  $t_2$ ), амплитуды ( $A_1$ ,  $A_2$ ) и т. д. Абсолютные значения параметров используют при обработке для выявления участков записи, осложненных значительными помехами (рис. 66).

В общем случае регистрируемые параметры отличаются от истинных значений акустических параметров горных пород за счет некоторого перекоса зонда, влияния каверн, ограниченной мощности пласта и т. д. Поэтому измеряемые интервальные времена и коэффициенты поглощения являются кажущимися. Истинные значения получают, внося соответствующие поправки.

Кинематические и динамические параметры регистрируются аналоговым или цифровым путем и являются оперативным видом записи. Вместе с тем они наименее помехозащищены, а заложенная в них информация не характеризует волновую картину в целом.

Весьма информативный и помехозащищенный вид записи — фазокорреляционные диаграммы, являющиеся изображением линий равных фаз (осей синфазности) блока волновых картин.

Существует несколько методов получения ФКД. Наиболее распространенный заключается в идентификации каждой второй точки перехода акустического сигнала через нуль (рис. 67, *а*). Протяжка носителя (например, фотобумаги) осуществляется таким образом, что точки, соответствующие соседним волновым картинам частично перекрываются (рис. 67, *б*) и, в конечном счете, сливаются в линии, соединяющие равные фазы. Точки, вызванные помехами, оказываются в стороне от этих линий. Таким образом, автоматически осуществляется фазовая корреляция. Многократное перекрытие способствует интенсивному почернению носителя, что по существу реализует процедуру накопления полезного сигнала на фоне помех и способствует повышению помехозащищенности.

Согласно другому способу идентифицируются положительные полупериоды волновой картины. Ширина линий фазовой корреляции таких ФКД соответствует половине видимого периода колебаний.

Часто ФКД, зарегистрированные с помощью двух приемников, помещают на одной диаграмме, а оси времени для наглядности направляют в разные стороны, получая «акустический образ» скважины (рис. 68). Потеря фазовой корреляции может свидетельствовать о наличии трещиноватости (см. рис. 66, интервал 2114—2118 м).

Фазокорреляционные диаграммы служат для выделения основных типов волн, определения временных интервалов их существования, литологического расчленения разрезов, отбивки границ пластов, оценки качества цементирования.

Максимальный объем информации содержат волновые картины, обработка которых позволяет в принципе определить любые кинематические и динамические параметры упругих волн, их амплитудно-частотные, фазовые и другие характеристики. В частности, можно осуществить спектральный анализ сигналов  $F_1(t)$  и  $F_2(t)$  первого и второго приемников. Интервальное время в этом случае рассчитывают по формуле

$$\Delta t(f) = \frac{\varphi_2(f) - \varphi_1(f)}{2\pi f},$$

где  $\varphi_1(f)$  и  $\varphi_2(f)$  — абсолютные значения фазового спектра сигналов на заданной частоте  $f$ .

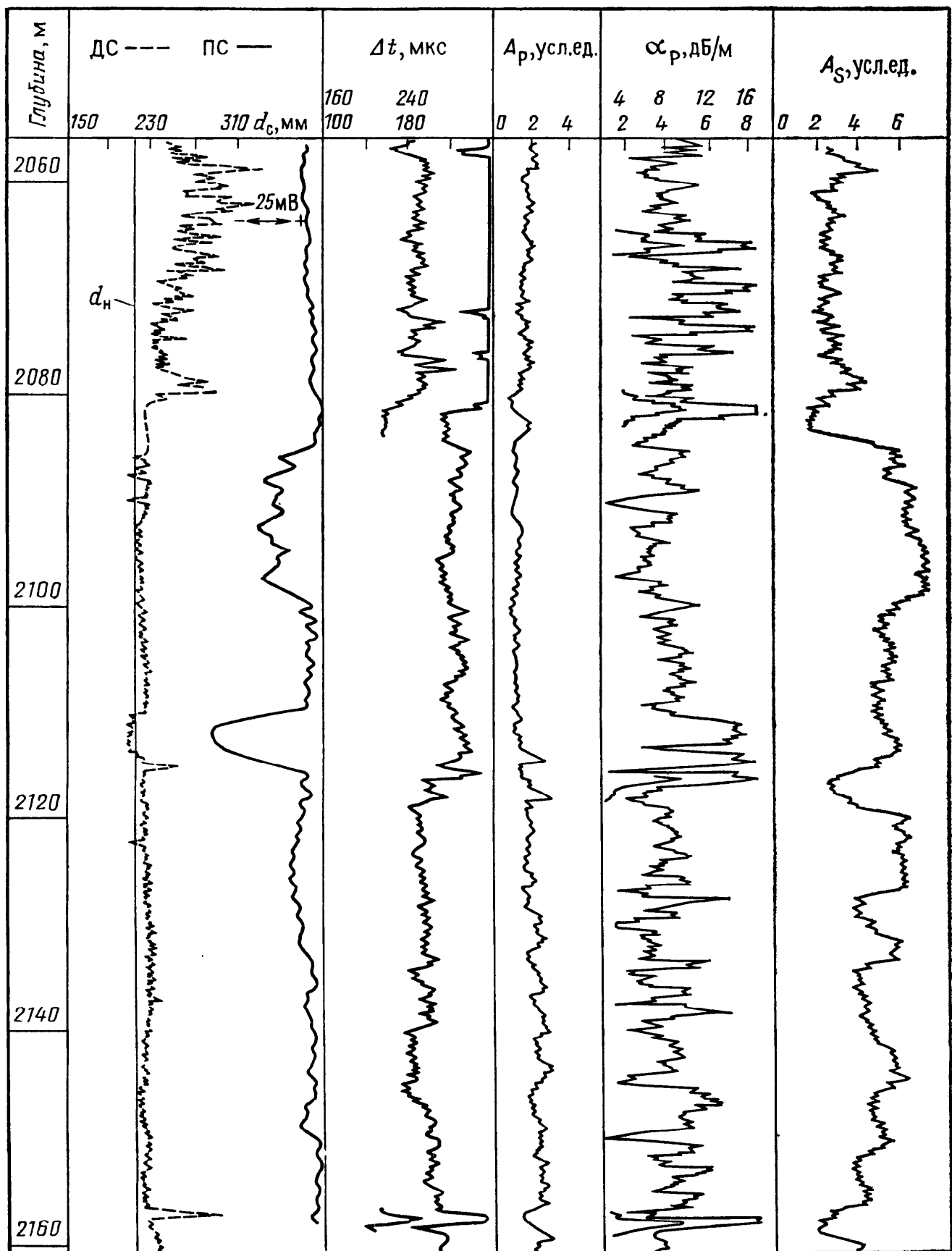
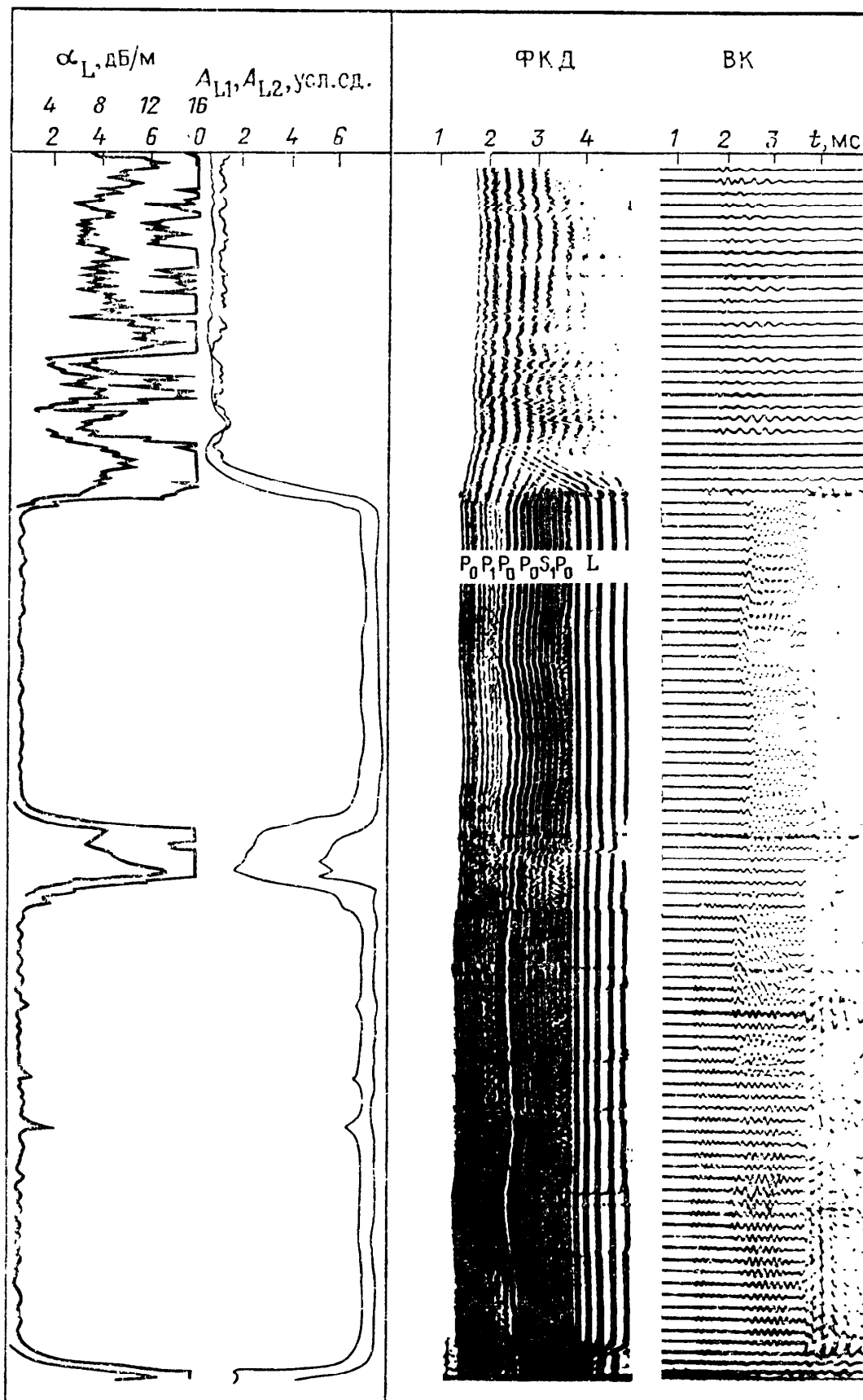


Рис. 66. Виды записи при АК

Интервальное время можно определить также с помощью корреляционного анализа сигналов  $F_1(t)$  и  $F_2(t)$ . При этом оно равно такому временному сдвигу сигналов, при котором функция взаимной корреляции достигает максимума.



Эффективная запись ВК возможна с помощью цифровых магнитных регистраторов, так как динамический диапазон сигналов АК, превышающий 90 дБ, и их верхняя граничная частота, достигающая 60 кГц, не соответствуют возможностям аналоговых магнитофонов или фоторегистраторов. К тому же применение цифровой записи облегчает ввод полученных данных в ЭВМ.

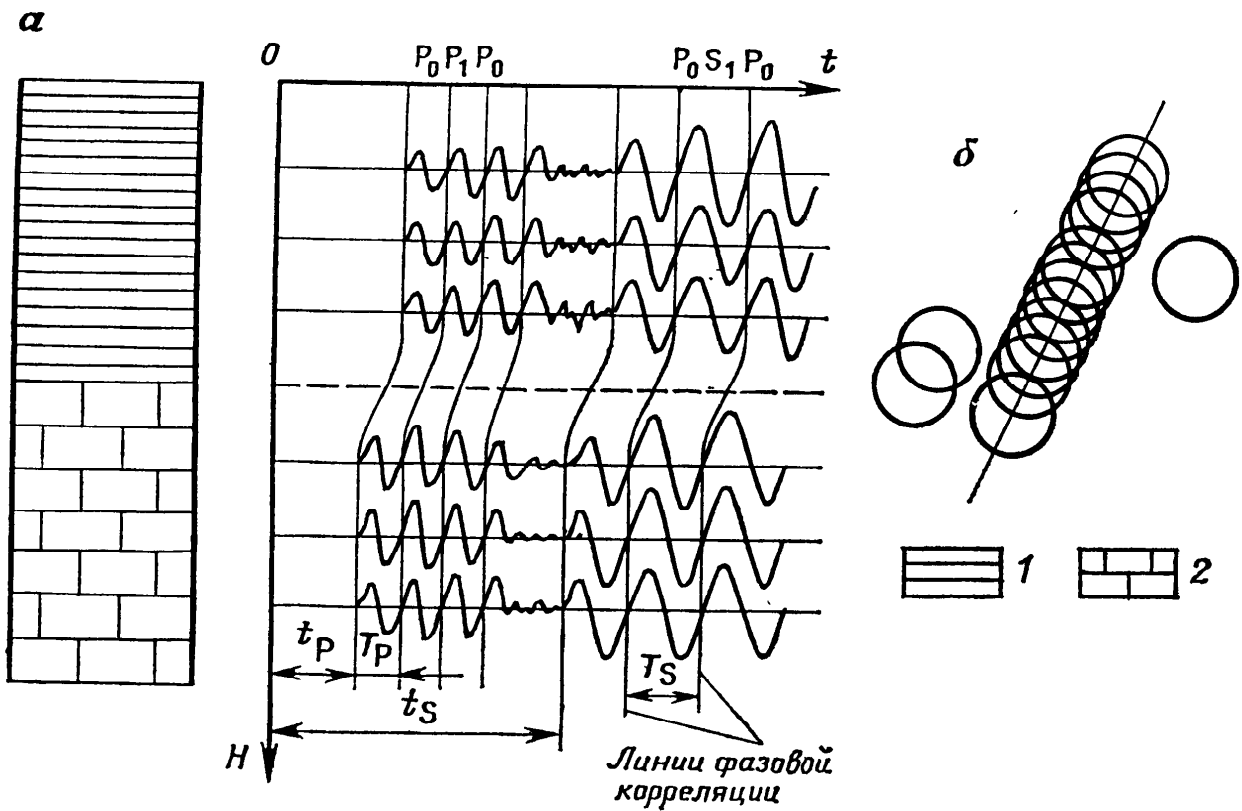


Рис. 67. Схема образования линий фазовой корреляции:  
 1, 2 — пласти с высоким и низким значением  $\Delta t$  соответственно; 3 — линии фазовой корреляции

При обработке ВК сравнительно просто решают задачу определения кинематических и динамических параметров волн  $P_0P_1P_0$ . Определение параметров волн  $P_0S_1P_0$  значительно труднее, так как эти волны часто осложнены интерференцией с волной  $P_0P_1P_0$ . Поиск первых вступлений поперечной волны осуществляют во временном интервале  $t_s \geq (1,7 \div 2,2)t_p$ . Иногда интервальное время  $\Delta t_s$  удается найти, идентифицировав амплитуды, соответствующие равным фазам волн  $P_0S_1P_0$  на первом и втором приемниках (рис. 69). Одновременно удается определить  $\alpha_s$ . При идентификации учитывают тот факт, что в плотных породах  $A_s/A_p = 5 \div 10$ ,  $f_p/f_s = 1,2 \div 1,5$ . В трещиноватых породах амплитуда волны  $P_0S_1P_0$  падает даже в тех случаях, когда трещины заполнены глинистым цементом. Признаком проницаемости трещин является одновременное снижение амплитуды волны Лэмба (см. рис. 66, интервал 2114—2118 м). Во многих случаях волны  $P_0S_1P_0$  уверенно идентифицируют с помощью ФКД. Особенно эффективны в этой связи ФКД, полученные с помощью матричных зондов. Волны Лэмба на ВК и ФКД имеют минимальные частоты, а на ВК характеризуются кроме того максимальными амплитудами.

Для обсаженных скважин с жестким контактом на границе цемент—колонна и цемент—порода принципы выделения волн остаются теми же, что в открытом стволе.



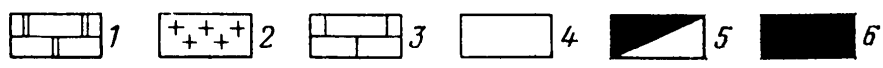
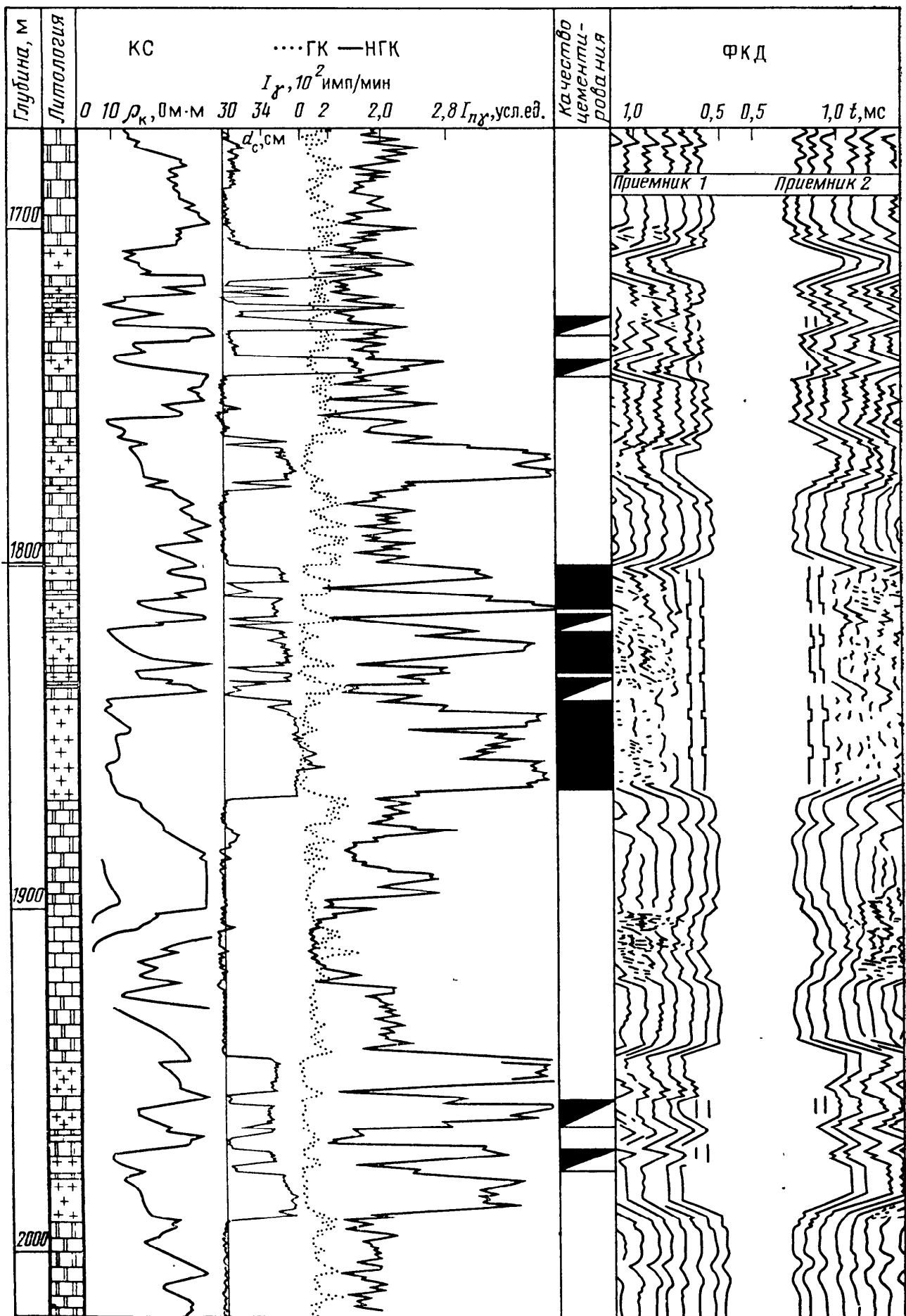


Рис. 68. Оценка качества цементирования колонны с помощью ФКД.  
 Породы: 1 — известняк, 2 — галит, 3 — песчаник; качество цементирования: 4 — хорошее, 5 — удовлетворительное, 6 — неудовлетворительное

### § 3. Применение АК

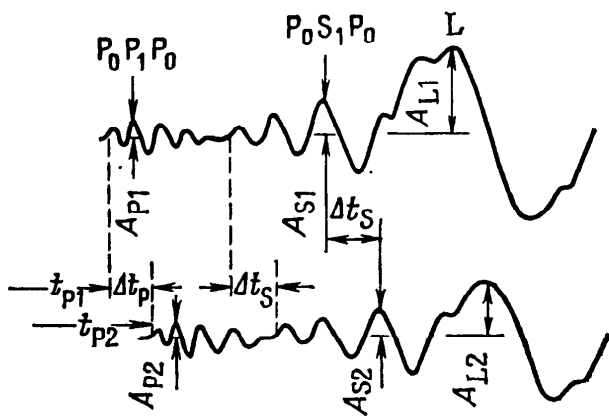


Рис. 69. Определение кинематических и динамических параметров акустических волн

Акустический каротаж широко применяют на различных стадиях горно-геологического процесса. Основные из решаемых им на промышленном уровне задач — получение данных для интерпретации материалов сейсморазведки, литологическое расчленение разрезов, оценка прочностных свойств пород, выделение коллекторов, определение их пористости и типа порового пространства, изучение качества обсадки скважин, выявление рудоконтролирующих зон.

Получение данных для интерпретации материалов сейсморазведки необходимо в первую очередь в районах со сложными сейсмогеологическими условиями (мелкая слоистость, резкая вертикальная неоднородность и т. д.). Решение этой задачи заключается в построении *геоакустической модели среды*, содержащей вертикальные годографы продольной, а в благоприятных случаях — и поперечной волны, а также диаграммы пластовых скоростей, плотностей и некоторых других параметров.

Вертикальный годограф можно рассчитать по формуле

$$t_B = t_0 \sum_{i=1}^{\Delta H / \Delta z} \Delta t_i \Delta z,$$

где  $\Delta H$  — интервал проведения АК;  $\Delta t_i$  — интервальное время в точках, расположенных на расстоянии  $\Delta z$  одна от другой;  $t_0$  — время распространения волн от устья скважины до глубины  $H$  начала интервала исследований, обычно определяемое с помощью методов скважинной сейсморазведки.

По диаграмме  $\Delta t$  и данным других методов ГИС разрез расчленяют на пласты и строят график пластовых скоростей, которые определяют по диаграммам АК или, используя вертикальный годограф, по формуле

$$v(z) = (z_1 - z_{i-1}) / (t_{B z_i} - t_{B z_{i-1}}),$$

где  $z_i, z_{i-1}$  — глубины соответственно подошвы и кровли пласта.

Значение плотности определяют с помощью плотностного гамма-гамма-каротажа (ГГК-П) (гл. 17), по данным АК с привлечением информации о скоростях волны Лэмба, водной волны  $P_0$  и поперечной волны в породе в соответствии с формулой (9.19), по корреляционным зависимостям, связывающим плот-

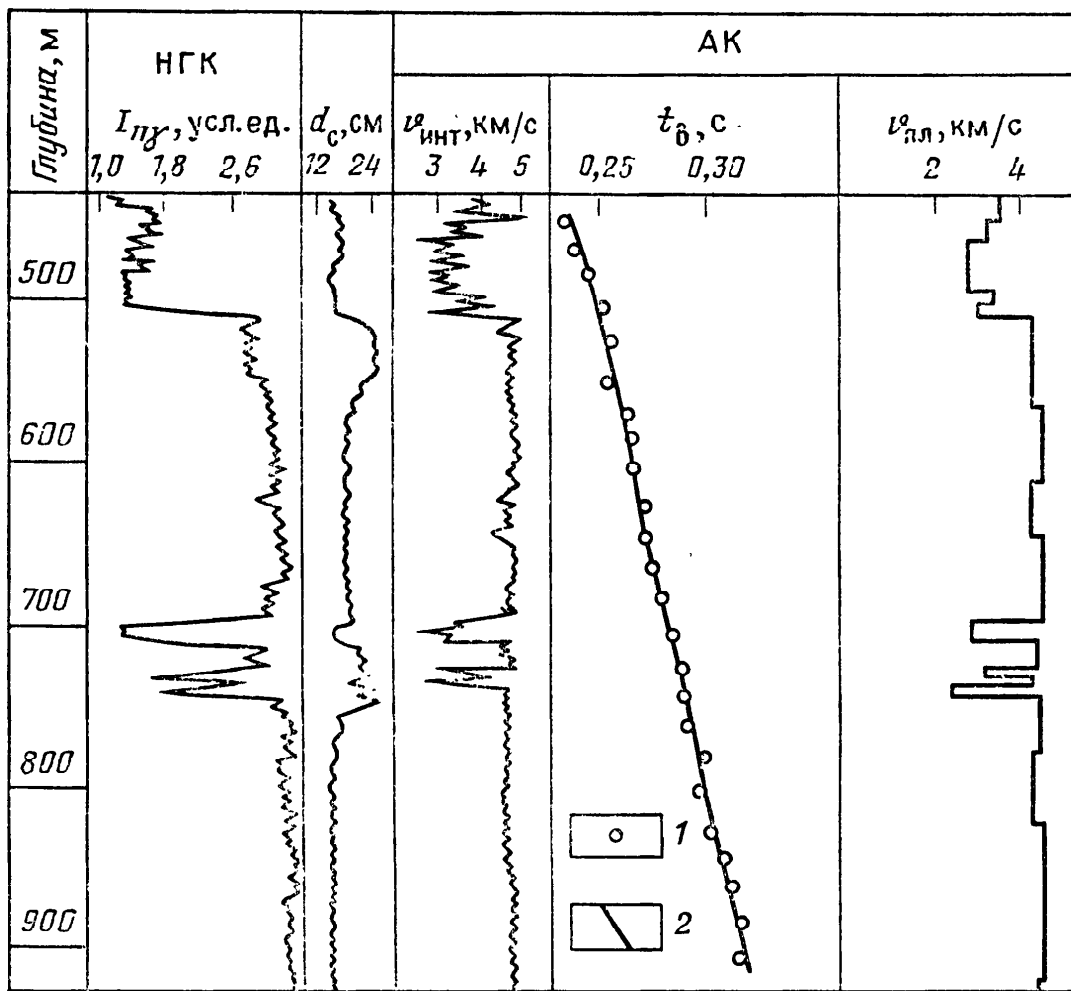


Рис. 70. Пример построения геоакустической модели среды (по Л. В. Кузнецовой).

Годографы: 1 — сейсмокаротажа, 2 — АК

ность с показаниями других методов ГИС или на основе априорной геологической информации.

Зная геоакустическую модель среды (рис. 70) можно, например, заключить, что отражающей границей для волны, время прихода которой на сейсмограмме составляет 0,58 с, является кровля пласта коллектора, залегающего в интервале 700—710 м. Из этого рисунка видно, что годографы продольной волны, построенные с помощью сейсмокаротажа (см. гл. 12, § 1) и АК, практически одинаковы, хотя использованные частоты отличаются на три порядка. Это объясняется тем, что при достаточной длине акустического зонда измеряют скорость головной рефрагированной волны, характеризующую неизменную при бурении часть пласта, объемная же частотная дисперсия скорости в сейсмоакустическом диапазоне частот невелика. Существенное расхождение данных АК и сейсмокаротажа отмечено только в мощных газоносных и нефтеносных пластах с аномально высокими коэффициентами поглощения. Вместе с тем, в разрезах с сильной вертикальной неоднородностью эффективность построения геоакустических моделей с помощью

АК выше, чем с помощью методов скважинной сейсморазведки.

Геоакустическую модель среды используют также для решения чрезвычайно важной задачи *прогнозирования геологического разреза* (ПГР) в пространстве между скважинами.

Прогнозирование геологического разреза основано на преобразовании временного сейсмического разреза в разрез волновых сопротивлений — произведений скорости  $v$  на плотность  $\delta$ . Соответствующие методики получили за рубежом названия «Сейслог», «Велог», «G-лог», а в СССР — методики псевдоакустического каротажа (ПАК). Их суть в следующем [11].

Скорости и плотности из функции глубин  $v(z)$  и  $\delta(z)$  можно преобразовать в функции времени  $v(t)$  и  $\delta(t)$ . Такое преобразование легко осуществимо, поскольку

$$t = \int_0^z dz/v(z).$$

В этом случае коэффициент отражения плоской волны, нормально падающей на горизонтальную границу двух слоев с индексами  $i$  и  $i+1$ ,

$$K_{i+1,i} = \frac{v(t)_{i+1}\delta(t)_{i+1} - v(t)_i\delta(t)_i}{v(t)_{i+1}\delta(t)_{i+1} + v(t)_i\delta(t)_i} = \frac{\omega_{i+1} - \omega_i}{\omega_{i+1} + \omega_i},$$

где  $\omega_i$  и  $\omega_{i+1}$  — волновые сопротивления  $i$ -го и  $(i+1)$ -го слоев.

Коэффициент отражения также можно представить в виде непрерывной функции времени  $K(t)$ , полагая, что разница между  $\omega_{i+1}$  и  $\omega_i$  стремится к нулю. В этом случае

$$K(t) = \frac{d\omega}{2\omega} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\ln \omega).$$

Из курса сейсморазведки известно, что сейсмическое поле  $S(t)$ , возбужденное плоской нормально падающей волной  $U(t)$  в горизонтально-слоистой среде, описываемой функцией  $v(t)$ , можно рассчитать с помощью интеграла свертки:

$$S(t) = \int_0^t U(\tau) p(t-\tau) d\tau,$$

где  $p(t)$  — импульсная сейсмограмма, определяемая по известной функции  $K(t)$ , и описывающая волновое поле от импульсного единичного источника. Построенные таким образом сейсмограммы называют *синтетическими*.

Геоакустическая модель разреза в общем случае содержит пласты (слои), мощность которых много меньше длин сейсмических волн, и которые поэтому проявляются на сейсмограммах в виде особенностей, характеризующих не отдельный пласт,

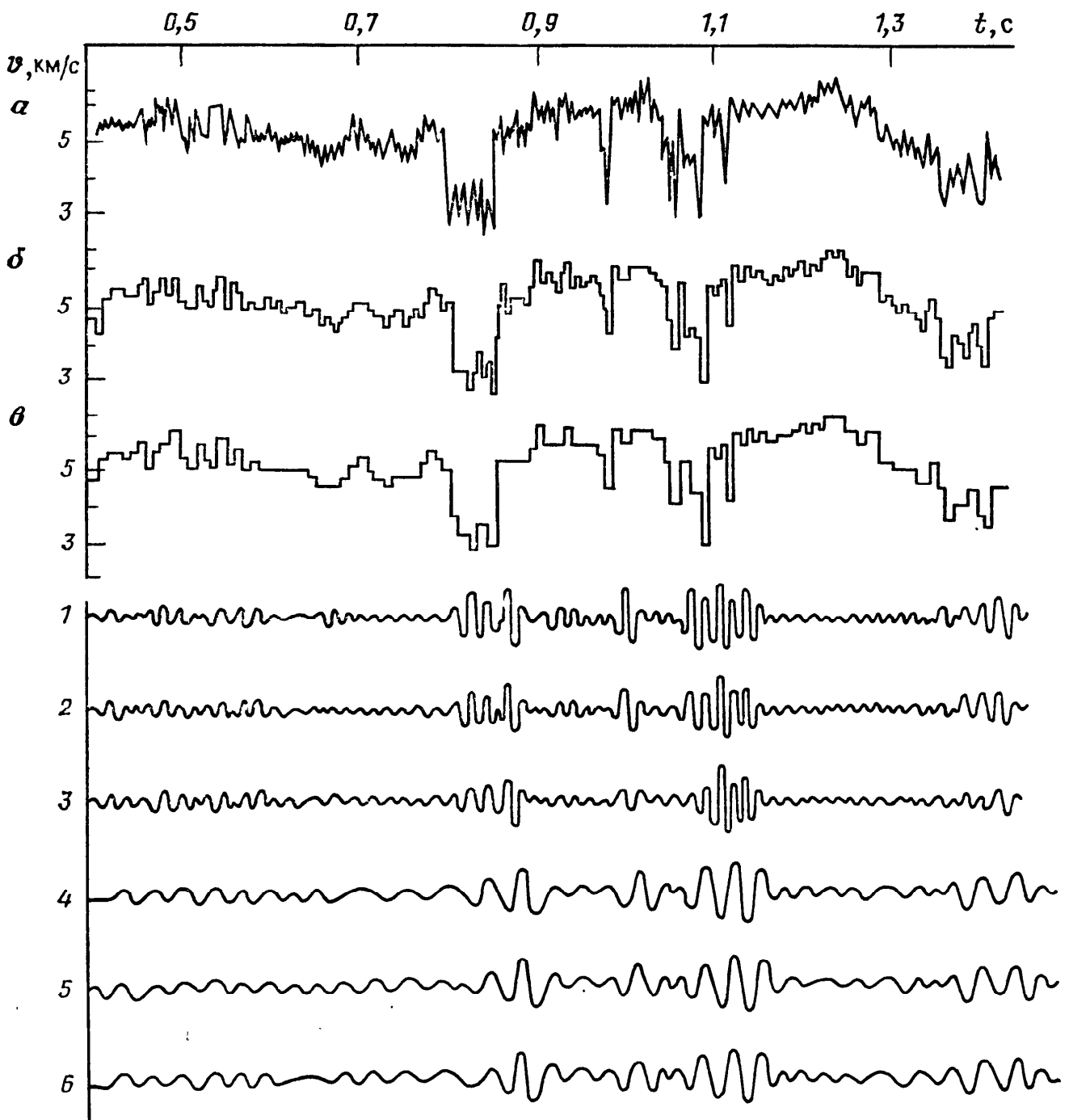


Рис. 71. Пример расчета эффективной сейсмической модели (по Г. Н. Гогоненкову):

*a* — исходная скоростная диаграмма АК; *б, в* — ЭСМ для частот, меньших 60 Гц и меньших 33 Гц соответственно; синтетические сейсмограммы, рассчитанные: 1—3 — для сигнала 10—60 Гц по диаграммам *a, б*; 4—6 — для сигнала 10—33 Гц по диаграммам *a—в*

а системы тонких, относительно длины волны, слоев. Можно однако построить такую *эффективную сейсмическую модель* (ЭСМ) среды, которая содержит меньше пластов, чем реальная среда, но возбуждаемое в ней волновое поле незначительно отличается от волнового поля в реальной среде.

Строят ЭСМ, в частности, подвергая низкочастотной фильтрации диаграммы  $v(t)$  (рис. 71). Кроме исходной диаграммы  $v(t)$  и двух вариантов ЭСМ для верхней граничной частоты 60 и 33 Гц на рис. 71 приведены соответствующие этим частотам

там синтетические сейсмограммы, рассчитанные по всем трем графикам скорости. Трассы 4—6, построенные по моделям *a*, *б* и *в* практически идентичны, хотя модель *a* содержит 509, модель *б* — 161 и модель *в* — 87 пластов. Таким образом в качестве ЭСМ для сейсмического сигнала, не содержащего частоты выше 33 Гц, можно принять модель *в*. Адекватность ЭСМ реальной модели среды повышается при использовании данных других методов ГИС, в частности ВСП (см. гл. 12, § 2).

Построив ЭСМ, и применяя ряд упрощений, основное из которых обычно — предположение о нормальном падении волн на плоские границы раздела, рассчитывают с помощью ЭВМ синтетическую сейсмограмму, затем сравнивая ее с одной из фактических, полученных вблизи скважины, устанавливают, с какими литологическими или стратиграфическими границами связаны особенности фактической сейсмограммы. Такая процедура позволяет перестроить временной сейсмический разрез в глубинный и, поскольку скорости и плотности пластов известны, получить диаграмму волновых сопротивлений, являющуюся в данном случае вертикальной геоакустической моделью среды вблизи скважины.

На следующем этапе задача состоит в прогнозировании разреза между скважинами. С этой целью в точках сейсмического профиля, проведенного через скважины, на основе информации о геоакустической модели среды рассчитывают синтетические сейсмограммы и сравнивают их с фактическими, полученными в этих точках. Изменяя модель, добиваются в результате ряда итераций минимального расхождения рассчитанных и фактических сейсмограмм. Полученные в результате подбора для разных точек профиля модели среды используют для построения геологического разреза.

Описанная процедура является решением обратной динамической задачи сейсморазведки, широко распространенным в разведочной геофизике методом подбора. Результаты решения представляют в виде диаграмм волнового сопротивления, скорости или интервального времени, записанных в функции глубин. На геологическом разрезе, построенном с помощью описанной методики по профилю, содержащему три скважины (рис. 72), отчетливо прослеживаются не только мощные, хорошо выдержанные пласты, но и отдельные линзовидные образования. Интервал между линиями *аб* и *а<sup>1</sup>б<sup>1</sup>* является переходным от плотных палеозойских к обломочным меловым отложениям.

Таким образом, комплексирование данных каротажа и сейсморазведки позволяет перейти к построению детальных сейсмостратиграфических разрезов при использовании минимального числа скважин.

**Литологическое расчленение разрезов скважин с помощью**

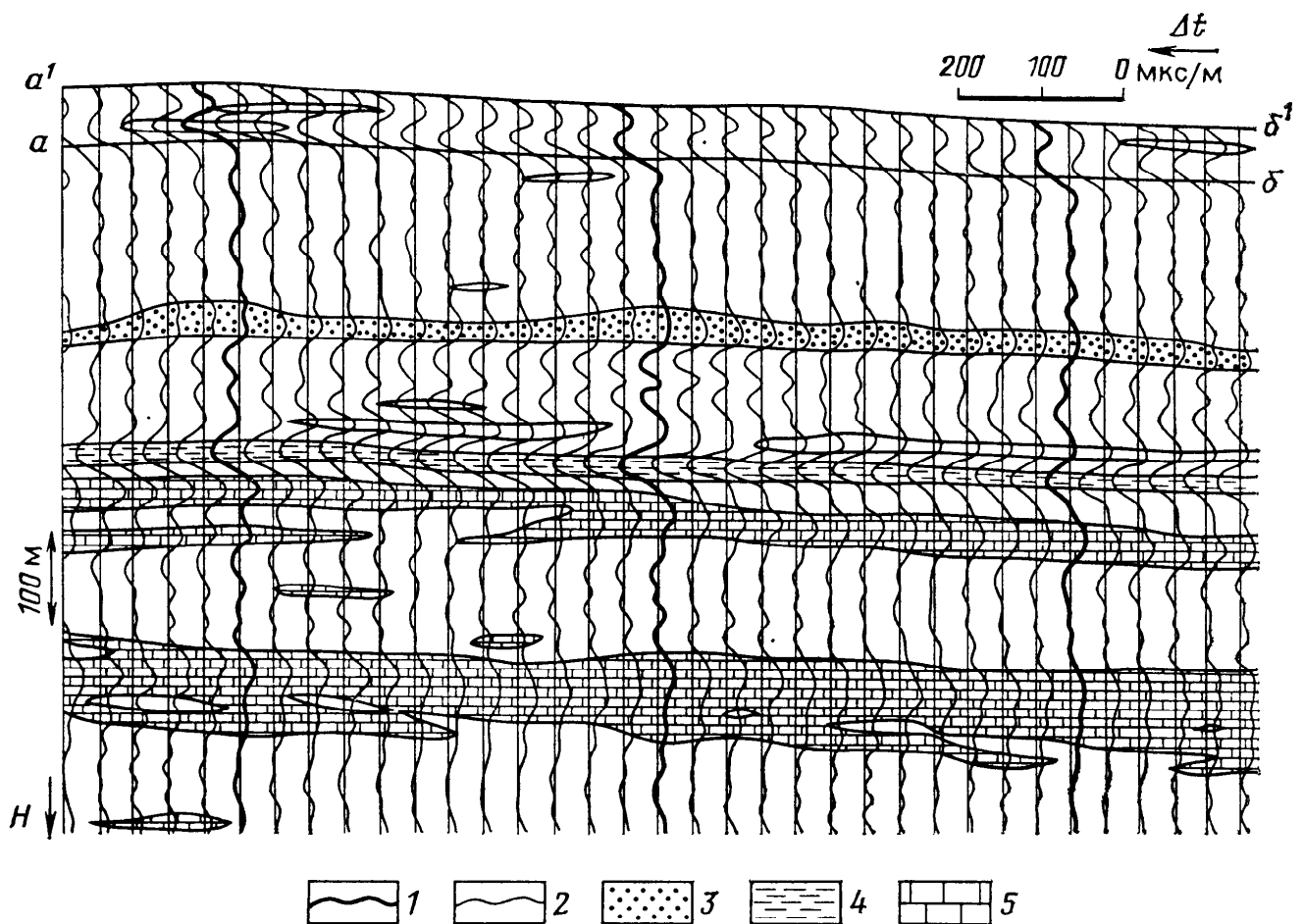


Рис. 72. Пример прогнозирования геологического разреза в пространстве между скважинами (по материалам фирмы Teknica Resource Development): Сейсмограммы: 1 — фактическая, полученная вблизи скважины, 2 — синтетическая; породы: 3 — песчаник, 4 — мергель, 5 — известняк

АК основывается на дифференциации горных пород по скоростям и затуханиям упругих волн. Для магматических горных пород минимальные скорости упругих волн свойственны ассоциациям, сложенным малоупругими минералами кислого состава — гранитам, биотитовым гнейсам (см. табл. 2). Максимальными скоростями обладают минеральные ассоциации, представленные высокоупругими минералами основного состава — габброиды, амфиболиты, гранулиты. В целом скорости упругих волн при переходе от пород кислых к ультраосновным возрастают. В метаморфических горных породах скорости упругих волн увеличиваются от низших стадий метаморфизма к высшим, что связано с образованием более плотных минеральных образований под действием высоких температур и давлений.

Среди плотных осадочных пород, наибольшие скорости продольных волн  $v_p$  характерны для доломитов, средние — для известняков, ангидритов и гипсов, наименьшие — для галоидов. Коэффициент поглощения на преобладающих частотах АК для этих разностей при отсутствии трещиноватости меняется в пределах  $0,2—0,3 \text{ м}^{-1}$ .

С ростом пористости карбонатных пород  $v_p$  снижается до 3,8 км/с, а  $\alpha_p$  растет до  $0,7 \text{ м}^{-1}$ . В песчаниках скорости колеблются от 5,7 до 3,3 км/с, коэффициенты поглощения — от 0,3 до  $0,7 \text{ м}^{-1}$ .

В неуплотненных песчаниках  $v_p = 2,6 \div 4,0$  км/с, а  $\alpha_p = 0,7 \div 2,3 \text{ м}^{-1}$ . Примерно такими же параметрами обладают аргиллиты. В неуплотненных глинах  $v_p = 1,8 \div 3,0$  км/с, а  $\alpha_p$  достигает  $3 \text{ м}^{-1}$ . Наименьшие скорости продольных волн (0,8—1,2 км/с) и максимальные коэффициенты поглощения характерны для рыхлых песков, залегающих на небольших глубинах.

При литологическом расчленении горных пород с помощью АК следует учитывать ряд побочных факторов и прежде всего пористость. Поэтому необходимо комплексировать АК с другими методами ГИС, в первую очередь с методами нейтронного каротажа (см. гл. 19, 29).

**Оценка прочностных свойств горных пород с помощью АК** основывается на связи этих свойств со скоростями продольных и поперечных волн, а также деформационно-упругими модулями, к которым относятся модуль упругости при одноосном сжатии  $E$  (модуль Юнга), модуль объемной упругости  $K$ , модуль сдвига  $\mu$  (применяется также обозначение  $G$ ) и коэффициент Пуассона  $\nu$ . Они могут быть рассчитаны по формулам:

$$E = 2\delta v_p^2 (1 + \nu); \quad K = \delta v_p^2 - \frac{3}{4} \delta v_s^2;$$

$$G = \mu = \delta v_s^2; \quad \nu = \frac{0,5 (v_p/v_s)^2 - 1}{(v_p/v_s)^2 - 1}.$$

Видно, что для определения любого из названных модулей достаточно измерить скорости продольных и поперечных волн и плотность породы.

Пределы прочности горных пород на сжатие и растяжение находят с помощью статистических зависимостей, связывающих эти параметры со скоростями распространения и коэффициентами поглощения. Такие зависимости строят для конкретных литологических комплексов с использованием кернового материала.

**Выделение коллекторов, оценка их пористости и типа порового пространства** — одна из важнейших областей применения АК.

Обнаружение водоносных и нефтеносных коллекторов, как следует из гл. 8, § 3, возможно при известной литологии путем выделения пластов с коэффициентами пористости, превышающими граничные значения (см. гл. 29). Определить тип флюида-порозаполнителя (нефть, вода) по АК как правило не уда-



ется, ввиду незначительности эффектов и маскирующего влияния зоны проникновения. Газоносные коллекторы идентифицируют по некоторому снижению скорости и увеличению затухания.

Коэффициент пористости может быть рассчитан путем решения уравнения (8.35) для пород с различным типом порового пространства. Однако на практике его как правило оценивают, используя уравнение среднего времени (8.36) или экспериментальные зависимости. Опыт показывает, что в неглинистых водонасыщенных породах с межзерновой пористостью и высоким дифференциальным давлением это уравнение дает удовлетворительные результаты. Для пород, залегающих на глубинах менее 2,5 км, вносят поправку за дифференциальное давление (В. М. Добрынин, 1965 г.). В нефтегазонасыщенных породах необходимо внесение поправки за насыщение, а в глинистых — за глинистость.

На практике уравнению (8.36) придают вид:

$$\Delta t = \Delta t_{ж} k_{п} + \Delta t_{ск} (1 - k_{п}), \quad (10.2)$$

где  $\Delta t_{ж}$  и  $\Delta t_{ск}$  — интервальные времена в жидкости, заполняющей поры, и скелете (матрице) породы соответственно.

Для слоистой и контактной глинистости это уравнение модифицируют следующим образом:

$$\Delta t = (1 - k_{п} - k_{гл}) \Delta t_{ск} + k_{гл} \Delta t_{гл} + k_{п} \Delta t_{ж},$$

где  $k_{гл}$  — коэффициент глинистости,  $\Delta t_{гл}$  — интервальное время в глинистом материале.

В случае рассеянной глинистости

$$\Delta t = (1 - k_{п} - k_{гл}) \Delta t_{ск} + (k_{п} + k_{гл}) \Delta t_{ж}.$$

Решая эти уравнения относительно  $k_{п}$ , находят значение коэффициента пористости, свободное от влияния глинистости.

Поправку за нефтегазонасыщенность вносят, умножая  $k_{п}$  на коэффициент  $\eta$ , который при пористости 15—25 % равен 0,95, а при более высоких значениях пористости — 0,9. В карбонатах, пористость которых как правило меньше 15 %, поправку за нефтегазонасыщенность не вводят. Для средне- и высокопористых газонасыщенных пород принимают  $\eta = 0,8$ . Более эффективен способ учета газонасыщенности, основанный на комплексировании нейтронных и акустических методов. Наличие газа приводит к кажущемуся увеличению коэффициента пористости  $k_{п ак}$ , определенного с помощью АК и приблизительно такому же занижению коэффициента пористости  $k_{п НК}$ , измеренного с помощью нейтронного каротажа. Поэтому коэффициент пористости определяют по формуле

$$k_{п} = (k_{п НК} + k_{п ак})/2.$$

Для пород со сложной структурой порового пространства связь между  $k_{\pi}$  и  $\Delta t$  находят, исследуя керн. При этом целесообразно пользоваться многомерными регрессионными зависимостями, позволяющими учесть влияние различных факторов. Так, для водонасыщенных глинистых песчаников месторождения Джар-Кудук (Афганистан) справедлива формула

$$k_{\pi} = 0,064\Delta t - 4,09\alpha_{\text{ПС}} - 6,17,$$

позволяющая учесть влияние рассеянной глинистости.

Для изучения структуры порового пространства, в первую очередь для выделения зон трещиноватости, используют динамические характеристики упругих волн.

Наиболее интенсивно в породах с преимущественно горизонтальной трещиноватостью затухают поперечные волны, что проявляется в росте  $\alpha_s$  и нарушении фазовой корреляции на ФКД в области поперечных волн. Если при этом растет коэффициент затухания  $\alpha_L$  волн Лэмба, можно сделать вывод, что трещины не заглинизированы и пласт проницаем (см. рис. 66, интервал 2114—2118 м). Применение АК для выделения интервалов с преимущественно вертикальной трещиноватостью неэффективно.

**Изучение качества обсадки — цементометрия** — важная задача ГИС, так как нарушение изоляции, обеспечивающей разобщение нефтеносных и водоносных пластов, приводит к обводнению нефти и сокращению производительности скважин. Особенно серьезные последствия возникают при плохом сцеплении на границе цемент—порода, в то время как неудовлетворительное сцепление колонны с цементом еще не означает нарушения изоляции.

При акустической цементометрии регистрируют следующие параметры:  $A_k$  — амплитуда волны по колонне<sup>1</sup>,  $A_{\pi}$  — амплитуда волны по породе,  $t_{\pi}$  — время прохождения волны от излучателя до приемника. Желательна регистрация волновых картин и фазокорреляционных диаграмм.

Методика акустической цементометрии основана на том, что в низко- и среднескоростных разрезах ( $v_p \leq 5300$  м/с), максимальные значения амплитуды  $A_k$  и минимальные  $A_{\pi}$ , соответствуют участкам плохого качества цементирования. На участках хорошего цементирования имеет место обратная картина. При этом диаграммы  $A_{\pi}$  и  $t_{\pi}$ , зарегистрированные до и после обсадки, уверенно коррелируются.

Между логарифмом амплитуды первого пика обобщенной волны и процентом незацементированного затрубного пространства существует линейная зависимость. Кроме того, если затрубное пространство перекрыто цементом толщиной не менее 2 см, прочность цементного камня на сжатие может быть опре-

<sup>1</sup> Иногда эту волну ошибочно называют трубной.

делена по корреляционной зависимости, связывающей ее с величиной указанного логарифма.

При изучении качества цементирования в наклонных (в частности кустовых) скважинах положительные результаты дают компенсированные приборы, содержащие два излучателя и несколько приемников. Наметилась тенденция применения для оценки качества цементирования аппаратуры на отраженных волнах (см. гл. 11).

При изучении качества контакта цемент—порода эффективны фазокорреляционные диаграммы и волновые картины. В случае нарушения изоляции на контакте колонна—цемент и удовлетворительной изоляции на контакте цемент—порода, на ФКД и ВК отчетливо выражена волна по колонне — ее скорость равна скорости в стали (примерно 5700 м/с) и прослеживаются волны  $P_0P_1P_0$  и  $P_0S_1P_0$  по породе (см. рис. 68), при неудовлетворительном качестве контакта цемент—порода волна  $P_0P_1P_0$  отсутствует или выражена крайне слабо (см. рис. 68, интервал 1800—1864 м).

Акустическая цементометрия позволяет выявить малые зазоры на границе цемент—порода и колонна—цемент. Решение этой задачи другими методами каротажа невозможно. Вместе с тем, акустический метод слабо чувствителен к наличию даже относительно больших каналов внутри цементного камня. В этой связи для надежного изучения качества обсадки необходимо комплексирование различных методов ГИС, в первую очередь акустического и гамма-гамма плотностного (см. гл. 17).

**Выявление рудоконтролирующих зон с помощью АК** основано на том, что эти зоны во многих случаях характеризуются повышенной трещиноватостью, перемятостью отложений, наличием участков дробления и разрывных нарушений. Указанные эффекты приводят к резкому снижению скоростей головных волн, значительному затуханию, потере фазовой корреляции на ФКД.

#### § 4. Основные элементы аппаратуры АК

Аппаратура АК содержит следующие основные элементы: излучатели, приемники, акустические изоляторы, электронные и электрические узлы и цепи.

При АК происходит трансформация электрической энергии в механическую и обратно. Для удобства описания происходящих при этом процессов введено понятие *электроакустического тракта* (О. Л. Кузнецов, 1967 г.). Из элементов, входящих в электроакустический тракт (ЭАТ), основное влияние на формирование регистрируемых сигналов оказывают порода, излучатель, скважина, приемники, кабель, электронные узлы аппаратуры.

Для оценки преобразований исходного сигнала  $f(t)$  или его комплексного спектра  $S(\omega)$  используют амплитудно-частотные  $A(\omega)$  — АЧХ и фазочастотные  $\varphi(\omega)$  — ФЧХ — характеристики. Комплексный спектр сигнала на выходе ЭАТ выражается произведением вида

$$S(\omega) = S_1(\omega) A_1(\omega) A_2(\omega) A_3(\omega) A_4(\omega),$$

где  $S_1(\omega)$  — спектр излученного импульса;  $A_1(\omega)$ ,  $A_2(\omega)$ ,  $A_3(\omega)$ ,  $A_4(\omega)$  — АЧХ скважины, приемника кабеля, электронных узлов аппаратуры соответственно. Приведенное выражение показывает, что подбирая элементы электроакустического тракта, можно оптимизировать его характеристику. Так, искажающее влияние кабеля можно компенсировать введением в ЭАТ корректирующего устройства, АЧХ которого

$$A_5(\omega) = 1/A_3(\omega).$$

**Излучатели и приемники** в АК изготавливают из магнитострикционных и пьезоэлектрических материалов. К магнитострикционным материалам относят никель, кобальт, пермендюр и другие ферромагнитные вещества, изделия из которых меняют свои размеры при намагничивании и намагничиваются при изменении размеров. Магнитострикционные преобразователи, как правило, используют в диапазоне частот 3—80 кГц, так как для возбуждения более низких частот они должны обладать чрезмерно большими размерами, а на более высоких — существенны токи Фуко.

Магнитострикционные материалы в АК применяют для изготовления излучателей. Обычно применяют цилиндрические наборные или витые конструкции. Первые получают путем склейки круглых пластин толщиной 0,1—0,2 мм, вторые — путем навивки и склейки ленты той же толщины. Для цилиндрических преобразователей диаметром  $d$  с толщиной стенки  $(0,1—0,25)d$  частота радиального резонанса

$$f_0 = v_p / \pi d,$$

где  $v_p$  — скорость продольных волн в цилиндре, обусловленная свойствами магнитострикционного материала и клея.

Пьезоэлектрические преобразователи используют преимущественно в качестве приемников упругих волн. Наиболее распространенный пьезоэлектрический материал — керамика, приготовленная из титаната бария или цирконата титаната свинца. Преобразователи этого типа изготавливают прессованием, что позволяет придать им необходимую, обычно сферическую, форму.

Одной из важнейших характеристик преобразователя является его диаграмма направленности. Основные факторы, влияющие на диаграмму направленности: форма преобразователя,

отношение характерного размера (например, высоты цилиндра) к длине волны и распределение волнового сопротивления среды в пространстве. С ростом длины волны диаграмма направленности становится более равномерной. Оптимальна диаграмма, при которой максимальная энергия излучается под критическими углами к стенке скважины.

**Акустические изоляторы** служат для ослабления волн, распространяющихся по корпусу прибора. Такие волны возникают на контакте излучатель — корпус (прямые волны-помехи), а также при падении на прибор волн, отраженных от стенки скважины под углами, критическими для системы материал корпуса — скважинная жидкость (головные волны-помехи). Наиболее распространенный акустический изолятор — стальная труба (или комбинация труб) с пазами различной формы и ширины, покрытая слоем резины. Применяют также изоляторы, представляющие собой отрезок кабеля с расположенными на нем грузами.

Возбуждение в скважине волн различного типа ( $P_0P_1P_0$ ,  $P_0S_1P_0$ ,  $L$ ), необходимое для получения возможно полной информации о среде, связано с условием широкополосности аппаратуры. В частности АЧХ излучателей, приемников, ЭАТ в целом, должны быть равномерны в исследуемом диапазоне частот. В случае ограниченной мощности излучения максимум АЧХ должен лежать в области частот, где сигнал наиболее чувствителен к исследуемым параметрам. Импульс излучения должен быть достаточно коротким, что необходимо как с точки зрения широкополосности, так и для хорошей разрешенности волновой картины. Электроакустический тракт должен обладать необходимым динамическим диапазоном для передачи информации о волнах различного типа без искажений. Аппаратура, отвечающая этим требованиям, позволяет реализовать *акустический каротаж широкополосный (АКШ)*.

**Трехэлементная аппаратура АК** может содержать два излучателя и один приемник или два приемника и один излучатель.

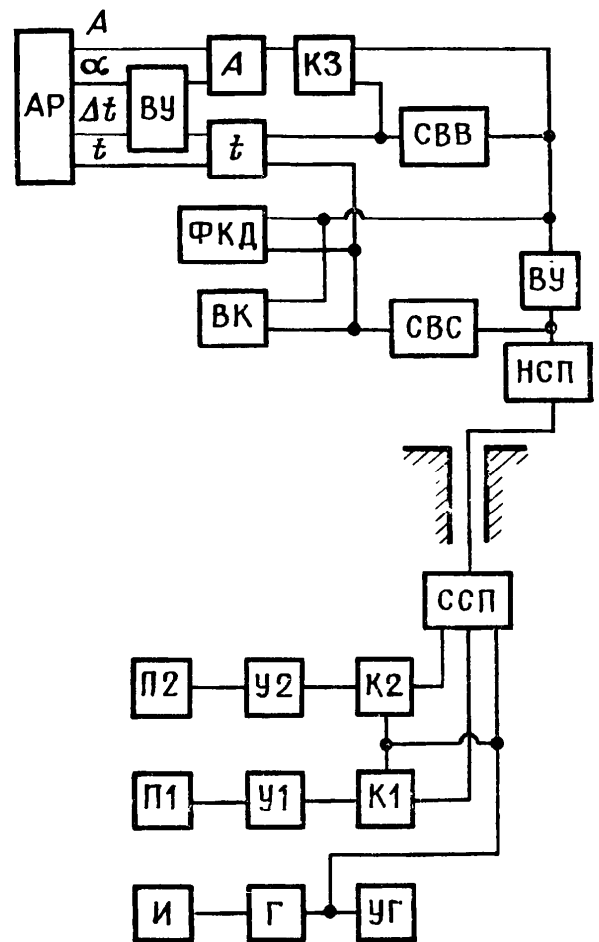


Рис. 73. Блок-схема трехэлементной аппаратуры АК

Первый вариант несколько проще с точки зрения схемотехники, второй — обладает метрологическими преимуществами. На рис. 173 показана блок-схема трехэлементной аппаратуры с двумя приемниками.

Излучатель И, возбуждаемый генератором Г, излучает в среду импульсы упругих колебаний с частотой следования, обусловленной управляющим генератором УГ. В момент начала излучения УГ вырабатывает синхроимпульс СИ, поступающий на поверхность через скважинную схему присоединения ССП и открывающий в скважинном приборе один из аналоговых ключей — К1 или К2. В зависимости от того, какой ключ открыт, сигнал, воспринятый приемником П1 или П2 и усиленный усилителем У1 или У2, поступает на поверхность по короткому кабелю. На поверхности СИ, пройдя через наземную схему присоединения НСП, фиксируется схемой выделения синхроимпульса СВС, которая вырабатывает нормализованный сигнал начала отсчета времени, поступающий на измеритель времени  $t$ , а также регистраторы ВК и ФКД.

Информационный сигнал, пройдя входной усилитель ВУ, поступает на регистраторы ВК и ФКД, а также на схему выделения первого вступления СВВ. Как правило, эта схема представляет собой пороговое устройство, срабатывающее при превышении сигналом заданного уровня. На выходе СВВ возникает нормализованный импульс конца отсчета времени, поступающий на измеритель времени и на аналоговый ключ К3, открывая его на время, равное нескольким периодам сигнала. Информационный сигнал через открытый ключ К3 поступает на измеритель амплитуд А. Выходы измерителей  $t$  и А подсоединены ко входам аналогового регистратора АР, с помощью которого регистрируются диаграммы  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $A_1$  и  $A_2$ . Одновременно в вычислительном устройстве ВУ определяются значения интервального времени  $\Delta t$  и коэффициента поглощения  $\alpha$ , которые также регистрируются с помощью АР.

Развитие микроэлектроники и, в частности, создание малогабаритных быстродействующих аналогоцифровых преобразователей (АЦП), пригодных для работы в скважинной аппаратуре, способствует созданию приборов акустического каротажа с цифровым выходом. В таких приборах сигнал с приемников поступает в оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) и передается из него на поверхность помехозащищенным цифровым кодом в промежутках между циклами.

Метод ГИС, основанный на изучении поля упругих волн, отразившихся от стенки скважины или неоднородностей прискважинной зоны, называют акустическим каротажом на отраженных волнах (АКОВ). В зарубежной литературе его часто называют ультраакустическим. Основные модификации этого метода — акустическая кавернометрия и профилометрия, акустическое телевидение, акустическая цементометрия на отраженных волнах.

**Акустическая кавернометрия** основана на принципе импульсной эхолокации, заключающемся в измерении времени  $t$  распространения упругих волн от излучателя до стенки скважины и обратно. Диаметр скважины определяют из очевидного соотношения

$$d_c = v_0 t,$$

где  $v_0$  — скорость упругой волны в промысловой жидкости.

Для регистрации только отраженных волн, распространяющихся к стенке скважины по кратчайшему пути (последнее важно ввиду существенного затухания колебаний в ПЖ), точки излучения и приема совмещают. В связи с этим обеспечивают работу преобразователя в режиме приема—излучения.

В акустических каверномерах применяют пьезопреобразователи. Частоту генерируемых колебаний (200—500 кГц) выбирают так, чтобы длина волны была меньше характерного размера преобразователя. Этим обеспечивают излучение и прием узконаправленного акустического луча, позволяющего измерить диаметр скважины с высокой точностью. Использование короткого импульса высокой частоты исключает интерференцию отраженного и излученного сигналов. В ряде случаев для непрерывного контроля меняющейся при изменении температуры и давления скорости  $v_0$  в ПЖ размещают дополнительный преобразователь, позволяющий измерить время распространения импульсов упругих колебаний на фиксированной базе вдоль оси скважины. Используя несколько преобразователей, изучают форму стенки скважины по нескольким вертикальным профилям.

**Акустическая профилометрия** в принципе аналогична кавернометрии. Ее назначение — изучить профили сечений скважины, перпендикулярные ее оси, в связи с чем в современных акустических профиломерах обеспечивают вращение луча. Этого достигают, вращая акустический преобразователь с помощью электродвигателя или применяя матричный излучатель, собранный из большого числа расположенных по окружности преоб-

разователей. На рис. 74 показаны вертикальный профиль скважины и ее горизонтальные сечения, полученные соответственно с помощью акустического каверномера и профилемера. Видна существенная несимметричность ствола в области каверн.

Достоинство акустических каверномеров и профиломеров — принципиальная возможность исключить сложные кинематические узлы, характерные для рычажных приборов (см. гл. 28, § 2). Их недостаток — большое затухание высокочастотных волн в вязкой ПЖ.

**Скважинное акустическое телевидение (САТ)** предназначено для детального исследования стенок обсаженных и необсаженных скважин. По физическому принципу оно близко к акустической профилометрии. Обзор стенок (сканирование) осуществляют с помощью вращающегося или матричного преобразователя. Амплитуда отраженного сигнала определяется отношением волновых сопротивлений стенки скважины ( $v_p \delta$ , где  $\delta$  — плотность материала стенки) и ПЖ ( $v_0 \delta_0$ , где  $\delta_0$  — плотность промывочной жидкости). В случае проницаемых пород на их границе возникает продольная волна второго рода (см. гл. 8, § 3), снижающая коэффициент отражения. Это обстоятельство создает предпосылки для выделения с помощью САТ проницаемых интервалов.

Детальность исследования с помощью САТ приближается к длине излучаемых волн. Поэтому применяемая в САТ рабочая частота достаточно высока и заключена в интервале 1—2 МГц. Большое затухание волн в ПЖ, характерное для таких частот, является серьезным недостатком скважинного телевидения.

На рис. 75 показан участок стенки скважины, визуализированный с помощью САТ. Отчетливо видны трещины и другие особенности породы.

**Акустическая цементометрия на отраженных волнах** основана на зависимости коэффициентов отражения от состояния контактов колонна — цемент и цемент — порода. Колебания во временном интервале  $I$  связаны с отражением на границе ПЖ — колонна. Их амплитуда практически неизменна. При незакрепленной колонне, амплитуды во временных интервалах  $II$  и  $III$  связаны с ее радиальным резонансом и медленно убывают по экспоненциальному закону (рис. 76, а). Хорошее качество цементирования характеризуется быстрым затуханием сигнала (рис. 76, б). При неудовлетворительном качестве сцепления цемента с породой экспоненциальный характер затухания нарушается (рис. 76, в).

Конструктивно цементометры на отраженных волнах подобны акустическим каверномерам. Так, акустический цементомер типа СЕТ (фирма Шлюмберже, 1986 г.) содержит восемь преобразователей, сдвинутых на  $45^\circ$  один относительно другого. Применяемая рабочая частота 275—650 кГц.



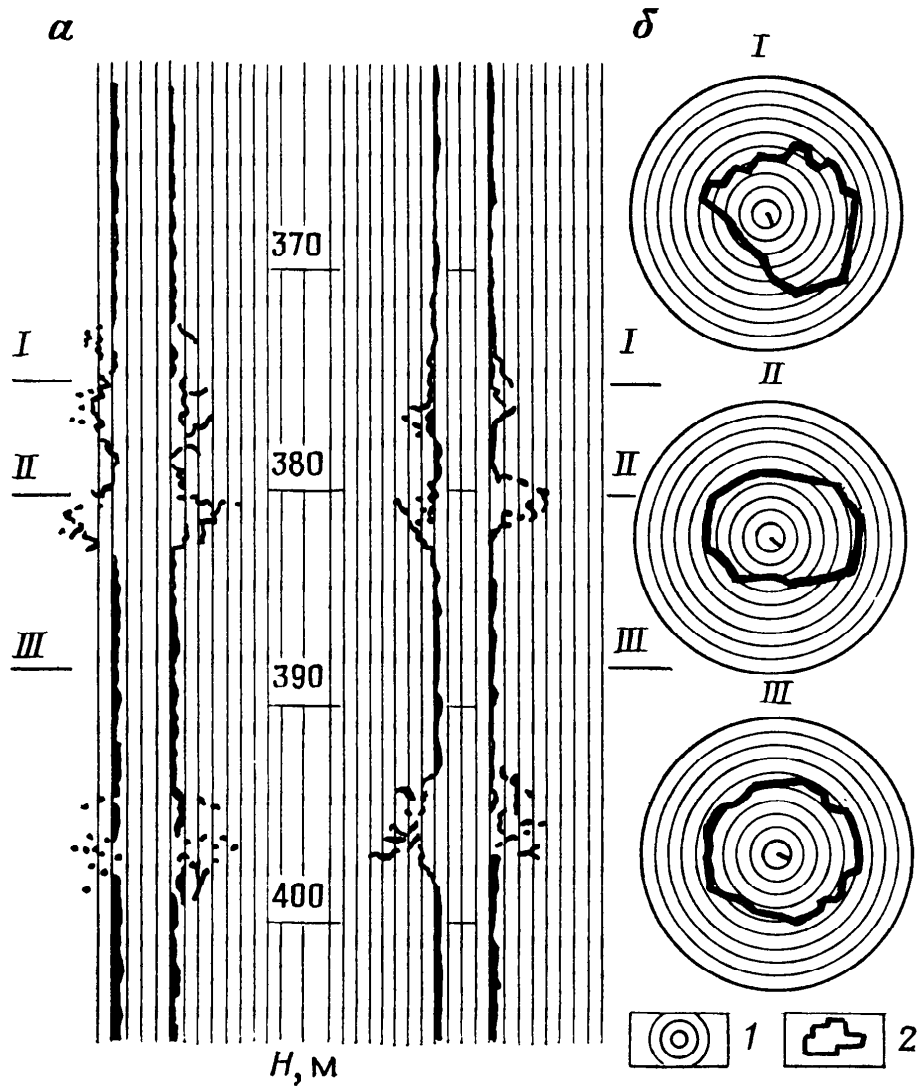


Рис. 74. Акустический профиль скважины (а) и сечения (б), перпендикулярные к ее оси [3]:

1 — масштабные линии; 2 — контур скважины

10 см



Рис. 75. Изображение стенки скважины, полученное с помощью САТ (по материалам фирмы Шлюмберже)

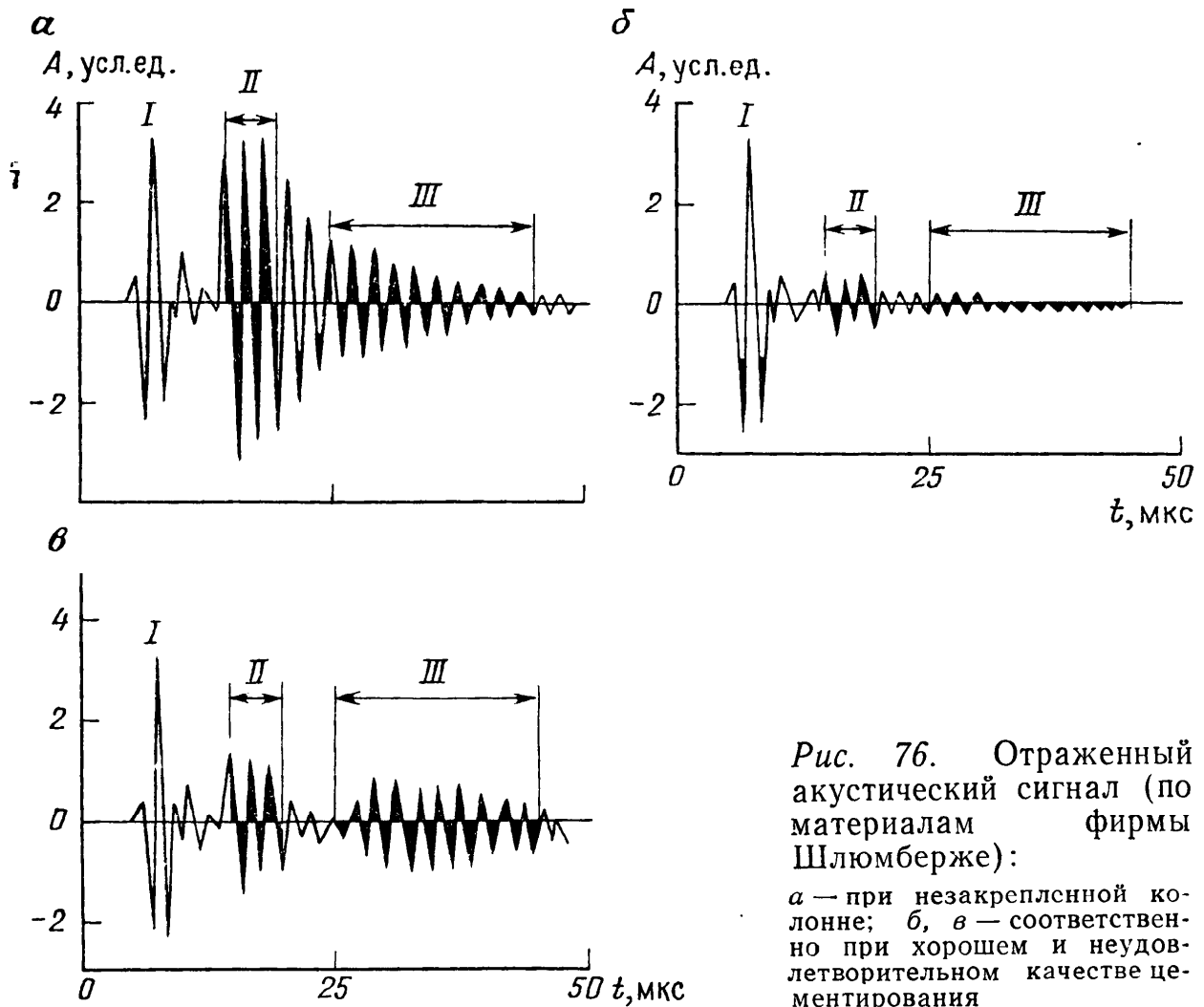


Рис. 76. Отраженный акустический сигнал (по материалам фирмы Шлюмберже):

*a* — при незакрепленной колонне; *б, в* — соответственно при хорошем и неудовлетворительном качестве цементирования

## Глава 12

### СКВАЖИННЫЕ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

Скважинные сейсмоакустические методы — сейсмокаротаж, вертикальное сейсмическое профилирование, межскважинное прозвучивание — позволяют изучать разрез не только в непосредственной близости от ствола скважины, но и на значительном расстоянии от него. Подобно другим методам скважинной геофизики они являются связующим звеном между данными каротажа и наземной сейсморазведки. В особой степени это относится к методу ВСП.

#### § 1. Сейсмокаротаж

Метод ГИС, основанный на измерении времени распространения сейсмической волны, вызванной приповерхностным взрывом, до сейсмоприемников, расположенных в скважине, называют сейсмокаротажем (СК).

При СК импульс излучения возбуждают в неглубокой вспомогательной скважине. Регистрируют первые вступления прямых продольных волн, зависимость времени прихода которых

от глубины представляет собой *вертикальный годограф*. Если источник расположен возле устья исследуемой скважины, вертикальный годограф  $t(z)$  называют *продольным*. В принципе он аналогичен годографу, получаемому при АК (см. рис. 70). Если источник отнесен от устья, получают *непродольный вертикальный годограф*  $t'(z)$ . Для определения пластовых и средних скоростей непродольные годографы приводят к продольным. Для однородной среды

$$t(z) = t'(z) \frac{z}{\sqrt{z^2 + d^2}},$$

где  $z$  — глубина точки наблюдения;  $d$  — расстояние между взрывной и исследуемой скважинами. Если среда существенно неоднородна, используют более сложные формулы приведения.

Вертикальный годограф можно разбить на отдельные приблизительно прямолинейные участки, в пределах которых скорость практически неизменна. Интервалы разреза, соответствующие этим участкам, представляют собой относительно однородные толщи, которые условно считают пластами. Таким путем удастся осуществить грубое расчленение разреза на толщи мощностью в десятки и сотни метров и получить приблизительное представление о скоростных свойствах среды. При регистрации только первых вступлений и определении таким образом лишь скоростей прямых проходящих продольных волн лучшей детальности добиться не удастся.

Для получения более полной информации о скоростном строении разреза необходимо наряду с продольными волнами регистрировать волны других типов. Эта возможность реализована в методе вертикального сейсмического профилирования. В настоящее время СК применяют только в тех случаях, когда проведение ВСП по тем или иным причинам невозможно [9].

## § 2. Вертикальное сейсмическое профилирование

Метод ГИС, основанный на изучении с помощью расположенных в скважине сейсмоприемников поля сейсмических волн, вызванных приповерхностным взрывом, называют вертикальным сейсмическим профилированием (ВСП). В отличие от СК при ВСП не ограничиваются регистрацией первых вступлений продольных волн, а стремятся зарегистрировать все волны, возбужденные источником или образовавшиеся на неоднородностях. В результате удастся получить значительно более полную информацию о разрезе.

Основные задачи, решаемые с помощью ВСП, заключаются в литолого-стратиграфическом расчленении разреза, определе-

нии пластовых скоростей, выяснении природы волн, зарегистрированных при наземной сейсморазведке, в их литолого-стратиграфической привязке, в изучении геометрии границ в околоскважинном пространстве, а также в прогнозировании геологического разреза ниже забоя скважины.

Принципы решения задач ВСП иллюстрирует рис. 77. Ось синфазности  $OABC$  — по существу годограф прямой проходящей волны (продольной  $P$  или поперечной  $S$ ), оси синфазности  $AO'$ ,  $BA'O''$ ,  $CB'A''O'''$  — годографы отраженных волн. Точки пересечения осей синфазности прямых и отраженных волн соответствуют отражающим границам. Видно, что таким образом удастся не только выделить пласты, определяемые границами  $I$  и  $II$ , но и прогнозировать геологический разрез ниже забоя скважины (граница  $III$ ). Пересечения типа  $O'K—KK'$ , соответствующие волнам-помехам (кратным волнам), удастся идентифицировать, так как они относятся к тем же глубинам, что и пересечения прямых и отраженных волн. Пластовые скорости определяют по наклонам осей синфазности; форму импульсов  $U(t)$ , знание которых необходимо для построения синтетических сейсмограмм, рассчитывают или определяют путем непосредственного анализа прямых (падающих) волн на сейсмотрассах, зарегистрированных вблизи отражающих границ.

Как правило ВСП комбинируют с наземными наблюдениями. На рис. 77 осям синфазности волн, образующихся на поверхности, соответствуют линии  $OD$ ,  $O'D'$ ,  $O''D''$ ,  $K'K''$ ,  $O'''D'''$ . Сейсмическое поле на поверхности отличается сложностью. Сильная неоднородность и большие значения градиентов скоростей, характерные для *верхней части разреза* (ВЧР), приводят к возникновению интенсивных приповерхностных волн, доминирующих на наземных сейсмограммах. Кроме того, на неоднородностях ВЧР образуются рассеянные и многократные обменные волны, создающие устойчивое поле помех, которое затрудняет или полностью исключает идентификацию волн, отразившихся от глубоких геологических границ. С удалением от поверхности и ВЧР интенсивность волн-помех быстро убывает, что определяет увеличение отношения сигнал/помеха при ВСП. В результате появляется возможность выделения волн, образовавшихся на границах пластов. Поскольку оси синфазности этих волн на сейсмограммах, зарегистрированных на поверхности и в скважине, пересекаются (см. рис. 77, точки  $O'O''O'''$ ), с помощью ВСП можно определить природу волн, зарегистрированных при наземной сейсморазведке, и осуществить их литолого-стратиграфическую привязку. Весьма существенно, что наблюдения в скважинах позволяют использовать сравнительно высокие (до 500 Гц) частоты, поскольку волны не пересекают ВЧР, где поглощение особенно значительно. Разрешающая способность ВСП в этой связи выше, чем у наземной сейсморазведки.

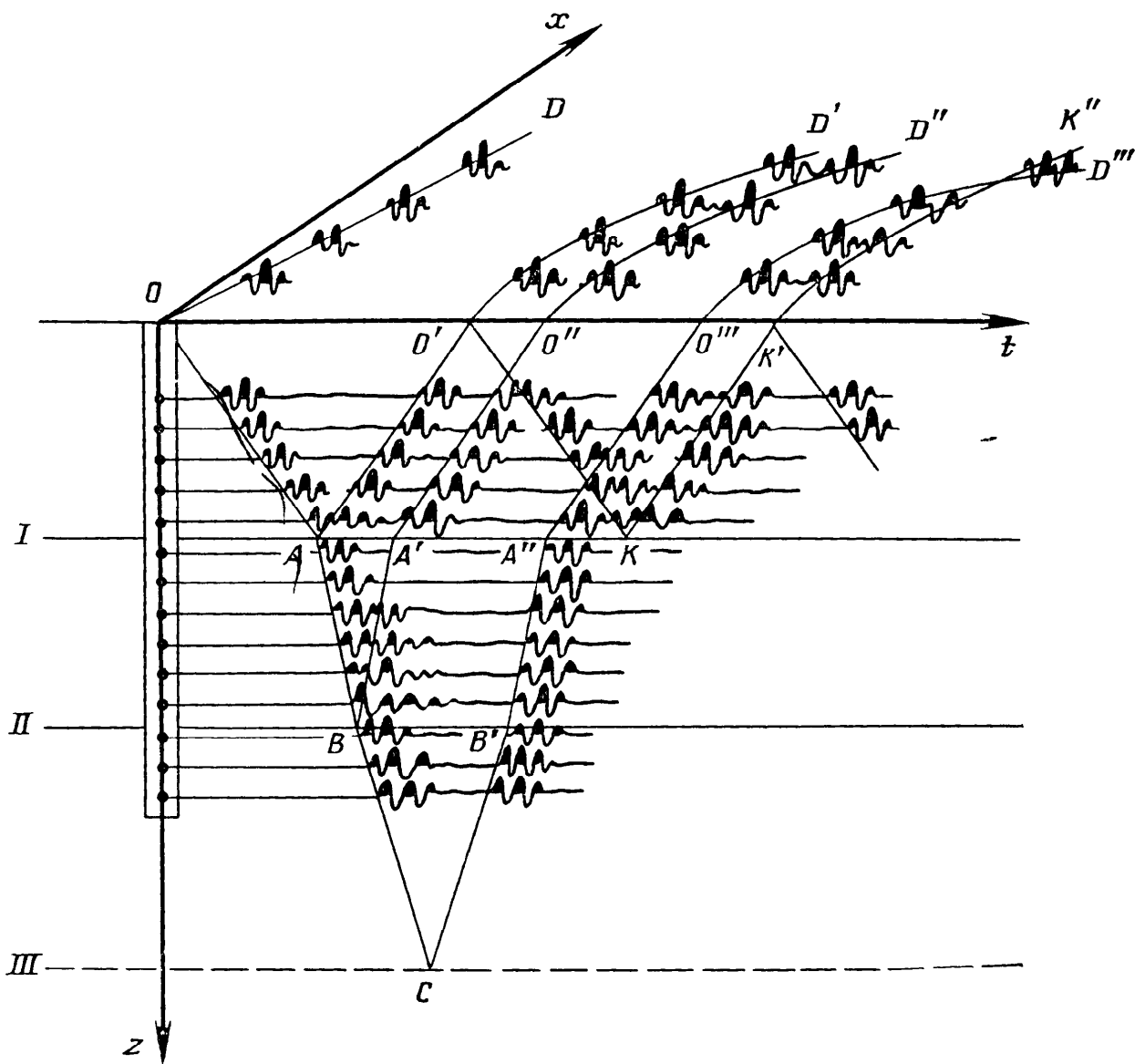


Рис. 77. Схема получения сейсмограмм при комплексировании ВСП и наземной сейсморазведки

Фактически поле упругих волн во внутренних точках среды отличается от показанного на рис. 77. В общем случае источник порождает не только продольную, но и поперечную волну, на границах наряду с монотипными волнами возникают обменные, поэтому реальные сейсмограммы ВСП весьма сложны (рис. 78).

**Методы обработки результатов ВСП** позволяют повысить эффективность выделения волн различного типа. В этой связи применяют частотную фильтрацию, селекцию по признакам направленности и другие приемы, используемые в сейсморазведке. Широкое применение при обработке результатов ВСП находит способ спрямления осей синфазности. Его суть поясняет рис. 79, на котором для простоты показаны оси синфазности только монотипных волн. Из геометрических соображений очевидно, что если сейсмотрассы сдвинуть вдоль оси времени  $t$  соответственно на отрезки  $dt_1$ ,  $dt_2$  и  $dt_3$  ось синфазности отраженной волны  $P_{11}$  окажется перпендикулярной к оси  $t$  (спрямится). Точка пересечения осей синфазности волн  $P_1$  и  $P_{11}$  после спрямления будет

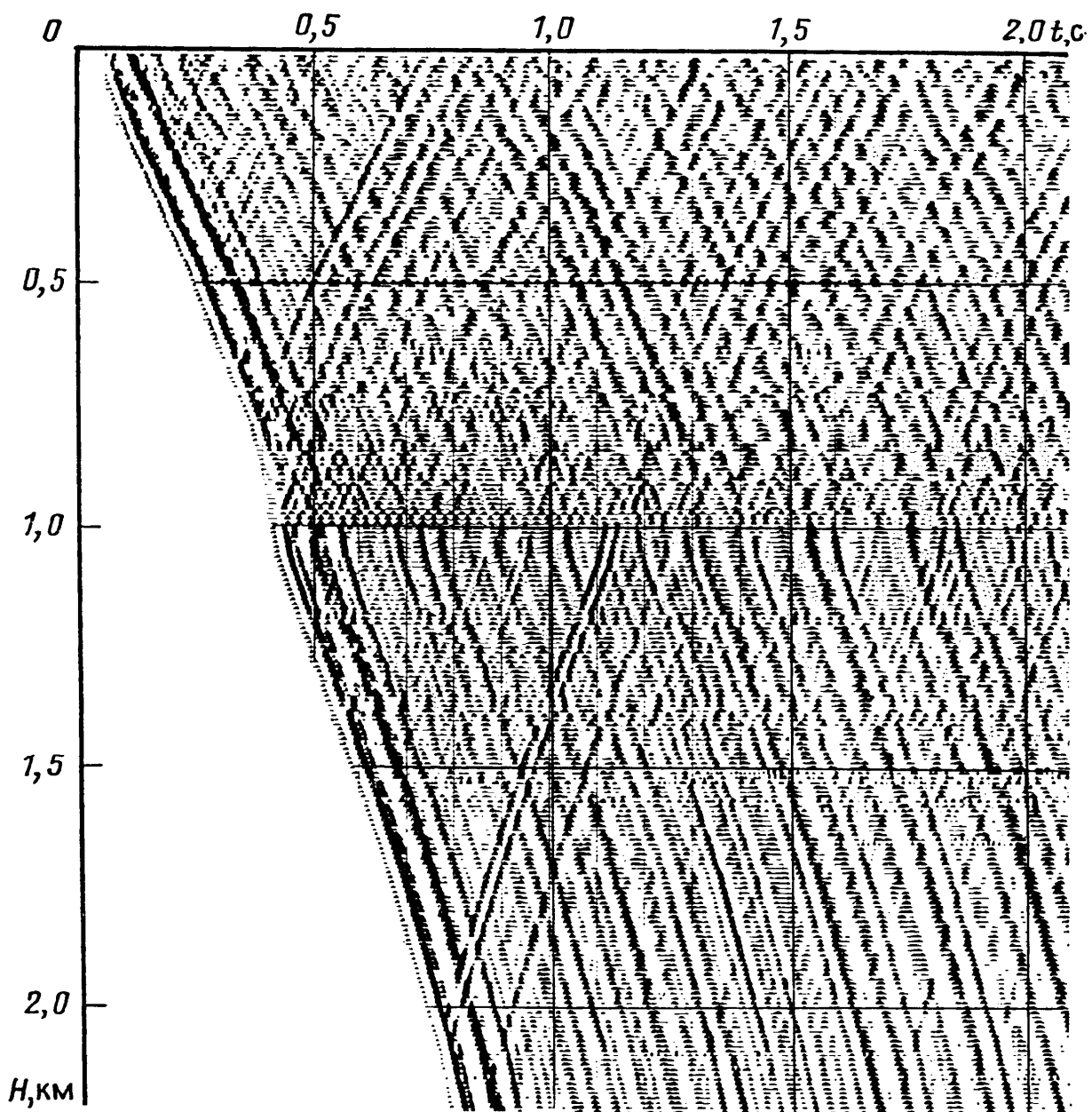


Рис. 78. Сейсмограмма ВСП

по-прежнему соответствовать по глубине отражающей границе. Аналогичным образом можно спрямить оси синфазности волн  $P_{11}$  на поверхности. Полученная в результате такой обработки сейсмограмма ВСП показана на рис. 80, где индексами  $P_1^2$ ,  $F_4$  и т. д. обозначены стратиграфические горизонты. В результате удастся надежно связать волновое поле ВСП с наземным сейсмическим полем.

Обладая промежуточной разрешающей способностью, ВСП дает возможность перейти к эффективным сейсмическим моделям, содержащим отражающие границы, которые на ЭСМ, полученным по данным наземной сейморазведки, отсутствуют. Между тем такие границы могут быть связаны с кровлей продуктивного горизонта.

Для построения ЭСМ с помощью ВСП увязывают геоакустическую модель разреза, полученную по данным ГИС (в частности АК), с волновым полем ВСП. С этой целью применяют

низкочастотную фильтрацию или последовательно исключают отдельные пласты, сохраняя их временные мощности и рассчитывая каждый раз синтетические сейсмограммы. В случае исчезновения на расчетной трассе той или иной существенной особенности, отмечаемой на экспериментальной трассе, считают, что исключенный пласт обуславливает формирование этой особенности. В результате данные высокоразрешающих каротажных методов оказываются связанными с волновым полем ВСП, которое в свою очередь связано с наземным сейсмическим полем.

**Аппаратура ВСП** по своим сейсмическим параметрам и электрическим характеристикам в принципе мало отличается от применяемой при наземных наблюдениях. Основные отличия связаны с работой в условиях ограниченных габаритов, высоких температур и давлений.

Важная характеристика аппаратуры ВСП — ее многоканальность. Существуют трех-, шести-, двенадцатиканальные зонды, позволяющие проводить запись трех, шести и двенадцати сейсмотрасс одновременно. Разделение каналов осуществляют, используя кабели с соответствующим числом жил или передачу с преобразованием спектра частот.

Для повышения отношения сигнал-помеха приборы прижимают к стенке скважины с помощью специальных устройств, обеспечивая силу прижима, в несколько раз превосходящую вес прибора. Как правило, применяют электродинамические сейсмоприемники, параметры которых определяются задачами исследований и условиями наблюдений. Используемый диапазон частот от 5 до 500 Гц.

При ВСП направления подхода волн к приемникам меняются как с удалением источника от скважины, так и при изменении глубины приемной системы (зонда ВСП), поэтому колебания частиц среды оказываются направленными (поляризованными) по разному. По разному поляризованы колебания в продольных и поперечных волнах. Поляризация может быть также связана с наличием зон трещиноватости. Это дает возможность применить при обработке селекцию волн по поляризации колебаний. Реализация соответствующей *поляризационной методики* (ПМ ВСП) требует применения специальной трехкомпонентной скважинной аппаратуры, с помощью которой в точке наблюдений регистрируют три составляющие вектора смещений. Каждый прибор зонда ПМ ВСП содержит три ортогональных между собой сейсмоприемника. Для получения ориентированных в пространстве сейсмограмм применяют приборы с принудительной (гироскопической) ориентацией или приборы, снабженные датчиками ориентации. Ориентацию можно также определить при обработке, используя информацию о поляризации волны с известным направлением подхода.

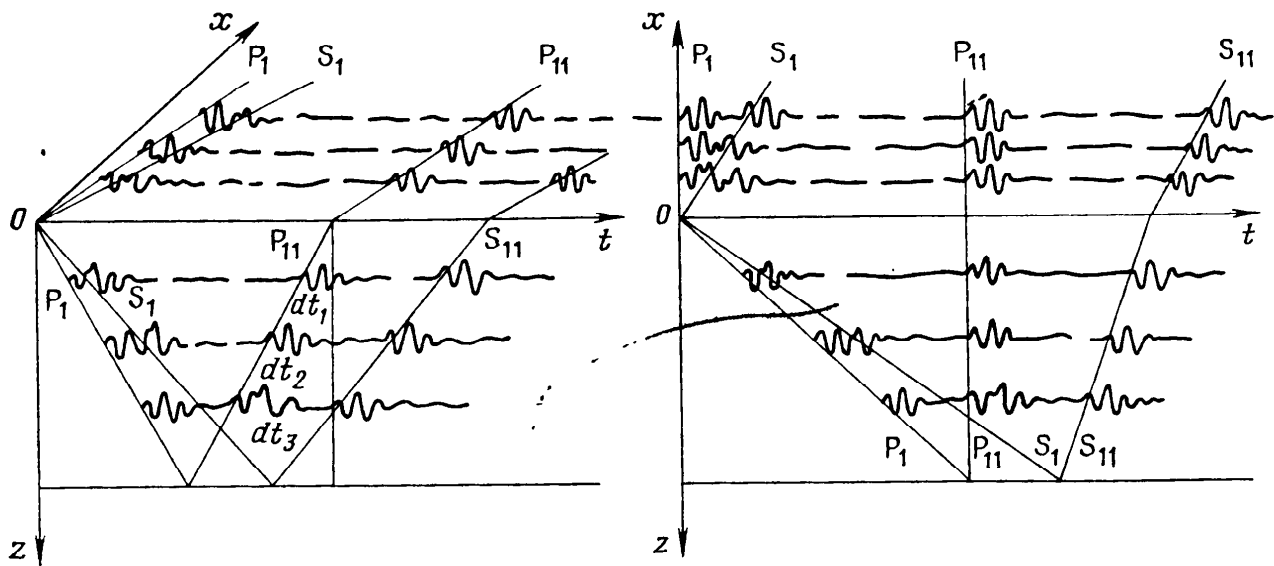


Рис. 79. Обработка результатов ВСП методом спрямления осей синфазности

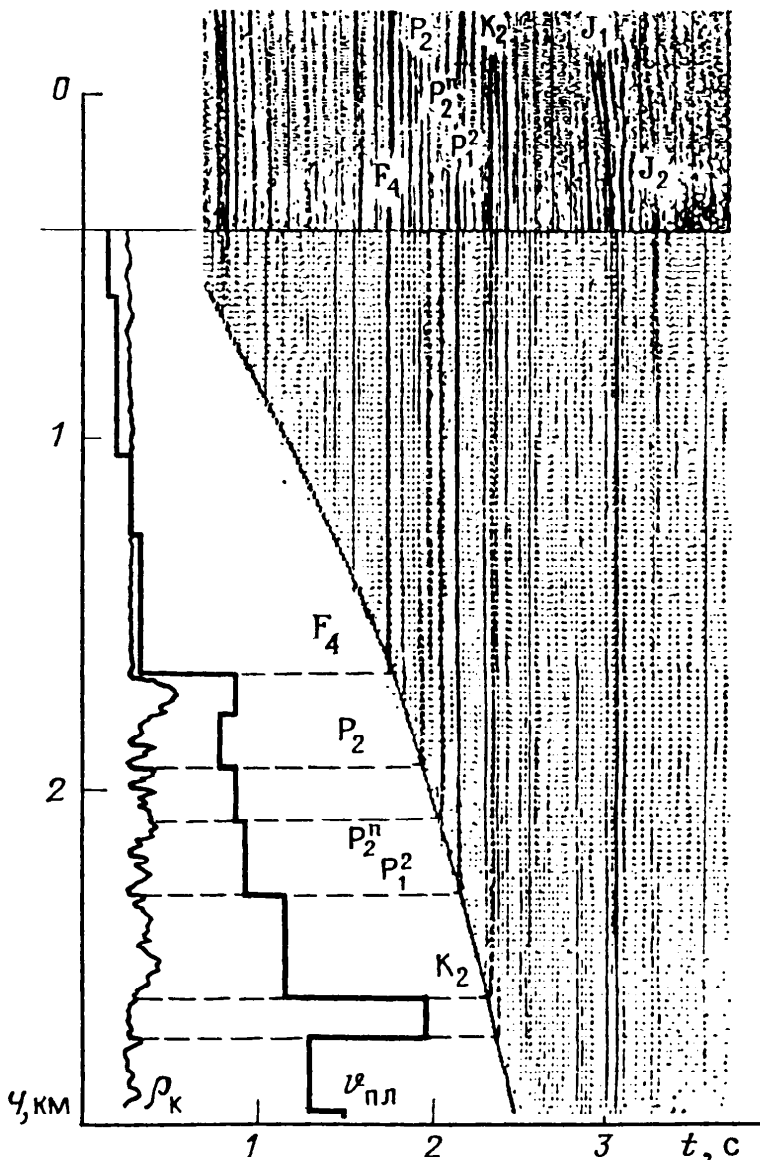


Рис. 80. Пример комплексной обработки данных электрического каротажа, ВСП и наземной сейсморазведки

### § 3. Межскважинное прозвучивание

Метод ГИС, основанный на возбуждении импульсов упругих колебаний в одной из скважин и регистрации возникших колебаний в другой скважине или группе скважин, называют межскважинным прозвучиванием (МП).



По диапазону рабочих частот (0,5—10 кГц) МП занимает промежуточное положение между акустическим каротажем и скважинной сейсморазведкой. Вместе с тем, в отличие от сейсморазведки, МП позволяет расчленять разрез при отсутствии отражающих границ, а в отличие от акустического каротажа — изучать его на больших расстояниях от стенки скважины. Эти особенности обуславливают применение МП для изучения сложнопостроенных сред, в частности закарстованных зон, рудных тел сложной формы, участков горных пород, находящихся в условиях сложного напряженного состояния и т. д.

При МП информацию о строении и свойствах горных пород получают по скорости и затуханию упругих волн, распространяющихся в пространстве между скважинами. Наряду с такими факторами, как литологический состав пород, их пористость, газонасыщенность, текстурно-структурные особенности, существенное влияние на кинематические и динамические параметры упругих волн, регистрируемых при МП, оказывают мощности пластов, соотношение скоростей в них и во вмещающих породах, параметры неоднородностей. Кроме того, характеристики направленности приемника и излучателя в значительной степени обусловлены наличием скважины. Максимумы этих характеристик приходятся на направления, перпендикулярные к ее оси.

Влияние свойств пластов и неоднородностей на параметры регистрируемых при МП волн весьма сложно и изучено в основном с помощью натурального моделирования. Остановимся кратко на его результатах.

**Характер распространения упругих волн в слое с повышенной (относительно вмещающих пород) скоростью** определяется волновой толщиной слоя — отношением его мощности  $h$  к длине волны  $\Lambda$ .

В слое, мощность которого  $h \geq 1,5\Lambda$ , затухание невелико, а скорость приблизительно равна скорости в массиве.

При относительной мощности слоя  $0,2 < h/\Lambda < 1,5$  затухание весьма существенно, скорость заметно отличается от скорости в массиве. В ее измеренное значение необходимо в этом случае вносить поправки.

В случае очень тонких слоев ( $h/\Lambda < 0,2$ ) волна затухает на расстоянии нескольких  $\Lambda$  и при МП не может быть зарегистрирована. В силу изложенного, при МП стремятся выбирать частоту таким образом, чтобы  $h/\Lambda$  было не меньше единицы.

**Распространение упругих волн в тонком слое с пониженной скоростью** отличается волноводным характером. В соответствии с ним в слое распространяются так называемые *каналовые волны*, возникающие в результате интерференции волн, многократно отраженных от кровли и подошвы. Если интерферируют волны, отраженные в закритической области, образуются *каналовые волны*, называемые *нормальными модами*. Интерферен-

ция волн, отраженных в докритической области, приводит к образованию волн, называемых *просачивающимися модами*. Нормальные моды практически не излучают энергию во внешнюю среду, просачивающиеся — непрерывно излучают преломленные волны и, следовательно, затухают сильнее нормальных. Скорости каналовых волн с увеличением частоты стремятся к скорости поперечных волн в материале волновода, а с уменьшением — к скорости поперечных волн в окружающей среде.

**Влияние неоднородностей произвольной (изометрической) формы** изучено экспериментально на сферических включениях. При этом основное внимание уделено включениям, скорость упругих волн в которых  $v_2$  меньше скорости  $v_1$  во вмещающей среде. Неоднородности такого типа наиболее интересны в практическом отношении, так как им соответствуют карстовые полости, заполненные водой, газом или обломками разрушенных пород, трещиноватые рудоконтролирующие или ослабленные в механическом отношении зоны.

В результате натурального моделирования установлено, что при прохождении волн, длина которых во вмещающей среде соизмерима со средним диаметром включения, к приемнику первыми приходят дифрагированные волны. Однако время их прихода мало отличается от времени прихода прямых волн, в связи с чем они не могут быть использованы для выделения неоднородностей.

Графики амплитуд волн «размыты» и имеют локальные максимумы против центра сферы (рис. 81, а). На рис. 81, б приведены отношения амплитуд на двух частотах  $f_1$  и  $f_2$ . Локальные максимумы в этом случае проявляются в значительно меньшей степени, что создает предпосылки для более надежного выделения неоднородностей.

**Методика наблюдений при МП** определяется спецификой решаемых задач. Наиболее разработаны приемы, базирующиеся на регистрации первых периодов продольных волн. При этом основное распространение получила схема параллельного переноса, аналогичная применяемой при межскважинном радиоволновом просвечивании (см. гл. 5, § 3).

В соответствии с этой схемой излучатель и приемник одновременно перемещаются вдоль оси скважины, что позволяет определить средние значения исследуемых параметров на базе наблюдений. Разнос датчиков по глубине обычно выбирают так, чтобы прозвучивание проводилось вдоль слоев. Эта методика проста и дает положительные результаты при решении широкого круга геологических задач.

При оконтуривании отдельных неоднородностей наряду со средними значениями параметров необходимо знать их распределение по плоскости, для чего применяют перекрестную систему наблюдений (см. гл. 5, § 3).

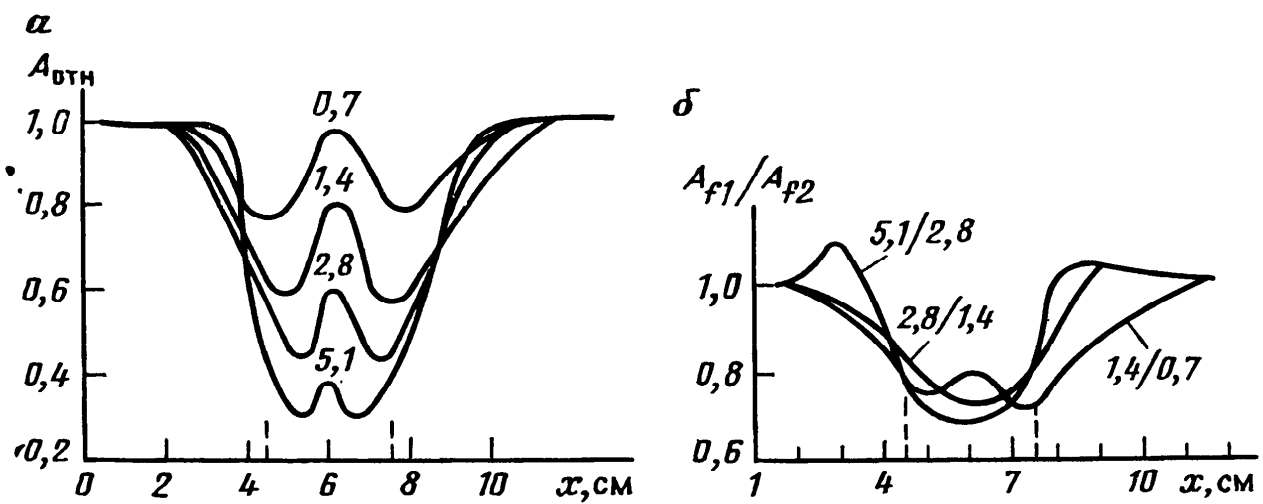


Рис. 81. Кривые относительных амплитуд проходящей волны  $A_{отн}$  (а) и отношения амплитуд на частотах  $f_1$  и  $f_2$  (б) для модели среды со сферическими включениями (по И. С. Файзулину).

Включения отмечены пунктиром; шифр кривых — отношение диаметра включения к длине волны

По существу при МП применяется двухэлементная система измерений «излучатель—приемник». Определение средней скорости в этом случае не связано с принципиальными трудностями. Вместе с тем затухание в сейсмоакустике (например, в АК) определяют по отношению амплитуд на дальнем и ближнем приемниках, т. е. по трехэлементной схеме. При МП такая методика потребовала бы бурения третьей скважины, что экономически не выгодно. В этой связи предложено выделять участки разреза с повышенным затуханием на основе разночастотных наблюдений, используя в качестве информативного параметра отношение амплитуд  $A_{f_1}$  и  $A_{f_2}$  колебаний, соответствующих рабочим частотам  $f_1$  и  $f_2$  (И. С. Файзулин, 1986 г.).

Задачи, решаемые с помощью МП, можно разделить на три группы: инженерно- и гидрогеологические, рудные, угольные.

При решении инженерно- и гидрогеологических задач с помощью МП выделяют закарстованные и ослабленные зоны, водоупорные горизонты, подземные полости, осуществляют литологическое расчленение разрезов, изучение напряженного состояния массива горных пород, оценивают степень нарушенности закарстованных интервалов. Существенно, что МП удается использовать и на застроенных участках, где другие методы ГИС неприменимы.

В рудной геофизике МП применяют для выявления по структурным признакам рудных зон на месторождениях золота и серебра, выделения рудных тел на хромитовых и полиметаллических месторождениях, обнаружения слюдоносных пегматитовых жил и хрусталеносных полостей.

В угольной геофизике МП применяют для выделения нарушений и пережимов угольных пластов.

# Часть III

## ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

---

Ядерно-физические исследования скважин — радиоактивный каротаж — совокупность методов, основанных на изучении полей нейтронов, гамма- и рентгеновских квантов в скважине и околоскважинном пространстве.

Важнейшие отличительные особенности ядерно-физических методов (ЯФМ), определяющие их роль и место в комплексе ГИС, заключаются в следующем: большинство ЯФМ применимо как в открытом стволе, так и в обсаженных скважинах, в связи с чем их используют на всех этапах горно-геологического процесса; показания ЯФМ обусловлены в основном элементарным составом горных пород, что позволяет в ряде случаев осуществить литологическое расчленение пород, а также поиск и разведку полезных ископаемых на основе прямых признаков; показания ЯФМ практически не зависят от текстуры и структуры среды, что упрощает изучение вещественного состава пород и, в принципе, дает возможность, комплексируя ЯФМ с методами, чувствительными к текстурно-структурным свойствам, оценить тип порового пространства.

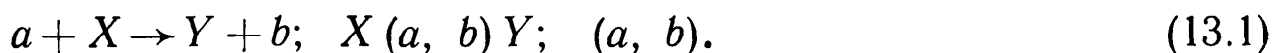
### Глава 13

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

### § 1. Основные определения

Поток микрочастиц, возникающий в результате ядерных реакций, или самопроизвольного распада ядер, называют *ядерным излучением*.

*Ядерной реакцией* в широком смысле называют любой процесс взаимодействия (столкновения) простой или сложной микрочастицы с ядром или другой микрочастицей. Реакция, в которой налетающая частица  $a$  взаимодействует с ядром мишени  $X$ , образуя ядро  $Y$  и частицу  $b$ , имеет три вида записи:



Основные виды излучения связаны с образованием нейтронов ( $n$ ), протонов ( $p$ ),  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, гамма ( $\gamma$ ) и рентгеновских ( $x$ ) квантов.

Излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию электрических зарядов, называют *ионизирующим*. Взаимодействие заряженных частиц ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $p$ ) со средой приводит к непосредственной ионизации атомов или молекул, незаряженных частиц ( $\gamma$ ,  $x$ ,  $n$ ) — к ионизации среды заряженными частицами ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $p$ ), возникающими в процессе ядерных реакций.

В результате взаимодействия со средой излучение рассеивается и (или) поглощается.

*Рассеяние излучения* — процесс взаимодействия, в результате которого меняется направление и (или) энергия частиц.

*Поглощение излучения* — процесс, при котором частицы прекращают свое существование.

Как известно, ядро состоит из  $z$  протонов и  $A - z$  нейтронов, где  $A$  — *массовое число атома*. Элемент  $X$  с таким ядром обозначают  ${}^A_zX$  или  ${}^AX$ . Ядра с одинаковым  $z$  и разным  $A$  (т. е. с равным числом протонов, но разным — нейтронов) называют *изотопами*. Атомы стабильных изотопов называют *нуклидами*, а радиоактивных — *радионуклидами*.

*Радиоактивность* — самопроизвольный распад ядра с испусканием одной или нескольких частиц. Ее можно трактовать как распад ранее возбужденного долгоживущего ядра, т. е. как частный случай ядерной реакции. Обычно радиоактивность проявляется в  $\alpha$ - или  $\beta$ -излучении ( $\alpha$ - или  $\beta$ -распаде),  $\gamma$ -излучении, возникающем в результате  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада,  $x$ -излучении, возникающем в результате электронного захвата, и  $n$ -излучении при делении тяжелых ядер.

*Закон радиоактивного распада* имеет форму записи

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda_p t) = N_0 \exp(-t/\tau) = N_0 \exp[-(t/T_{1/2}) \ln 2], \quad (13.2)$$

где  $\lambda_p$  — *постоянная распада*;  $\tau = 1/\lambda_p$  — *среднее время жизни ядра*,  $T_{1/2}$  — *период полураспада*.

Постоянная распада  $\lambda_p$ , определяет вероятность распада ядра за единицу времени (обычно за секунду). Из большого числа  $N$  одинаковых ядер за секунду распадается в среднем  $\lambda_p N$ . Период полураспада определяет *среднее время*, за которое распадается половина исходного числа ядер.

Величину

$$A = |dN/dt| = \lambda_p N, \quad (13.3)$$

определяющую скорость убывания  $N$  во времени, называют *активностью*.

Поля излучений характеризуются плотностью частиц, плотностью потока частиц, их энергией и интенсивностью.

Плотность частиц  $\hat{n}$  — количество частиц, находящихся в данный момент времени в единице объема. Плотность потока  $\Phi$  пучка частиц — их число, падающее в одну секунду на единичную площадку, перпендикулярную к пучку. Очевидно, что

$$\Phi = \hat{n}v, \quad (13.4)$$

где  $v$  — скорость частиц в направлении, перпендикулярном к площадке.

Энергию частиц  $E$  измеряют в электрон-вольтах (эВ). Электрон-вольт — энергия, приобретаемая электроном под воздействием разности потенциалов в один вольт. Применяют также единицы килоэлектрон-вольты (кэВ) и мегаэлектронвольты (МэВ) ( $1 \text{ МэВ} = 10^3 \text{ кэВ} = 10^6 \text{ эВ}$ ).

Интенсивность  $J$  — поток энергии излучения, падающего в единицу времени на единичную площадку. Для моноэнергетического пучка частиц с энергией  $E$

$$J = \Phi E. \quad (13.5)$$

Важнейшая количественная характеристика ядерной реакции — ее *микроскопическое сечение*  $\sigma$ , определяемое из следующих соображений. Пусть на плоскую тонкую мишень, содержащую  $N_x$  ядер падает однородный поток  $\Phi$  частиц  $a$ , вызывая  $n_p$  реакций типа (13.1) в одну секунду. Тогда величина

$$\sigma = n_p / N_x \Phi, \quad (13.6)$$

определяет вероятность реакции (13.1). Наглядно  $\sigma$  трактуют как площадь (сечение) площадки, попадая на которую частица  $a$  вызывает реакцию ( $a, b$ ). Сечения в СИ измеряют в квадратных метрах. Например, реакция ( $n, \gamma$ ) имеет сечение от  $10^{-22}$  до  $10^{-31} \text{ м}^2$ .

Суммарное сечение для всех частиц, находящихся в единице объема (обычно в  $1 \text{ см}^3$ ) вещества, называют *макроскопическим сечением взаимодействия (макросечением)*  $\Sigma$  данной реакции. Например для вещества, в единице объема которого содержится  $N_{AV}$  атомов одного вида,

$$\Sigma = \sigma N_{AV}. \quad (13.7a)$$

Суммарное сечение взаимодействия для тонкого слоя  $dx$  мишени единичной площади равно  $\Sigma dx$ . Поэтому ослабление потока  $\Phi$  в таком слое

$$d\Phi = -\Phi \Sigma dx.$$

Отсюда

$$-\Sigma x = \int_{\Phi_0}^{\Phi} d\Phi / \Phi = \ln(\Phi / \Phi_0), \quad (13.7b)$$

где  $\Phi_0$  — плотность потока при  $x \rightarrow 0$ . Выражение (13.7б) позволяет записать закон ослабления потока в веществе:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\Sigma x), \quad (13.8)$$

где  $\Phi$  — плотность потока первичных частиц, избежавших взаимодействия на интервале  $x$ , т. е. не поглощенных и не рассеянных. Полный поток — сумма потоков первичных и рассеянных частиц

$$\tilde{\Phi} = \Phi_0 \exp(-\Sigma_{\text{эф}} x), \quad (13.9)$$

где  $\Sigma_{\text{эф}}$  — эффективное сечение ослабления.

Количество рассеянных частиц в веществе накапливается до равновесного уровня, в связи с чем  $\tilde{\Phi} > \Phi$ . Поэтому связь  $\tilde{\Phi}$  с  $x$  часто описывают формулой

$$\tilde{\Phi} = \Phi_0 B \exp(-\Sigma x), \quad (13.10)$$

где  $B$  — фактор накопления. Очевидно  $B > 1$ , а величина  $1/B$  равна доле первичного (нерассеянного) излучения.

На интервале  $1/\Sigma$  поток ослабляется в  $e$  раз. Величину

$$\lambda = 1/\Sigma \quad (13.11)$$

называют *средним свободным пробегом частицы в среде*.

Пробег заряженных частиц в горных породах мал. Для электронов он не превышает обычно 1 см, для протонов — 1 мм,  $\alpha$ -частицы тормозятся в 16 раз быстрее, чем протоны той же энергии. Проникающая способность незаряженных частиц —  $\gamma$ -квантов и особенно нейтронов — на несколько порядков выше. Поэтому на явлениях их взаимодействия с веществом основано большинство ЯФМ. Учитывая это обстоятельство, а также то, что рентгеновские кванты отличаются от низкоэнергетических  $\gamma$ -квантов только условиями образования, ограничимся в дальнейшем рассмотрением законов взаимодействия с веществом  $\gamma$ -квантов и нейтронов.

## § 2. Взаимодействие гамма-квантов с веществом

Известно 12 типов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом. Из них в энергетической области 0,05 ÷ 1,5 МэВ, характерной для применяемых в геофизике изотопных источников, существенны три: фотоэффект, комптон-эффект и образование пар.

Полное микроскопическое сечение взаимодействия квантов с веществом равно сумме сечений перечисленных процессов:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}. \quad (13.12)$$

Сумме соответствующих сечений равно и полное макроскопическое сечение взаимодействия, которое для квантов обозначают буквой  $\mu$ :

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}. \quad (13.13)$$

Иногда пользуются массовыми коэффициентами взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mu_m &= \mu/\delta; & \mu_{m\text{ф}} &= \mu_{\text{ф}}/\delta; \\ \mu_{m\text{к}} &= \mu_{\text{к}}/\delta; & \mu_{m\text{п}} &= \mu_{\text{п}}/\delta, \end{aligned} \quad (13.14)$$

где  $\delta$  — объемная плотность вещества.

Поскольку  $\mu$ ,  $\mu_{\text{ф}}$ ,  $\mu_{\text{к}}$  и  $\mu_{\text{п}}$  пропорциональны плотности, величины  $\mu_m$ ,  $\mu_{m\text{ф}}$ ,  $\mu_{m\text{к}}$  и  $\mu_{m\text{п}}$  не зависят от плотности вещества.

*Фотоэффектом* (фотоэлектрическим поглощением) называют такое взаимодействие кванта с атомом, при котором квант поглощается, а его энергия частично расходуется на отрыв электрона, частично же передается последнему в виде кинетической энергии.

Электроны, окружающие ядро атома, располагаются по оболочкам  $K$ ,  $L$ ,  $M$  и т. д., отвечающим дискретным энергетическим уровням связи электрона с ядром. Энергия связи убывает по мере удаления от ядра.

Микроскопическое сечение фотоэффекта  $\sigma_{\text{ф}}$  зависит от порядкового номера элемента  $Z$  и энергии кванта  $E_{\gamma}$ . При  $E_{\gamma}$ , большей энергии связи  $E_i$  электрона на  $i$ -й оболочке,

$$\sigma_{\text{ф}} \sim C_i Z^n / E_{\gamma}^3, \quad (13.15)$$

где  $n=4 \div 5$ ;  $C_i$  при  $i=K, L, M, \dots$  — константа для данного элемента, причем  $C_K > C_L > C_M > \dots$ . Видно, что  $\sigma_{\text{ф}}$  быстро убывает с ростом энергии и еще быстрее растет с ростом атомного номера.

Скачкообразное уменьшение коэффициента  $C_i$ , а следовательно и  $\sigma_{\text{ф}}$  при уменьшении энергии объясняется тем, что фотоэффект на  $i$ -й оболочке становится невозможным, если энергия кванта оказывается меньше энергии связи электрона на этой оболочке. Поэтому зависимость сечения фотоэффекта от энергии имеет характерные точки разрыва (рис. 82), которые называют  $i$ -краями поглощения (например,  $K$ -край,  $L$ -край). На энергетических спектрах, зарегистрированных при облучении пород  $\gamma$ -квантами, выделяются фотопики, соответствующие  $i$ -краям.

Атом, потерявший в результате фотоэффекта электрон, оказывается в неустойчивом состоянии. Почти мгновенно освободившуюся оболочку заполняет электрон с более удаленного уровня. Избыток энергии, равный разности энергий этих уровней, выделяется в виде квантов характеристического — обла-



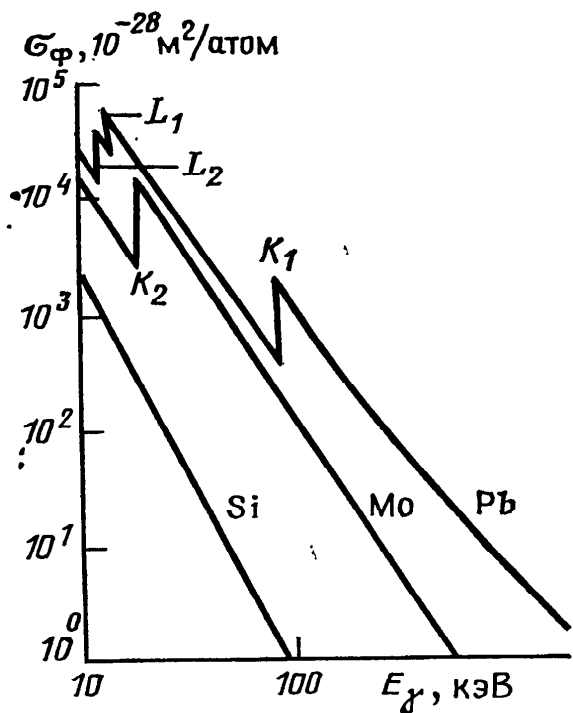


Рис. 82. Изменение сечения фотоэффекта на атомах различных элементов [27]

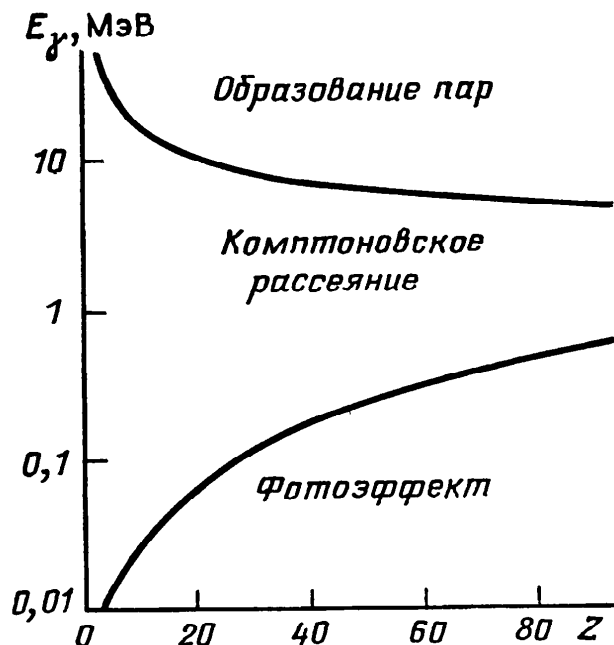


Рис. 83. Области преобладания одного из типов взаимодействия  $\gamma$ -квантов в плоскости  $(z, E_\gamma)$  [27]

дающего определенной для данного элемента энергией — рентгеновского излучения. Переходы, закончившиеся на  $K$ -,  $L$ -уровнях, приводят к образованию в энергетическом спектре  $K$ -,  $L$ -линий. Наиболее вероятен переход  $L \rightarrow K$ . Рентгеновское излучение имеет электромагнитный характер, т. е. обладает теми же свойствами, что и  $\gamma$ -излучение той же энергии.

Энергия связи электронов в атоме, а значит и энергия рентгеновского излучения, повышаются с ростом  $Z$ . Например, энергии  $K$ -линий для Ва ( $Z=56$ ) и Рb ( $Z=86$ ) равны соответственно 37,4 и 88 кэВ. На энергетических спектрах, полученных при облучении пород  $\gamma$ -квантами, выделяются максимумы (фотопики), соответствующие  $K$ -, реже  $L$ -линиям. Поэтому изучая спектры, можно обнаружить отдельные элементы и оценить их содержание.

Согласно выражению (13.7а) макроскопическое сечение фотоэффекта

$$\mu_\phi = \sigma_\phi N_{AV}. \quad (13.16)$$

Известно, что число атомов в грамм-атоме вещества, состоящего из атомов одного вида, равно числу Авогадро  $N_A$ , а число грамм-атомов в единице объема — объемной плотности  $\delta$ , деленной на массовое число атома  $A$ . Поэтому, учитывая выражения (13.15) и (13.16), запишем

$$\mu_\phi \sim Z^n \delta N_A / E_\gamma^3 A.$$

Для основных порообразующих элементов (исключая водород) отношение  $Z/A \approx 0,5$ , в связи с чем

$$\mu_{\text{ф}} \sim 0,5Z^{n-1}\delta N_A/E_{\gamma}^3.$$

Если энергия квантов известна и постоянна,

$$\mu_{\text{ф}} = f(Z^{n-1}, \delta), \quad (13.17)$$

т. е. зависит от химического состава вещества и в меньшей степени от его плотности.

*Комптон-эффектом* называют упругое рассеяние  $\gamma$ -квантов на электронах атомов. В результате кванты меняют направление и передают электронам часть энергии. При  $E_{\gamma} > E_i$  атомные электроны можно считать свободными и покоящимися. Их связь с атомом практически не сказывается на закономерностях рассеяния. Поэтому макросечение взаимодействия  $\mu_{\text{к}}$  комптон-эффекта пропорционально количеству электронов  $N_e = N_{AV}Z$  в единице объема и может быть представлено в виде:

$$\mu_{\text{к}} = \sigma_{\text{к}} N_{AV} = \sigma_{\text{к}e}(E_{\gamma}) Z N_A \delta / A,$$

где  $\sigma_{\text{к}}$  и  $\sigma_{\text{к}e}$  — сечения взаимодействия  $\gamma$ -кванта с одним атомом и одним электроном соответственно, причем в диапазоне энергий, где комптон-эффект преобладает,  $\sigma_{\text{к}e} \sim 1/E_{\gamma}$ . Учитывая, что  $Z/A \approx 0,5$ , полагая энергию квантов известной и постоянной, можем записать:  $\mu_{\text{к}} \sim 0,5N_A\delta/E_{\gamma}$ , или

$$\mu_{\text{к}} = f(\delta). \quad (13.18)$$

Таким образом  $\mu_{\text{к}}$  является функцией только  $\delta$ . Величину

$$\delta_e = (2Z/A) \delta, \quad (13.19)$$

называют электронной плотностью. Для основных порообразующих элементов, исключая водород, для которого  $Z/A = 1$ ,  $\delta_e \approx \delta$ .

Угловое распределение рассеянного излучения, называемое индикатрисой рассеяния, неизотропно. Вероятность рассеяния квантов вперед выше, чем назад.

*Эффект образования пар* заключается в образовании квантом электрона и позитрона при энергии, выше пороговой, равной сумме энергий покоя этих частиц ( $E_{\gamma} > 2m_e c^2 = 1,02$  МэВ). Позитрон практически мгновенно аннигилирует в результате столкновения со свободным электроном вещества. При этом образуются два  $\gamma$ -кванта с энергией 0,51 МэВ.

Для основных порообразующих элементов при энергиях  $E_{\gamma} < 0,07$  МэВ преобладает фотоэффект, при энергиях  $E_{\gamma} > 10$  МэВ — эффект образования пар, в промежуточном интервале — комптоновское рассеяние (рис. 83).

### § 3. Взаимодействие нейтронов с веществом

При облучении нейтроны легко проникают сквозь электронные оболочки атомов и взаимодействуют с ядрами. В зависимости от энергии  $E_n$  нейтроны подразделяют на несколько групп. Основные из них — тепловые ( $0,01 \text{ эВ} < E_n < 0,5 \text{ эВ}$ ), промежуточные ( $1 \text{ эВ} < E_n < 0,1 \text{ МэВ}$ ) и быстрые ( $E_n > 0,1 \text{ МэВ}$ ). Нейтроны, энергетический диапазон которых пересекается с тепловым и промежуточным, называют надтепловыми ( $0,3 — n \cdot 10^2 \text{ эВ}$ ). Все нейтроны с  $E_n < 1 \text{ кэВ}$  относят к медленным. Выделяя главные особенности процесса переноса нейтронов, его можно свести к последовательности: замедление — диффузия — захват. Замедление происходит в результате неупругого, а затем упругого рассеяния. Захват наиболее вероятен для нейтронов, достигших тепловых энергий.

*Неупругое рассеяние нейтронов* — ядерная реакция, в результате которой ядро-мишень оказывается в возбужденном состоянии. За время  $10^{-14} \text{ с}$  оно переходит в основное состояние, испуская каскад  $\gamma$ -квантов, называемых  *$\gamma$ -излучением неупругого рассеяния* (ГИНР). Поскольку часть энергии нейтрона расходуется на возбуждение ядра, кинетическая энергия системы после взаимодействия меньше, чем до него. Этот вид рассеяния называют неупругим. Спектр ГИНР характерен для конкретного элемента и используется для его идентификации.

Неупругое рассеяние — пороговая реакция. При снижении массовых чисел ее порог растет от десятков килоэлектронвольт для тяжелых ядер до нескольких мегаэлектронвольт для легких. В горных породах после нескольких актов рассеяния энергия нейтрона оказывается ниже порогового значения, и микроскопическое сечение неупругого рассеяния  $\sigma_{in}$  резко падает.

*Упругое рассеяние нейтронов* — ядерная реакция, при которой внутренняя энергия ядра не меняется и сумма кинетической энергии системы до и после соударения сохраняется. Микроскопическое сечение  $\sigma_{el}$  упругого рассеяния для большинства элементов в тепловом и промежуточном диапазонах почти постоянно, а в диапазоне существования быстрых нейтронов испытывает резонансные колебания. Исключение составляют ядра атомов водорода — протоны, для которых сечение  $\sigma_{elH}$  — монотонно убывающая функция  $E_n$ . Для промежуточных и медленных нейтронов  $\sigma_{elH}$  выходит на постоянное значение  $20,3 \times 10^{-28} \text{ м}^2$ , что в 5—10 раз больше, чем у других элементов с  $A \leq 40$ . В области тепловых энергий  $\sigma_{elH}$  нарастает до  $(60—80) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ .

Для характеристики замедляющей способности среды часто используют параметр замедления

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}. \quad (13.20)$$

С ростом массового числа  $A$  замедлителя снижается  $\xi$ . Нетрудно убедиться, что

$$\xi \rightarrow \begin{cases} 1, & \text{если } A \rightarrow 1; \\ 2/A, & \text{если } A \gg 1. \end{cases}$$

Для водорода  $\xi = 1$ , в то время как для O и Si — 0,12 и 0,07 соответственно. Таким образом водород — аномальный замедлитель. Подчеркнем, что замедляющие свойства среды зависят от концентрации замедлителя, в то время как его химические связи не имеют значения. В частности, замедляющие свойства водорода не зависят от того, входит ли он в состав флюида-порозаполнителя или в кристаллическую решетку минералов.

Замедление продолжается до теплового равновесия нейтронов со средой, т. е. до тех пор, пока их энергия не станет в среднем соизмеримой с энергией теплового движения атомов и молекул. Именно поэтому такие нейтроны называют тепловыми. Их энергетический спектр близок к максвелловскому со средней энергией  $E_{n \text{ ср}} = 0,025$  эВ (при  $T = 300$  °K), т. е. практически постоянен.

*Поглощение нейтронов* — ядерная реакция, заключающаяся в захвате нейтрона, возбуждении ядра и последующем переходе его в основное состояние с испусканием протонов — реакция  $(n, p)$   $\alpha$ -частиц  $(n, \alpha)$ , нейтронов  $(n, 2n)$  или  $\gamma$ -квантов  $(n, \gamma)$ .

Первые три реакции отличаются высокими порогами, в связи с чем их сечения малы почти для всех элементов. Исключения составляют  $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^3\text{He}$ , обладающие высокими сечениями поглощения, в связи с чем их используют в детекторах нейтронов (см. гл. 15).

Практический интерес представляет реакция  $(n, \gamma)$ , которую по типу вторичного излучения называют *радиационным захватом*. Ее микроскопическое сечение  $\sigma_c \sim 1/v$ , где  $v$  — скорость нейтронов. Поэтому она вероятна в основном для низкоэнергетических (тепловых) нейтронов.

При радиационном захвате ядро переходит в основное состояние, испуская каскад  $\gamma$ -квантов, называемый  *$\gamma$ -излучением радиационного захвата* (ГИРЗ). Его спектр для конкретного элемента характерен и может использоваться для его идентификации. Поскольку сечение  $\sigma_c$  реакции  $(n, \gamma)$  падает с ростом энергии, то при  $E_n > 1$  эВ основную роль играет конкурирующий процесс — упругое рассеяние ( $\sigma_c \ll \sigma_{el}$ ). Для тепловых нейтронов  $\sigma_c \gg \sigma_{el}$  и наиболее вероятен радиационный захват.

Диапазон изменения  $\sigma_c$  для тепловых нейтронов от  $10^{-25}$  —  $10^{-22}$  м<sup>2</sup> для В, Cd, Xe, Hg, лантаноидов, до  $10^{-31}$  м<sup>2</sup> для С и О. Высокой поглощающей способностью обладает Cl ( $\sigma_c = 33 \cdot 10^{-28}$  м<sup>2</sup>), в больших количествах содержащийся в пла-

стовых водах нефтегазовых месторождений. Высокими значениями  $\sigma_c$  отличаются Fe ( $\sigma_c = 2,62 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ ) и К ( $\sigma_c = 2,1 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ ). Для кальция  $\sigma_c = 0,44 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ , для водорода —  $0,33 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ . Аномально слабыми поглотителями являются кислород и углерод.

## Глава 14

### СПОСОБЫ РЕШЕНИЯ ПРЯМЫХ ЗАДАЧ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Решение прямой задачи ЯФМ заключается в нахождении связи между свойствами скважины, породы, геометрией измерений, типом детектора, источника и показаниями методов. В результате определяют параметры пространственно-временного или энергетического распределения нейтронов или квантов при известных данных о составе и геометрии среды.

#### § 1. Кинетическое уравнение

Перенос нейтронов и квантов имеет существенные различия. Так, квант до захвата, регистрации или ухода из системы испытывает несколько столкновений, а нейтрон — десятки и сотни. Вместе с тем эти процессы, как и другие необратимые процессы переноса материи (электрических зарядов, теплоты и т. д.), описываются сходными кинетическими уравнениями. В частности, перенос нейтронов и квантов описывается интегрально-дифференциальным *кинетическим уравнением Больцмана*, выведенным на основе анализа баланса (убыли и прибыли) частиц в некотором объеме  $\Delta G$  многомерного фазового пространства с координатами  $\vec{r} (x, y, z)$ ,  $E$ ,  $\vec{\Omega}$ . Здесь  $E$  — энергия,  $\vec{\Omega}$  — единичный вектор, совпадающий по направлению с вектором скорости частиц  $\vec{v}$ . Объем  $\Delta G = \Delta V \Delta E \Delta \Omega$ , где  $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ ;  $\Delta E$  — символическое обозначение интервала энергии от  $E$  до  $E + \Delta E$ ;  $\Delta \Omega$  — элементарный телесный угол около направления  $\vec{\Omega}$ .

Оценим факторы, влияющие на баланс частиц в объеме  $\Delta G$  за время  $\Delta t$  [6]. Для этого введем фазовую плотность  $\hat{n}(\zeta, t)$  частиц и плотность фазового потока  $\vec{\Phi}(\zeta, t)$  частиц в момент  $t$  в точке  $\zeta = (\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  фазового пространства. Очевидно, что

$$\hat{n}(\zeta, t) = \lim_{\Delta G \rightarrow 0} \frac{F(\Delta G, t)}{\Delta G}; \quad \vec{\Phi}(\zeta, t) = \Phi(\zeta, t) \vec{\Omega} = \vec{v} \hat{n}(\zeta, t), \quad (14.1)$$

где  $F(\Delta G, t)$  — число частиц в объеме  $\Delta G$  в момент  $t$ .

Убыль  $\Delta F_1$  частиц из объема  $\Delta G$  обусловлена их поглощением, изменением направления или энергии. Убыль  $\Delta F_2$  связана с утечкой частиц из объема  $\Delta V$  в интервале  $\Delta t$  за счет их движения, т. е. пропорциональна дивергенции вектора  $\vec{\Omega}\Phi$ . Поэтому

$$\Delta F_1 = \Phi(\zeta, t) (\Sigma_a + \Sigma_s) \Delta t \Delta G, \quad (14.2)$$

где  $\Sigma_a$  и  $\Sigma_s$  — макросечения захвата и рассеяния (для  $\gamma$ -квантов  $\mu_f$  и  $\mu_k$ ), а

$$\begin{aligned} \Delta F_2 &= \Delta t \Delta G \operatorname{div} \vec{\Omega}\Phi(\zeta, t) = \Delta t \Delta G \vec{\Omega} \operatorname{grad} \Phi(\zeta, t) = \\ &= \Delta t \Delta G \vec{\Omega} \nabla \Phi(\zeta, t). \end{aligned} \quad (14.3)$$

Прибыль частиц  $\Delta F_3$  в объеме  $\Delta G$  возникает из-за наличия источников внутри объема  $\Delta V$ , а прибыль  $\Delta F_4$  из-за того, что некоторое число частиц, не входивших ранее в фазовый объем  $\Delta G$ , окажется в нем после рассеяния в объеме  $\Delta V$ .

Обозначив плотность источников в фазовом пространстве  $S(t)$ , получим

$$\Delta F_3 = S(t) \Delta t \Delta G. \quad (14.4)$$

Прибыль  $\Delta F_4$  определяется индикатрисой рассеяния, т. е. вероятностью  $g(E, E', \Omega, \Omega')$  того, что частица с энергией  $E'$  и направлением  $\Omega'$  после рассеяния в объеме  $\Delta V$  приобретет энергию  $E$  и направление  $\Omega$ :

$$\begin{aligned} \Delta F_4 &= \Delta G \Delta t \int_0^{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_s(E') \Phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) g(E, E', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \times \\ &\times dE' d\vec{\Omega}'. \end{aligned} \quad (14.5)$$

В соответствии с выражениями (14.1) изменение числа частиц, находящихся в фазовом объеме  $\Delta G$ , может быть оценено по формуле

$$\begin{aligned} \Delta F(\Delta G, t) &= \Delta G \Delta \hat{n}(\zeta, t) = \Delta G \partial \Phi(\zeta, t) / v = -\Delta F_1 - \Delta F_2 + \\ &+ \Delta F_3 + \Delta F_4. \end{aligned} \quad (14.6)$$

Подставив в (14.6) равенства (14.2) — (14.5), поделив левую и правую части полученного выражения на  $\Delta G \Delta t$ , приняв  $\Sigma_s + \Sigma_a = \Sigma(E)$  и перейдя к пределу при  $\Delta t \rightarrow 0$ , получим нестационарное кинетическое уравнение Больцмана:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\zeta, t)}{\partial t} = -\vec{\Omega} \nabla \Phi(\zeta, t) - \Sigma(E) \Phi(\zeta, t) + S(t) +$$

$$+ \int_0^{4\pi} \int_0^{\infty} \Sigma_s(E') \Phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) g(E, E', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') dE' d\Omega'. \quad (14.7)$$

Стационарное уравнение найдем, приняв левую часть в выражении (14.7) равной нулю, а правую — не зависящей от  $t$ .

Строгое решение уравнения Больцмана известно лишь для идеализаций, при которых среду считают однородной, а сечения — независимыми от энергии. Поэтому существует ряд приближенных аналитических методов. Рассмотрим некоторые из них.

## § 2. Основы приближенных аналитических методов теории переноса нейтронов и фотонов

**Метод фактора накопления** для расчета плотности потока  $\Phi_p$   $\gamma$ -квантов с учетом рассеянной составляющей основан на том, что согласно формуле (13.10)

$$\Phi_p(\vec{r}, E, \vec{r}', E_0) = \Phi(r, r', E_0) B(\vec{r}, E, \vec{r}', E_0),$$

где  $\Phi(r, r', E_0)$  — поток нерассеянного излучения на расстоянии  $|\vec{r} - \vec{r}'|$  от источника;  $B$  — фактор накопления  $\gamma$ -квантов с энергией, выше  $E$ .

Плотность потока  $\Phi$  нерассеянной составляющей обусловлена геометрическим расхождением и взаимодействием со средой. Поэтому ее можно оценить с помощью суперпозиции выражений для плотности потока точечного источника в вакууме

$$\Phi = Q/4\pi r^2,$$

где  $Q$  — мощность источника, и плотности потока параллельного пучка в веществе с полным макроскопическим сечением  $\mu$ :

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu r).$$

Результирующее выражение имеет вид

$$\Phi = (Q/4\pi r^2) \exp(-\mu r). \quad (14.8a)$$

Формулу для плотности потока с учетом рассеянной составляющей можно записать как

$$\Phi_p = (Q/4\pi r^2) \exp(-\mu r) B. \quad (14.8b)$$

При аналитических расчетах фактор  $B$  чаще всего аппроксимируют формулой Тейлора:

$$B = A_1 \exp(-\alpha_1 \mu_0 r) + (1 - A_1) \exp(-\alpha_2 \mu_0 r),$$

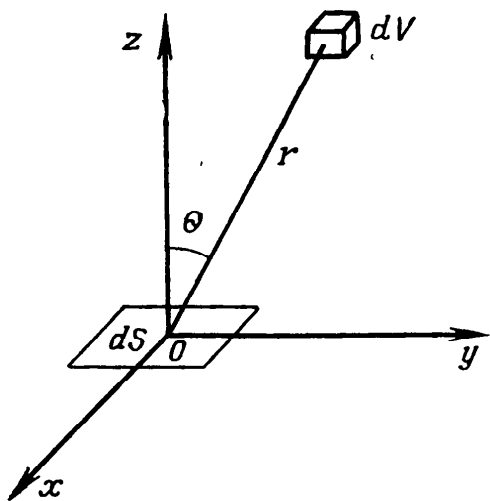


Рис. 84. Схема, поясняющая вывод уравнения диффузии [6]

где коэффициенты  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $A_1$  зависят от вида вещества и начальной энергии  $\gamma$ -квантов (они табулированы),  $\mu_0$  — значение  $\mu$  при начальной энергии  $\gamma$ -квантов.

**Диффузионное приближение** является одним из наиболее распространенных аналитических методов решения задач переноса излучений. Оно основано на использовании уравнения диффузии, с помощью которого перенос из области большей концентрации в область меньшей концентрации в общем случае можно описать, если плотность

частиц вне зависимости от их энергии мало меняется на длине  $\lambda$  среднего пробега, их распределение и рассеяние близко к изотропному, среднее время между двумя соударениями значительно меньше времени изменения распределения, а энергетический спектр (соответственно и сечения взаимодействия) мало меняются на всех этапах переноса.

Этим условиям в известной мере удовлетворяет перенос тепловых нейтронов и  $\gamma$ -квантов в слабопоглощающей среде ( $\Sigma_s \gg \Sigma_a$ ;  $\mu_k \gg \mu_f$ ) вне областей, близких к контрастным границам и сосредоточенным источникам. В частности, энергетический спектр тепловых нейтронов практически постоянен. На достаточно большом расстоянии от источника приблизительно постоянен и спектр  $\gamma$ -квантов, так как конкуренция комптоновского рассеяния (уменьшающего энергию  $\gamma$ -квантов) и фотоэлектрического поглощения («вымывающего» мягкие  $\gamma$ -кванты) приводит к своеобразному спектральному равновесию.

С учетом сформулированных допущений уравнение диффузии можно получить, преобразуя кинетическое уравнение (14.7). Однако более прост и нагляден вывод, базирующийся на анализе баланса частиц в объеме  $dV$ , расположенном на расстоянии  $r$  от произвольно выбранной элементарной площадки  $dS$ , с которой совмещено начало декартовых координат (рис. 84) [6].

Общее число частиц, рассеянных в объеме  $dV$  за время  $dt$ , равно  $\Phi \Sigma_s dV dt$ , а вероятность их рассеяния в телесный угол с вершиной в центре  $dV$ , опирающийся на площадку  $dS$ , есть  $\cos \theta dS / 4\pi r^2$ . Вероятность прохождения одной частицей пути  $r$  без рассеяния равна  $\exp(-\Sigma_s r)$ . Число частиц, пересекающих площадку  $dS$  после рассеяния в объеме  $dV$ , равно произведению этих выражений:

$$\Phi \Sigma_s \cos \theta \exp(-\Sigma_s r) dV dS dt / 4\pi r^2.$$



Полное число частиц, рассеянных в верхнем полупространстве и пересекших единичную площадку ( $dS=1$ ) за единицу времени ( $dt=1$ ), называют направленной плотностью тока частиц  $j_-$ . Очевидно, что

$$j_- = \int_{z>0} (\Phi \Sigma_s \cos \theta e^{-\Sigma_s r} / 4\pi r^2) dV. \quad (14.9)$$

Поскольку плотность частиц меняется медленно, представим зависимость плотности потока в окрестности  $dS$  в момент времени  $t$  в виде:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \Phi_0 + dx \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_0 + dy \left( \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_0 + dz \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0. \quad (14.10)$$

Индексы «ноль» указывают на вычисление  $\Phi$  и производных в точке 0. Симметрия выражения (14.10) по  $x$  и  $y$  приводит к тому, что при подстановке выражения (14.10) в (14.9) и интегрировании от  $-\infty$  до  $+\infty$ , соответствующие интегралы оказываются равными нулю. Учитывая это обстоятельство, а также то, что  $dz=r \cos \theta$  и в сферической системе координат  $dV=r^2 \sin \theta dr d\theta d\psi$ , получим

$$j_- = \frac{\Sigma_s}{4\pi} \left[ \int_0^\infty \Phi_0 e^{-\Sigma_s r} dr \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta + \int_0^\infty \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0 \times \right. \\ \left. \times r e^{-\Sigma_s r} dr \int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \right] \int_0^{2\pi} d\psi = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{1}{6\Sigma_s} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0. \quad (14.11)$$

Плотность тока частиц из нижнего полупространства найдем, изменив знак перед вторым членом выражения (14.11):

$$j_+ = \frac{\Phi_0}{4} - \frac{1}{6\Sigma_s} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0.$$

Результирующая плотность тока частиц через площадку  $dS$

$$j_z = j_+ - j_- = -(1/3\Sigma_s) (\partial \Phi / \partial z)_0.$$

Произвольность выбора начала системы координат и ее ориентации указывает, что плотность тока в произвольной точке  $\vec{r}$  в любом направлении  $\Pi$

$$j_\Pi = -(1/3\Sigma_s) \partial \Phi(\vec{r}, t) / \partial \Pi.$$

Если рассеяние неизотропно,  $\Sigma_s$  заменяют на транспортное сечение  $\Sigma_{\text{тр}} = \Sigma_s (1 - \cos \theta)$ .

В этом случае

$$j_{\Pi} = -(1/3\Sigma_{\text{тр}}) \partial\Phi(\vec{r}, t)/\partial\Pi. \quad (14.12)$$

Производная  $\partial\Phi(\vec{r}, t)/\partial\Pi$ , если  $\Pi$  направлено в сторону наибоыстрейшего изменения поля, является градиентом этого поля. Величину

$$\vec{j} = -(1/3\Sigma_{\text{тр}}) \text{grad } \Phi, \quad (14.13)$$

называют *векторным током частиц* (правильнее — плотностью тока), а отношение  $1/3\Sigma_{\text{тр}}$  — *коэффициентом диффузии*  $D_{\text{ф}}$ . Чаще, однако, коэффициентом диффузии называют произведение  $vD_{\text{ф}}$ , которое получается, если в формулу (14.13) вместо  $\Phi$  подставить плотность частиц  $\hat{n}$ . Согласно формуле (13.4)  $\hat{n} = \Phi/v$ , в связи с чем

$$\vec{j} = -vD_{\text{ф}} \text{grad } \hat{n} = -D \text{grad } \hat{n}. \quad (14.14)$$

Выражение (14.14) называют *законом Фика*. Сравнивая его с уравнением (1.2а) из ч. 1, убеждаемся, что в силу общности законов переноса, закон Фика аналогичен закону Ома в дифференциальной форме:  $-\text{grad } \hat{n}$  играет в нем роль напряженности поля,  $\hat{n}$  — скалярного потенциала, а  $D$  — удельной  $\gamma$ - или нейтропроводимости среды (с аналогичной ситуацией мы столкнемся и в гл. 22, изучая процесс переноса теплоты).

Выше указывалось, что для вывода уравнения диффузии используют, как и при выводе уравнения Больцмана, условия баланса плотности частиц в объеме  $dV$ . Изменение плотности частиц в объеме  $dV$  за единицу времени

$$\partial\hat{n}/\partial t = -\partial\hat{n}_1/\partial t - \partial\hat{n}_2/\partial t + \partial\hat{n}_3/\partial t, \quad (14.15)$$

где  $\partial\hat{n}_1$ ,  $\partial\hat{n}_2$ ,  $\partial\hat{n}_3$  — изменения плотности частиц за счет утечки, поглощения, наличия источников соответственно.

Утечку частиц в единицу времени можно оценить как  $\text{div } \vec{j}$ :

$$\partial\hat{n}_1/\partial t = \text{div } \vec{j} = -\text{div} (D \text{grad } \hat{n}). \quad (14.16)$$

Величина  $\partial\hat{n}_2/\partial t = \Phi\Sigma_a = \hat{n}v\Sigma_a$ . Согласно формуле (13.11)  $1/\Sigma_a = \lambda$ .

Приняв

$$\lambda/v = 1/\Sigma_a v = \tau, \quad (14.17)$$

запишем

$$\widehat{\partial n_2 / \partial t} = \widehat{n} / \tau. \quad (14.18)$$

• Поскольку  $\lambda$  в данном случае — средний путь частицы до ее захвата,  $\tau$  называют *средним временем жизни частицы* в среде.

Положив

$$\widehat{\partial n_3 / \partial t} = S. \quad (14.19)$$

где  $S$  — плотность источников, и подставив выражения (14.16), (14.18) и (14.19) в (14.15), получим уравнение баланса:

$$\widehat{\partial n / \partial t} = \operatorname{div} (D \nabla \widehat{n}) - \widehat{n} / \tau + S. \quad (14.20)$$

Выражение (14.20) называют *нестационарным уравнением диффузии*. В кусочно-однородной среде в пределах каждой области  $D = \text{const}$  и это уравнение можно переписать в виде

$$\widehat{\partial n / \partial t} = D \nabla^2 \widehat{n} - \widehat{n} / \tau + S. \quad (14.21)$$

Рассмотрим относительно простой случай, когда  $\partial n / \partial t = 0$ , т. е. будем считать плотность частиц в элементарном объеме  $\Delta V$  неизменной во времени. Выражение (14.21) при этом имеет вид

$$\nabla^2 \widehat{n} - \widehat{n} / \tau D + S / D = 0 \quad (14.22)$$

и называется *стационарным уравнением диффузии*.

Поместим источник в начало координат (задача при этом станет сферически симметричной) и для участков среды с  $r \neq 0$ , т. е. не содержащих источник, перепишем уравнение (14.22) следующим образом:

$$\nabla^2 \widehat{n} - \widehat{n} / L_d^2 = 0, \quad (14.23)$$

где

$$L_d = (\tau D)^{1/2}. \quad (14.24)$$

Воспользовавшись выражением для оператора Лапласа в сферической системе координат (П 1.10в), для условий сферической симметрии получим:

$$\widehat{n}'' + 2\widehat{n}' / r - \widehat{n} / L_d^2 = 0, \quad (14.25)$$

где штрихами обозначены производные по  $r$ .

Введя переменную  $U = \widehat{n}r$ , преобразуем (14.25) к стандартному виду:

$$U'' - U / L_d^2 = 0.$$

Решение этого уравнения хорошо известно:

$$U = A \exp(-r / L_d) + B \exp(r / L_d),$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные коэффициенты. Учитывая выполненную подстановку и условия на бесконечности, запишем

$$\hat{n} = U/r = A \exp(-r/L_d)/r.$$

Коэффициент  $A$  определим из очевидного условия нормировки: среднее суммарное число частиц  $M_0$  во всем пространстве равно мощности источника  $Q$ , умноженной на среднее время жизни частиц  $\tau$ :

$$M_0 = \int_{\infty} \hat{n} dV = Q\tau. \quad (14.26)$$

Поскольку объем сферы  $V = 4\pi r^3/3$ , то

$$M_0 = 4\pi A \int_0^{\infty} e^{-r/L_d} r dr = 4\pi A L_d^2. \quad (14.27)$$

Приравнивая правые части выражений (14.26) и (14.27), получим:

$$A = Q\tau/4\pi L_d^2; \quad (14.28a)$$

$$\hat{n} = Q\tau \exp(-r/L_d)/4\pi L_d^2 r = Q \exp(-r/L_d)/4\pi D r; \quad (14.28б)$$

$$\Phi = Q \exp(-r/L_d)/4\pi D r. \quad (14.28в)$$

Формула (14.28в) выражает распределение плотности потока в диффузионном приближении. Видно, что распределение имеет экспоненциальный характер, причем скорость спада зависит от параметра  $L_d$ .

Для выяснения физического смысла  $L_d$  вычислим среднее квадратическое удаление  $\bar{r}^2$  частиц от источника в процессе диффузии, равное отношению второго  $M_2$  и нулевого  $M_0$  центральных моментов величины  $r$ .

Центральным моментом порядка  $s$  случайной величины называют математическое ожидание  $s$ -й степени этой величины. Поэтому

$$\begin{aligned} \bar{r}^2 &= \int_0^{\infty} r^2 \hat{n} dV / \int_0^{\infty} \hat{n} dV = \int_0^{\infty} r^2 \hat{n} 4\pi r^2 dr / \int_0^{\infty} \hat{n} 4\pi r^2 dr = \\ &= \int_0^{\infty} r^3 e^{-r/L_d} dr / \int_0^{\infty} r e^{-r/L_d} dr = 6L_d^2. \end{aligned} \quad (14.29a)$$

Соответственно

$$L_d^2 = \bar{r}^2/6. \quad (14.29б)$$

Таким образом параметр  $L_d$ , с точностью до постоянного множителя, характеризует среднее квадратическое удаление частиц в процессе диффузии от места их образования, в связи с чем его называют *длиной диффузии*.

**Возрастное приближение** — аналитический метод приближенного решения задач переноса излучений для сред с малым содержанием замедлителей на расстояниях до  $3L_s$ , где  $L_s$  — средняя длина замедления. Предполагается, что частицы, как и ранее, переносятся в результате диффузии, однако потери энергии при каждом взаимодействии столь малы, что процесс замедления можно считать непрерывным. Такая ситуация характерна для замедления надтепловых нейтронов в горных породах, содержащих не более 10 % водорода и имеющих эффективную атомную массу  $A_{эф} \geq 6$ .

Для удобства вводят вместо энергии  $E$ , которая при замедлении меняется в чрезвычайно широких пределах (от  $10^7$  эВ до 1 эВ), *летаргию*

$$u = \ln(E_0/E),$$

где  $E_0$  — произвольное начало отсчета энергии, выбираемое обычно равным  $E_{\max}$ .

Вводят также *плотность замедления*  $q_s$ , под которой понимают число нейтронов, пересекающих при замедлении в единице объема и времени некоторое заданное (пороговое) значение энергии  $E_{\text{пор}}$  или летаргии  $u_{\text{пор}}$ .

Предполагая отсутствие поглощения, рассмотрим в единичном объеме вокруг точки  $\vec{r}$  баланс нейтронов, летаргия которых лежит в некотором элементарном интервале  $(u, u + du)$  [6].

Изменение плотности  $\hat{n}$  таких нейтронов обусловлено прибылью  $q_s(u)$  нейтронов более высоких энергий в рассматриваемый интервал летаргии за счет замедления и убылью  $q_s(u + du)$ , за счет замедления нейтронов, ранее входивших в этот интервал. Поскольку поглощение отсутствует, полагают, что разность  $q_s(u + du) - q_s(u)$  отлична от нуля за счет диффузии из объема  $\Delta V$  нейтронов с летаргией, лежащей в заданном пределе. Согласно выражению (14.16) утечка в единицу времени  $\partial \hat{n} / \partial t = \text{div } \vec{j}$ . Поэтому с учетом формулы (14.13)

$$q_s(u + du) - q_s(u) = -(1/3\Sigma_{\text{тр}}) \nabla^2 \Phi(u) du,$$

где  $\Phi(u)$  — плотность потока нейтронов, рассчитанная на единичный интервал летаргии.

Преобразовав полученное выражение, получим уравнение для определения плотности замедления  $q_s$ :

$$\partial q_s / \partial u = -(1/3\Sigma_{\text{тр}}) \nabla^2 \Phi(u). \quad (14.30)$$

Интервал летаргии достаточно широк. Поэтому пересечь его уровень в результате одного соударения могут только те нейтроны, летаргия которых меньше, чем  $u + du$  на величину  $\xi$ , характеризующую среднелогарифмическую потерю энергии на

одно соударение и заданную формулой (13.20). Поскольку плотность  $\Phi(u)$  рассчитана на единичный интервал летаргии, плотность потока таких нейтронов равна  $\Phi(u)\xi$ , а число их соударений в единицу времени

$$q_s = \Phi(u) \xi \Sigma_s = \Phi(u) \kappa, \quad (14.31)$$

где  $\kappa = \Sigma_s \xi$  — замедляющая способность среды.

Подставив (14.31) в (14.30), получим

$$\partial q_s / \partial u = -(1/3 \Sigma_{\text{тр}} \kappa) \nabla^2 q_s. \quad (14.32)$$

Это уравнение можно упростить, введя новую переменную — фермиевский возраст нейтронов  $\theta_\phi$  — величину, имеющую размерность площади и растущую с увеличением времени замедления  $t_s$  нейтронов. Воспользовавшись условием нормировки и проведя преобразования, аналогичные (14.29а), можно показать, что

$$\theta_\phi \approx \bar{r}^2 / 6 = L^2, \quad (14.33a)$$

где  $\bar{r}^2$  — средний квадрат расстояния, проходимого нейтроном при замедлении до рассматриваемой энергии,  $L_s$  — длина замедления нейтронов. Летаргия и  $\theta_\phi$  связаны соотношением:

$$\partial \theta_\phi = -du / (3 \Sigma_{\text{тр}} \kappa). \quad (14.33b)$$

Преобразовав выражение (14.32), с учетом (14.33б), получим уравнение возраста нейтронов

$$\partial q_s / \partial \theta_\phi = \nabla^2 q_s. \quad (14.34)$$

Его решение для точечного источника в однородной непоглощающей среде

$$q_s = A \exp(-r^2 / 4\theta_\phi). \quad (14.35a)$$

Коэффициент  $A$  найдем из условия нормировки, считая, что в непоглощающей среде интеграл от плотности замедления по всему пространству равен мощности источника

$$Q = \int_{\infty}^{\infty} q_s dV = 4\pi A \int_0^{\infty} e^{-r^2/4\theta_\phi} r^2 dr. \quad (14.35b)$$

Положив  $r^2 = n$  и взяв интеграл (14.35 б) по частям, получим

$$q_s = Q \exp(-r^2/4\theta_\phi) / (4\pi\theta_\phi)^{3/2}. \quad (14.36a)$$

Если поглощением нейтронов пренебречь нельзя, в выражение (14.35) необходимо ввести вероятность  $\eta$  того, что при замедлении не произойдет захвата. В этом случае

$$q_s = Q\eta \exp(-r^2/4\theta_\phi) / (4\pi\theta_\phi)^{3/2}. \quad (14.36b)$$

Соотношения (14.36 а) и (14.36 б) показывают, что распределение плотности потока замедляющихся нейтронов имеет гауссовский характер. Однако этот вывод верен только для сред, где применимо возрастное приближение, в частности, для сред с малым водородсодержанием. Для сред со значительным водородсодержанием соотношения (14.36 а) и (14.36 б) дают удовлетворительные результаты лишь на небольших расстояниях от источника. Для распределения плотности потока надтепловых нейтронов на больших расстояниях результаты, лучше совпадающие с экспериментальными, дают уравнение диффузии (14.22). Полученное в результате его решения распределение имеет вид, аналогичный (14.28 в):

$$q_s = Q \exp(-r/L_s) / 4\pi L_s^2 r. \quad (14.37)$$

«Сшивая» функции вида (14.36 а) и (14.37), удастся получить зависимость для распределения надтепловых нейтронов во всем диапазоне расстояний от источника.

**Метод групп**, применяемый для более точного решения задач переноса, заключается в том, что весь диапазон летаргии (или энергии) разбивают на  $K$  групп, внутри которых энергетический спектр постоянен, а на границе меняется скачкообразно. В этом случае внутри каждой группы справедливо одно из простых приближений — диффузионное или возрастное. Вместе с тем, поскольку частицы, выбывшие из  $i$ -й группы, попадают в  $(i+1)$ -ю группу, их (точнее, плотность их замедления) можно рассматривать как плотность источников в следующей группе. Так, функцию распределения тепловых нейтронов можно рассчитать на основе двухгрупповой теории, в соответствии с которой распределение  $q_s$  плотности замедляющихся (надтепловых) нейтронов рассматривают как распределение  $S$  плотности источников в уравнении диффузии (14.22). Действительно, в соответствии с (14.37) и учетом вероятности захвата

$$q_s = Q\eta \exp(-r/L_s) / 4\pi L_s^2 r.$$

Подставив выражение для  $q_s$  в формулу (14.22), получим

$$\nabla^2 \hat{n}_T - \hat{n}_T / \tau D + Q\eta \exp(-r/L_s) / 4\pi L_s^2 r D = 0. \quad (14.38)$$

Решение уравнения (14.38) не представляет сложности и дает пространственное распределение  $n_T$  плотности тепловых нейтронов вокруг точечного источника быстрых нейтронов:

$$\hat{n}_T = Q\tau\eta [\exp(-r/L_s) - \exp(-r/L_d)] / 4\pi r (L_s^2 - L_d^2). \quad (14.39a)$$

Видно, что на больших расстояниях от источника пространственное распределение зависит от свойств среды через длины

замедления и диффузии. Для пород, насыщенных минерализованной водой,  $L_d \ll L_s$ , поэтому для больших расстояний

$$\hat{n}_T = Q\tau\eta \exp(-r/L_s)/4\pi rL_s^2. \quad (14.39б)$$

Итак, в двухгрупповой теории плотность замедления  $q_s$  рассматривают как плотность источников тепловых нейтронов. Аналогично плотность  $S_\gamma$  источников  $\gamma$ -квантов можно считать пропорциональной плотности поглощения тепловых нейтронов, которая согласно выражению (14.18) равна  $\hat{n}_T/\tau$ . Учитывая, что при поглощении нейтрона в результате радиационного захвата излучается в среднем  $\nu$  квантов,

$$S_\gamma = \hat{n}_T\nu/\tau. \quad (14.39в)$$

Подставив выражение для  $S_\gamma$  в уравнение диффузии (14.22), запишем:

$$D_\gamma \nabla^2 \hat{n}_\gamma - \hat{n}_\gamma/\tau_\gamma + \hat{n}_T\nu/\tau = 0, \quad (14.39г)$$

где  $D_\gamma$ ,  $\hat{n}_\gamma$ ,  $\tau_\gamma$  — коэффициент диффузии, плотность и время жизни  $\gamma$ -квантов соответственно.

Решив уравнение (14.39г) с учетом (14.39б), получим распределение  $\gamma$ -квантов вокруг точечного источника в однородной среде. Рассмотренный подход называют трехгрупповым.

### § 3. Моделирование задач ЯФМ

Для решения задач ЯФМ в условиях сложной геометрии применяют натурное и численное моделирование.

**Натурное моделирование** заключается в измерении параметров полей нейтронов и  $\gamma$ -квантов на моделях пластов с известными свойствами или в реальных скважинах, пересекающих пласты известного состава и строения.

Особенность натурального моделирования при решении задач ЯФМ в том, что размеры моделей должны значительно превосходить суммарную длину диффузии и замедления. Создание подобных моделей с заранее заданными свойствами — сложная задача. Тем не менее, натурное моделирование применяют для построения палеточных зависимостей или корректировки результатов математического моделирования по небольшому числу опорных точек. Наиболее доступные среды — насыпные.

В некоторых случаях моделирование упрощают, используя принцип подобия.

Пусть плотность модельной среды  $\delta'$  отличается от плотности  $\delta$  породы. Тогда отношение сечений  $\Sigma'$  и  $\Sigma$  любых реакций



в этих средах равно отношению абсолютных концентраций в них атомов и, следовательно, их плотностей, т. е.

$$\delta/\delta' = \Sigma/\Sigma' = K,$$

где  $K$  — коэффициент подобия.

При натуральных исследованиях с соблюдением подобия необходимо, чтобы как плотности сред, так и линейные размеры пластов, зондов и т. д. отличались в  $K$  раз от реальных.

**Численное моделирование** — универсальный метод решения задач ЯФМ. Как правило, применяют методы конечных разностей и Монте-Карло.

*Метод конечных разностей* рассмотрен в гл. 3, § 2. Принципы его применения в ядерной геофизике те же. Дифференциальное уравнение метода, например, уравнение диффузии (14.22), переписывают в цилиндрической системе координат  $(z, r, \psi)$ . Оси  $r, z$  и ось времени  $t$  разбивают с соответствующим шагом, образуя сетку, а дифференциальные члены заменяют конечно-разностными. В результате дифференциальное уравнение второго порядка в частных производных сводят к системе алгебраических уравнений.

*Метод Монте-Карло* в применении к решению задач переноса излучений заключается в имитации траекторий частиц с помощью ЭВМ.

Разыграв параметры частицы от момента вылета из источника до достижения интересующего события (поглощения, попадания в детектор и т. д.), строят ее траекторию. Имитируя большое число траекторий, получают пространственное, пространственно-временное и другие распределения частиц.

Случайные величины, например, длины пробега, должны соответствовать распределению вероятностей данных величин. Для этого используют случайные числа, распределенные так же, как и разыгрываемая величина.

Обычно получают последовательность чисел  $j < 1$ , равномерно распределенных в интервале  $[0, 1]$ , а затем преобразуют ее в последовательность  $\eta_i > 1$ , имеющую искомую интегральную функцию распределения  $F(x) = P(\eta < x)$ , где  $P$  — вероятность. Известно, что если величина имеет дифференциальную функцию распределения  $f(x)$ , ее интегральная функция

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx, \quad (14.40)$$

монотонно возрастает на интервале  $(0—1)$  и, следовательно, равномерно распределена на этом интервале (любое ее значение встречается один раз). Если разрешить уравнение (14.40) относительно аргумента, т. е. найти

$$\eta_i = F_{\text{обр}}(j_i),$$

где  $F_{\text{обр}}$  — функция, обратная  $F$ , а  $j_i$  — поток чисел, распределенных равномерно в интервале (0—1), значения  $\eta_i$  будут иметь плотность распределения  $f(x)$ . Подставляя значения  $\eta_i$  в формулу для расчета разыгрываемого параметра, например, длины пробега, получают поток его случайных значений. Аналогично разыгрывают угол рассеяния и получают, в конечном счете, траекторию частицы.

Вычислительный эксперимент Монте-Карло обеспечивает решение задач переноса в сравнительно сложной геометрии. Однако он требует значительного машинного времени и поэтому применим главным образом для изучения распределения квантов, «история» которых много короче, чем «история» нейтронов.

В целом аналитические методы эффективны в начале исследований, например, при изучении принципиальных возможностей новой модификации и оценке основных эффектов; численные — необходимы для получения интерпретационных, в частности, палеточных зависимостей.

Оптимальные результаты можно получить, сочетая теоретические (численные) и экспериментальные (натурные) методы. При этом, рассчитав значения искомого параметра и определив его экспериментально в ограниченном числе точек, добиваются максимальной близости расчетного (приближенного) и экспериментального (точного) массивов (А. Л. Поляченко, 1987 г.). Таким путем удастся построить теоретико-экспериментальные палетки (ТЭП) для различных ЯФМ. Алгоритм построения ТЭП адаптивен, т. е. допускает оперативную корректировку по мере поступления новых данных, полученных, например, для конкретного месторождения.

## Глава 15

### ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ АППАРАТУРЫ ЯФМ

Аппаратура различных ЯФМ имеет ряд общих элементов, обуславливающих, в частности, вид регистрируемых диаграмм. Поэтому, прежде чем приступить к изучению отдельных методов, целесообразно ознакомиться с ее особенностями.

Существует *интегральная* и *спектрометрическая* аппаратура. Первая предназначена для регистрации частиц независимо от их энергии, вторая — для изучения энергетического спектра излучения.

**Блок-схема скважинного прибора интегральной аппаратуры ЯФМ** показана на рис. 85. Импульсы с детектора излучения 1 после усилительного каскада 2 поступают на вход амплитудного дискриминатора 3. На выходе дискриминатора импульс появляется только в том случае, если сигнал на его входе достигает заданной величины, превышающей уровень шумов. Да-

Рис. 85. Блок-схема интегральной аппаратуры ЯФМ

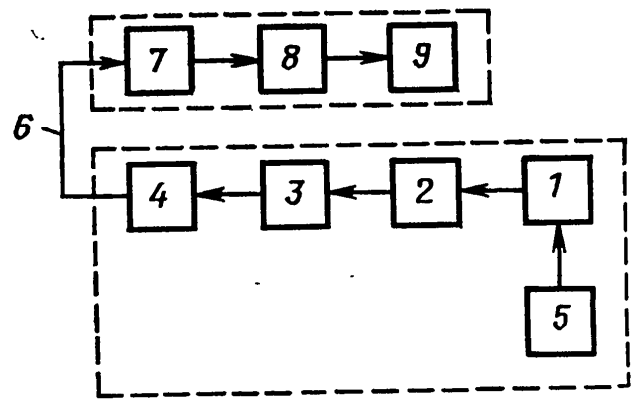
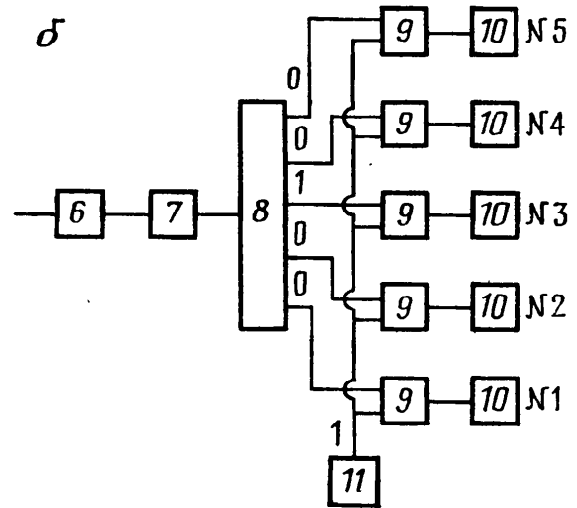
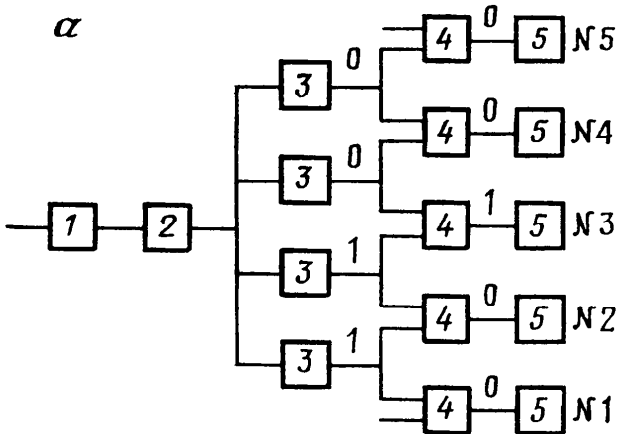


Рис. 86. Блок-схема наземной спектрометрической аппаратуры с линейным (а) и импульсным (б) входом



лее импульсы поступают на выходной каскад 4, который формирует сигналы, пригодные для передачи по каротажному кабелю б. Перечисленные блоки составляют измерительный канал. В приборе может быть несколько каналов. Для питания детектора служит высоковольтный блок питания 5. Наземная панель содержит входной усилительный каскад 7, дискриминатор 8 и интенсиметр 9, служащий для измерения среднего числа импульсов, поступающих на его вход в единицу времени.

**Блок-схема скважинного прибора спектрометрического типа** отличается тем, что амплитуда импульсов на его выходе пропорциональна энергии регистрируемых частиц. Выходные каскады не импульсные, а линейные, т. е. сохраняющие эту пропорциональность. В современных спектрометрах выходные каскады содержат аналого-цифровые преобразователи, в связи с чем информация об амплитуде импульса поступает на поверхность в виде цифрового кода.

**Блок-схема наземной панели спектрометрической аппаратуры** имеет несколько вариантов.

Если у скважинного прибора линейный выход, в наземной панели устанавливают линейный входной усилитель 1 (рис. 86, а), корректирующий усилитель 2, исправляющий частотную характеристику кабеля, и далее многоканальный амплитудный анализатор. Основной его частью является система парал-

лельно включенных амплитудных дискриминаторов 3. Порог срабатывания каждого последующего дискриминатора выше, чем у предыдущего, на определенную величину. Выходы двух любых соседних дискриминаторов подсоединены к схемам антисовпадений 4. Импульс появляется на выходе той схемы антисовпадений, у которой сигнал имеется только на одном входе, например, на выходе схемы канала № 3 (см. рис. 86, а). Со схем антисовпадений импульсы поступают в накопители 5, в качестве которых применяют цифровые счетчики или цифровые интенсиметры.

Если информация поступает на поверхность в кодированном виде (рис. 86, б), в наземной панели устанавливают импульсный входной усилитель 6, корректирующий усилитель 7, дешифратор 8, систему схем совпадений 9 и накопители 10. Импульс поступает в накопитель того энергетического канала, номер которого соответствует коду импульса. Так, на рис. 86, б сигнал поступает только на вход накопителя третьего канала. Время накопления задает таймер 11.

**Источники гамма-квантов и нейтронов** являются важнейшими элементами скважинной аппаратуры радиоактивного каротажа. Если изменение плотности потока изучаемых частиц во времени связано только со статистическими флуктуациями, источник называют *стационарным*. Если же изменение вызвано не только статистическими флуктуациями, источник называют *нестационарным*. Обычно нестационарные источники работают в импульсном режиме.

Источники  $\gamma$ -квантов представляют собой металлические ампулы, содержащие, как правило,  $\beta$ -активные препараты. В результате  $\beta$ -распада возникает  $\gamma$ -излучение. Излучение  $\beta$ -частиц гасится в корпусе ампулы или с помощью специальных фильтров. Тип препарата, обуславливающий  $\gamma$ -активность, энергию излучения и другие параметры источника, зависит от рода решаемой задачи (табл. 3). Ампульные источники являются стационарными.

**Источники нейтронов** подразделяются на ампульные и управляемые.

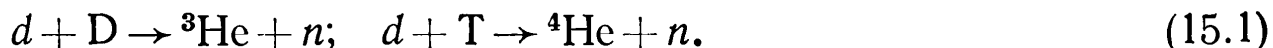
*Ампульные источники нейтронов* представляют собой смесь  $\alpha$ -излучателя (как правило, полония  $^{210}\text{Po}$  или плутония  $^{239}\text{Pu}$ ) с порошком бериллия или бора, помещенную в металлические ампулы. При бомбардировке бериллия или бора происходят реакции:  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ ;  $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$ . Выход достигает  $10^6$  нейтронов в секунду при энергии (4,3÷4,5) МэВ. Достоинство полониево-бериллиевых источников — практически полное отсутствие сопутствующего  $\gamma$ -излучения, недостаток — малый период полураспада. Плутоний-бериллиевые источники лишены этого недостатка, однако имеют бóльшую массу на единицу активности. Применяют также источники из спонтанного делящегося

Таблица 3. Характеристики некоторых радиоизотопных источников  $\gamma$ -излучения

Изотоп	Период полураспада	Энергия $\gamma$ -излучения, кэВ	Область применения
$^{60}\text{Co}$	5,27 года	1170; 1330	Гамма-гамма-каротаж плотностной (см. гл. 17, § 1)
$^{137}\text{Cs}$	26,6 года	661	То же
$^{170}\text{Tm}$	129 сут	53—200	Гамма-гамма-каротаж селективный (см. гл. 17, § 2)
$^{124}\text{Sb}$	60,9 сут	610	Гамма-нейтронный каротаж на бериллий (см. § 21.1)
		646—1450	
		1690	

материала, в первую очередь калифорния  $^{252}\text{Cf}$ , обладающего высокой удельной активностью при энергии 2,4 МэВ. Подобно ампульным источникам  $\gamma$ -квантов, ампульные источники нейтронов являются стационарными.

*Управляемые источники нейтронов* (генераторы нейтронов) представляют собой малогабаритные ускорители заряженных частиц. Ядра дейтерия — дейтоны ( $d$ ) разгоняются в электрическом поле высокой напряженности и бомбардируют тонкие мишени из материалов, насыщенных дейтерием (D) или тритием (T). В результате образуются ядра гелия и нейтроны:



Наибольший выход нейтронов (до  $10^9$  нейтронов в секунду с энергией 14 МэВ) дает вторая из приведенных реакций.

Реакции (15.1) идут при сравнительно низкой энергии дейтонов, превышающей несколько десятков килоэлектронвольт, что дает возможность реализовать их при электрической энергии и габаритах, достижимых в скважинной аппаратуре.

Генераторы нейтронов делятся на стационарные и импульсные. В методическом плане эффективнее импульсные. Существуют высокочастотные и низкочастотные *импульсные генераторы нейтронов* (ИГН). Частота следования импульсов высокочастотных ИГН  $\approx 20$  кГц, низкочастотных — несколько сотен герц.

Достоинства управляемых источников — значительный выход нейтронов и их высокая энергия, обеспечивающие большую глубинность исследований, энергетическая монохроматичность, возможность реализации импульсного режима излучения, безопасность, обусловленная отсутствием излучения в выключенном состоянии.

**Детекторы излучения** подразделяют на газонаполненные, сцинтилляционные и полупроводниковые. Принцип их работы

основан на регистрации электронов и ионов или световых фотонов, возникающих в результате взаимодействия излучений с веществом.

*Газонаполненные детекторы* представляют собой стеклянную или металлическую трубку, наполненную инертным газом и имеющую два электрода. В отсутствие ионизирующего излучения ток между электродами не протекает. Гамма-кванты поглощаются в газе с образованием электронов, нейтроны — с образованием  $\alpha$ -частиц и протонов. Заряженные частицы ионизируют газ, в результате чего возникают импульсы электрического тока. Отношение числа зарегистрированных импульсов к числу частиц, попавших в детектор, характеризует *эффективность детектора*, а отношение числа зарегистрированных в единицу времени импульсов к плотности потока частиц в месте расположения детектора — его чувствительность.

Режим работы газонаполненного детектора в общем случае зависит от напряжения на электродах. Основное практическое значение имеют режимы Гейгера—Мюллера и пропорциональный. Первый характеризуется большим газовым усилением — лавинообразным размножением ионов при ионизации газа, и стабильностью характеристик при колебании питающего напряжения, второй — пропорциональностью тока в импульсе — энергии регистрируемой частицы. Соответственно существуют счетчики Гейгера—Мюллера и пропорциональные.

Счетчики Гейгера—Мюллера используются для интегральных измерений, хотя и отличаются низкой эффективностью. Пропорциональные газонаполненные счетчики конструктивно подобны счетчиками Гейгера—Мюллера, также малоэффективны и имеют малые амплитуды импульсов (особенно при регистрации  $\gamma$ -квантов). Их применяют в основном для регистрации тепловых и надтепловых нейтронов, для чего заполняют газом  $^3\text{He}$ , интенсивно поглощающим такие нейтроны (гелиевые счетчики). Эффективность гелиевых счетчиков обратно пропорциональна скорости нейтронов, поэтому основной вклад в регистрируемые с их помощью показания вносят тепловые нейтроны. Если необходимо регистрировать надтепловые нейтроны, счетчик окружают фильтром из кадмия, хорошо поглощающего такие нейтроны.

**Сцинтилляционные счетчики** изготавливают из оптически активных веществ — *сцинтилляторов*. При взаимодействии ионизирующих излучений с оптически активным веществом происходит возбуждение атомов и молекул, от которого они освобождаются, излучая фотоны. При регистрации квантов в качестве сцинтилляторов применяют монокристаллы иодистого натрия  $\text{NaI}$  или иодистого цезия  $\text{CsI}$ , активированные для увеличения световых выходов таллием  $\text{Tl}$ . Для регистрации тепловых нейтронов применяют кристаллы иодистого лития, активированные евро-

прием  $[\text{LiJ}(\text{Eu})]$ , обогащенные изотопом  ${}^6\text{Li}$ , или кристаллы на основе сернистого цинка активированные серебром  $[\text{ZnS}(\text{Ag})]$ .

Световая вспышка (сцинтилляция) преобразуется в электрический импульс и усиливается в  $10^5$ — $10^6$  раз с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Комбинацию сцинтиллятора и ФЭУ называют *сцинтилляционным детектором*.

Важное достоинство высококачественных сцинтилляторов — пропорциональность световыхода энергии регистрируемых частиц. Отношение  $\Delta E_\gamma/E_\gamma$  полуширины пика  $\Delta E_\gamma$  на половине его высоты к энергии пика  $E_\gamma$  называют *амплитудным разрешением счетчика*. Чем меньше  $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ , тем выше его качество. С уменьшением энергии разрешение падает и для хороших детекторов при  $E_\gamma = 1,33$  МэВ составляет 6 %.

Эффективность сцинтилляционных детекторов на 30÷50 % выше, чем газонаполненных. Однако они значительно менее термостойки и нуждаются в высокой стабильности напряжения питания. Их применение в аппаратуре, предназначенной для исследования высокотемпературных скважин, требует термостатирования.

**Полупроводниковые детекторы** основаны на генерации свободных носителей заряда в твердом теле под влиянием ионизирующих излучений. Пробег частиц в твердом теле приблизительно в  $10^3$  раз меньше, чем в газе, и вероятность ионизации много выше.

Полупроводниковый детектор (ППД) представляет собой кристалл полупроводникового кремниевого или германиевого материала с малыми *p*- и *n*-областями, отличающимися высокой концентрацией примесей, и расположенной между ними протяженной беспримесной областью *i*. Ширину области *i* удастся довести до 8—12 мм с помощью компенсации примесей ионами лития. Поэтому существующие ППД обычно кремниелитиевые или германиелитиевые. При ионизации *i*-области возникает импульс тока, сила которого пропорциональна энергии ионизирующей частицы.

Применяют ППД главным образом для регистрации квантов. Сравнительно малый рабочий объем приводит к тому, что эффективность ППД невысока — большинство квантов проходит его, избежав поглощения. Вместе с тем, амплитудное разрешение у ППД в 20—30 раз лучше, чем у сцинтилляционных детекторов.

Для высокой вероятности поглощения квантов материал ППД должен иметь высокий атомный номер (см. гл. 13, § 2). Для германия  $Z = 32$ , для кремния  $Z = 14$ , поэтому кремниевые ППД применяются только в низкоэнергетическом диапазоне (в частности, для регистрации  $x$ -квантов). Область применения германиевых ППД шире. Однако при комнатной температуре ток утечки германиевого ППД велик, что исключает возмож-

ность регистрации на его фоне импульсов, вызванных квантами, и может привести к разрушению кристалла. Поэтому германиевые ППД постоянно содержат при температуре около  $-200\text{ }^\circ\text{C}$ , чего достигают применением сжиженных газов.

В случае применения ППД в заполненной промывочной жидкостью скважине возникает проблема удаления паров охладителя, что чрезвычайно усложняет конструкцию прибора и ограничивает пребывание прибора в скважине несколькими часами.

**Интенсиметры** предназначены для определения скорости счета  $I$ , среднего числа импульсов на выходе детектора в единицу времени. Существуют цифровые и аналоговые интенсиметры.

*Цифровой интенсиметр* (таймерный преобразователь) содержит счетчик-накопитель импульсов и таймер, управляющий временем накопления.

Процессы радиоактивного распада и других ядерных превращений имеют статистический характер. Поэтому результат измерения числа импульсов  $N$  отклоняется от среднего значения измеряемой величины  $N_{\text{ср}}$ . Эти отклонения называются *статистическими флуктуациями*. Известно, что они подчинены закону Пуассона, для которого среднеквадратичное отклонение  $\sigma^2$  случайной величины равно ее математическому ожиданию. Следовательно,

$$\sigma = \sqrt{N_{\text{ср}}} = \sqrt{It_3},$$

где  $t_3$  — время измерения (экспозиция). Если принять  $\sigma = \Delta N$  за вероятную абсолютную статистическую погрешность оценки среднего числа импульсов, относительную статистическую погрешность можно оценить по формуле:

$$\Delta N/N = \sqrt{N}/N = 1/\sqrt{It_3}. \quad (15.2)$$

Таким образом, увеличивая время экспозиции  $t_3$ , можно снизить статистическую погрешность.

*Аналоговый интенсиметр* состоит из стандартизирующего устройства, преобразующего поступающие с детектора импульсы к стандартной амплитуде и длительности, и интегрирующей цепи, содержащей конденсатор  $C$  и резистор  $R$  (рис. 87).

В моменты поступления импульсов на вход  $RC$ -цепи конденсатор заряжается. Одновременно заряд с него стекает через резистор. По прошествии некоторого времени после скачкообразного изменения скорости счета  $I$  возникает приближенное равенство между величиной заряда  $q$ , приносимого одним импульсом, и средним зарядом, стекающим через резистор за среднее время между импульсами. Пока такое равенство не



Рис. 87. Блок-схема аналогового интенсиметра [6]:

1, 2 — стандартизирующее и измерительное устройства соответственно

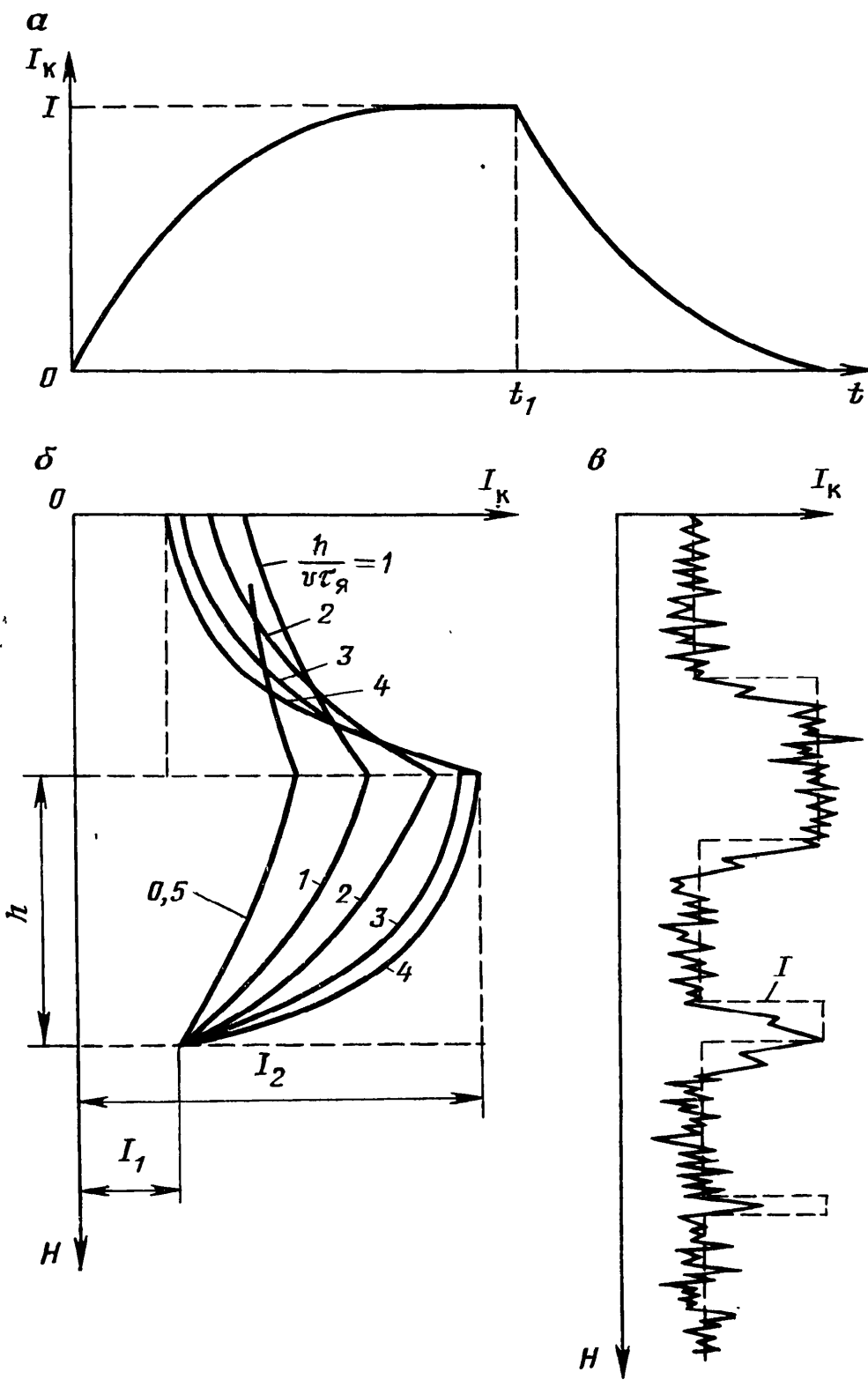
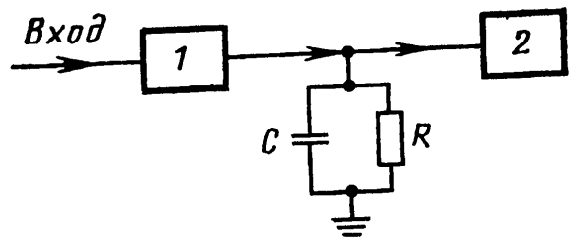


Рис. 88. Формы диаграмм на выходе интегрирующей цепи:

а, б — расчетных для пластов большой и ограниченной мощности соответственно; в — фактической для пластов различной мощности [6]

наступило, измеряемая скорость счета является кажущейся. С истинной скоростью счета  $I$  она связана соотношением

$$I_k = I [1 - \exp(-t/\tau_{я})], \quad (15.3)$$

где  $\tau_{я} = RC$  — постоянная времени интегрирующей цепи;  $t$  — время, прошедшее с момента скачкообразного изменения  $I$ . При  $t \geq 4\tau_{я}$ ,  $I_k \approx I$ .

Если интенсивность излучения в момент времени  $t_1$  скачком упала до нуля, напряжение на конденсаторе будет изменяться по закону

$$U_c = U_{t_1} \exp[-(t_1 - t)/\tau_{я}], \quad (15.4)$$

где  $U_{t_1}$  — напряжение в момент  $t_1$ . Изменение  $I_k$ , описываемое формулами (15.3) и (15.4), показано на рис. 88, а.

На рис. 88, б представлены диаграммы  $I_k$  против пластов конечной мощности для различных значений постоянной  $\tau_{я}$  и отношения мощности пласта  $h$  к скорости движения прибора  $v$ . Диаграммы несимметричны относительно середины пласта;  $I_{k \max} = I_{\infty}$  при  $h/v \geq 4\tau_{я}$ ,  $I_{k \max} < I_{\infty}$  при  $h/v < 4\tau_{я}$ , причем искажение тем больше, чем меньше  $h$  или больше  $v$  и  $\tau_{я}$ .

Отклонение диаграмм  $I_k$  от  $I$  характеризует динамическую погрешность измерений, которую можно сократить, снижая скорость  $v$  или постоянную времени  $\tau_{я}$ . Вместе с тем, как видно из рис. 88, в, фактические диаграммы скорости счета искажены флуктуациями, обусловленными статистическим характером изучаемого процесса. Можно показать, что относительная статистическая погрешность

$$\Delta I/I = 1/\sqrt{2IRC}. \quad (15.5)$$

Сравнивая выражения (15.2) и (15.5) видим, что интегрирующая цепь эквивалентна цифровому интенсивметру, усредняющему число импульсов за время  $t_э = 2RC$ .

Поэтому для снижения статистической погрешности при использовании аналоговых интенсивметров увеличивают постоянную времени  $\tau_{я} = RC$ . Очевидно, увеличение  $\tau_{я}$  и  $t_э$  приводит к росту динамической погрешности. Поэтому необходимо выбирать эти величины так, чтобы соотношение между динамической и статистической погрешностями было оптимальным (рис. 89).

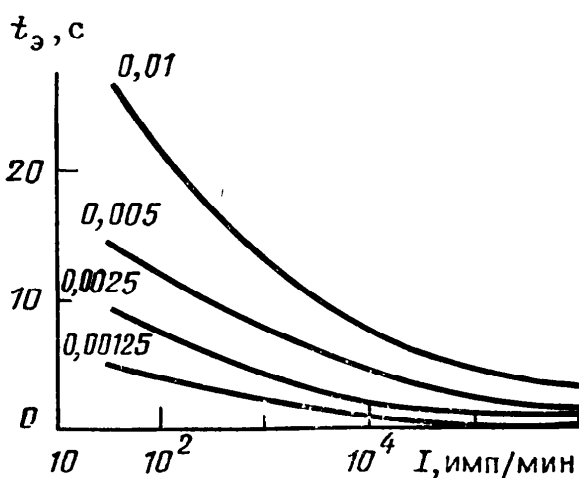


Рис. 89. Зависимость оптимального времени экспозиции от скорости счета.

Шифр кривых —  $h/v$ , ч

Метод ГИС, основанный на регистрации  $\gamma$ -квантов естественного происхождения, называют гамма-каротажем. Существует интегральный гамма-каротаж (ГК), показания которого характеризуют интегральное содержание естественных радиоактивных элементов (ЕРЭ) в исследуемом пласте, и спектрометрический гамма-каротаж (СГК), показания которого позволяют получить сведения о раздельном содержании ЕРЭ.

## § 1. Радиоактивность горных пород

Радиоактивность горных пород обусловлена содержанием в них естественных радиоактивных элементов — радионуклидов. В основном — это радиоактивный изотоп  $^{40}\text{K}$ , родоначальники трех радиоактивных семейств  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , а также многочисленные продукты их распада. Гамма-излучение калия монохроматично (1,46 МэВ); энергетические спектры элементов урановых и ториевого рядов имеют несколько линий, наиболее интенсивные — 242, 355, 609, 1120, 1765 кэВ и 238, 338, 583, 911, 969, 1587, 2620 кэВ соответственно.

Радиоактивность горных пород зависит от их вещественного состава.

**Магматические породы** известково-щелочной серии характеризуются постепенным возрастанием радиоактивности в ряду: ультраосновные — основные — средние — кислые. Максимальной радиоактивностью отличаются эффузивные и интрузивные образования с повышенной щелочностью.

**Метаморфические породы** делятся на слаборадиоактивные (мафические силикатные породы) и среднерадиоактивные (фельсические гнейсы, кристаллические сланцы). Процессы ультраметаморфизма и метасоматоза приводят к повышению содержания U и Th.

**Осадочные породы** отличаются широкими пределами изменения радиоактивности, наибольшей характеризуются конгломераты и глинистые породы. Существует общая зависимость увеличения содержания U и в меньшей степени Th с уменьшением размеров гранул. Повышенная радиоактивность свойственна фосфоритам, калийным солям, некоторым углистым и битуминозным породам, а также песчаным породам, содержащим полевые шпаты, глауконит, акцессорные минералы. В остальных случаях радиоактивность песчаных пород невелика и обусловлена их глинистостью. Радиоактивность карбонатных пород также незначительна и может быть вызвана глинистостью (содержанием нерастворимого остатка), наличием органических

веществ или битуминозностью. Минимальной радиоактивностью отличаются сульфаты и некалийные соли.

Активность  $a$  одного кубического метра вещества называют удельной объемной активностью, а величину  $a_m = a/\delta$  ( $\delta$  — плотность вещества) — удельной массовой активностью. Для практических целей целесообразно использовать объемную концентрацию  $Q_j$ , определяющую содержание  $j$ -го ЕРЭ в граммах в одном сантиметре кубическом, и относительную величину — удельную массовую концентрацию

$$q_j = Q_j/\delta. \quad (16.1)$$

## § 2. Приближенное решение прямой задачи интегрального ГК

Решение прямой задачи интегрального ГК заключается в нахождении зависимости показаний прибора от содержания ЕРЭ в пласте, вмещающих породах и промежуточных зонах — скважине, цементе, колонне. При приближенном аналитическом решении многократное рассеяние квантов учитывают, вводя фактор накопления  $B$  (см. гл. 14, § 2). Поток излучения в любой точке считают аддитивным, т. е. созданным отдельными элементарными объемами, детектор точечным, а источники равномерно распределенными в областях кусочно-однородной среды.

Для однородной среды число квантов, испускаемых за 1 с  $j$ -м ЕРЭ, содержащемся в элементарном объеме  $dV$ , расположенном около точки  $\vec{r}_1$ , составляет

$$dN_j = a_j(\vec{r}_1) dV,$$

где  $a_j$  — удельная объемная активность  $j$ -го ЕРЭ. Согласно выражению (13.3)

$$a_j = \lambda_{pj} N_j/dV. \quad (16.2)$$

Величину  $N_j/dV$ , равную числу ядер  $j$ -го ЕРЭ в единице объема, можно, как известно, выразить через число Авогадро  $N_A$ , атомную массу  $A_j$  и объемную концентрацию  $Q_j$   $j$ -го элемента:

$$N_j/dV = N_A Q_j/A_j. \quad (16.3)$$

Плотность потока излучения  $j$ -го ЕРЭ в точке  $\vec{r}$ , обусловленная объемом  $dV$ , согласно формуле (14.8 б)

$$d\Phi = \frac{B_j a_j(\vec{r}_1) dV}{4\pi (\vec{r} - \vec{r}_1)^2} \exp \left[ -\sum_i \mu_{ij} \Delta l_i \right],$$

где  $\mu_{ij}$  — коэффициент ослабления излучения  $j$ -го ЕРЭ в  $i$ -й среде, расположенной между точками  $\vec{r}$  и  $\vec{r}_1$ ;  $\Delta l_i$  — длина части отрезка, соединяющего точки  $\vec{r}$  и  $\vec{r}_1$  в среде  $i$ .

Плотность потока излучения всего пространства

$$\Phi_j = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{B_j a_j(\vec{r}_1)}{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2} \exp \left[ - \sum_i \mu_{ij} \Delta l_i \right] dV. \quad (16.4a)$$

Считая пространство кусочно-однородным с параметрами  $a_i$ , преобразуем выражение (16.4 а) к виду

$$\Phi_j = \frac{1}{4\pi} \sum_i a_j B_j \int_V \exp \left[ - \sum_i \mu_{ij} \Delta l_i \right] \frac{dV}{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}. \quad (16.4б)$$

Для однородной среды с точечным детектором в начале координат

$$\Phi_j = \frac{B_j a_j}{4\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-\mu_j r}}{r^2} 4\pi r^2 dr = \frac{B_j a_j}{\mu_j}. \quad (16.5)$$

Поделив числитель и знаменатель выражения (16.5) на плотность вещества  $\delta$  и воспользовавшись формулами (16.1) — (16.3), получим

$$\Phi_j = B_j \lambda_{pj} N_A q_j / A_j \mu_{mj}, \quad (16.6)$$

где  $\mu_{mj} = \mu_j / \delta$  — массовый коэффициент ослабления излучения  $j$ -го ЕРЭ.

Поскольку  $\mu_{mj}$  не зависит от плотности (см. гл. 13, § 2), можно сделать вывод, что в однородной среде плотность потока излучения не зависит от плотности вещества и пропорциональна удельной массовой концентрации радионуклида.

Показания скважинного прибора в однородной среде, содержащей  $j$ -й ЕРЭ,

$$I_j = c_j \Phi_j = c_j B_j \lambda_{pj} N_A q_j / A_j \mu_{mj}, \quad (16.7)$$

где  $c_j$  — аппаратная постоянная.

Введя коэффициент концентрационной чувствительности, характеризующий отклик прибора на излучение единицы удельной массовой концентрации  $j$ -го ЕРЭ,

$$C_j = c_j B_j \lambda_{pj} N_A / A_j \mu_{mj}, \quad (16.8)$$

перепишем выражение (16.7) в более компактной форме:

$$I_j = C_j q_j. \quad (16.9)$$

Выразим концентрацию  $j$ -го ЕРЭ в единицах уранового эквивалента, т. е. в таком содержании урана, при котором показания прибора будут такими же, как и при данном содержании  $j$ -го ЕРЭ. Для этого определим урановый эквивалент  $eU_j$  единичного содержания  $j$ -го излучателя.

В однородной среде с удельной массовой концентрацией урана  $q_U$  показания прибора  $I_U = C_U q_U$ . Приняв  $I_j = I_U$ ,  $q_j = 1$  и соответственно  $q_U = eU_j$ , получим

$$eU_j = C_j / C_U.$$

Аналогично найдем урановые эквиваленты единичного содержания тория и калия:

$$eU_{Th} = C_{Th} / C_U; \quad eU_K = C_K / C_U.$$

Если  $q_j \neq 1$ , то

$$I_j = C_U q_j eU_j.$$

Суммарная удельная массовая концентрация смеси радионуклидов в единицах уранового эквивалента

$$\sum_j q_j eU_j = I_\gamma / C_U, \quad (16.10)$$

где  $I_\gamma = \sum_j I_j$  — скорость счета, зарегистрированная с помощью интегральной аппаратуры гамма-каротажа.

Коэффициент  $C_U$ , позволяющий перейти от импульсов в единицу времени к суммарной концентрации радионуклидов в одном грамме породы, определяют экспериментально с помощью образцового источника  $\gamma$ -излучения.

**Для кусочно-однородной среды, содержащей пласт бесконечной мощности, плотность потока излучения равна сумме плотностей потоков, обусловленных пластом, скважиной, колонной и цементом:**

$$\Phi = \Phi_{пл} + \Phi_c + \Phi_k + \Phi_{ц}. \quad (16.11)$$

Поскольку вычисление слагаемых этой суммы однотипно, рассмотрим его на примере расчета потока излучения пласта  $\Phi_{пл j}$ , содержащего  $j$ -й ЕРЭ, полагая, что детектор находится на оси скважины в начале координат.

Примем сферическую систему координат  $(r, \theta, \psi)$  и введем следующие обозначения (рис. 90):

$$\Delta l_c = R_c / \cos \theta; \quad \Delta l_k = \Delta_k / \cos \theta;$$

$$\Delta l_{ц} = \Delta_{ц} / \cos \theta;$$

$$\Delta l_{пл} = r - (R_c + \Delta_k + \Delta_{ц}) / \cos \theta.$$

Учитывая, что в сферической системе  $dV = r^2 \sin \theta dr d\psi d\theta$ , перепишем формулу (16.4б) в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{пл } j} &= \frac{B_{\text{пл } j} a_{\text{пл } j}}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \int_{r_{\text{ц}}}^{\infty} \exp [-(r-r_{\text{ц}}) \mu_{\text{пл } j} - \\ &- \mu_{\text{ц } j} \Delta l_{\text{ц}} - \mu_{\text{к } j} \Delta l_{\text{к}} - \mu_{\text{с } j} \Delta l_{\text{с}}] dr = \\ &= \frac{B_{\text{пл } j} a_{\text{пл } j}}{\mu_{\text{пл } j}} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp \left( -\frac{\Delta}{\cos \theta} \right) d\theta, \end{aligned} \quad (16.12)$$

где  $\Delta = \Delta_{\text{ц}} \mu_{\text{ц } j} + \Delta_{\text{к}} \mu_{\text{к } j} + R_{\text{с}} \mu_{\text{с } j}$ ;  $r_{\text{ц}} = (R_{\text{с}} + \Delta_{\text{к}} + \Delta_{\text{ц}}) / \cos \theta$ ;  $\mu_{\text{ц } j}$ ,  $\mu_{\text{к } j}$ ,  $\mu_{\text{с } j}$  — коэффициенты ослабления  $\gamma$ -излучения  $j$ -го ЕРЭ в цементе, колонне, скважине соответственно.

Полученный интеграл по  $\theta$  путем подстановки  $t = 1/\cos \theta$  сводится к табличному:

$$\int_1^{\infty} -e^{-xt} t^{-2} dt.$$

При  $x = \Delta$ , воспользовавшись формулами (16.5) и (16.6) получим

$$\Phi_{\text{пл } j} = \frac{B_{\text{пл } j} a_{\text{пл } j}}{\mu_{\text{пл } j}} G(\Delta) = \frac{B_{\text{пл } j} \lambda_{\text{р } j} N_{\text{А}} q_{\text{пл } j}}{A_j \mu_{\text{пл } j}} G(\Delta), \quad (16.13)$$

где  $G(\Delta) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp(-\Delta/\cos \theta) d\theta$ .

Из формулы (16.13) следует, что независимость плотности потока излучения от плотности среды сохраняется и в скважинной геометрии. Плотность  $\Phi_{\text{пл } j}$  пропорциональна коэффициенту  $G(\Delta)$ , который зависит от геометрии системы, коэффициентов  $\mu_{\text{с } j}$ ,  $\mu_{\text{ц } j}$ ,  $\mu_{\text{к } j}$  и характеризует вклад данной области в регистрируемый сигнал. По существу  $G(\Delta)$  — аналог геометрического фактора, введенного при рассмотрении теории индукционного каротажа (см. гл. 5, § 1). Очевидно, что для кусочно-однородной среды, содержащей  $K$  областей с  $j$ -м ЕРЭ,  $\sum_{i=1}^K G_{ji} = 1$ .

Введя геометрические факторы колонны  $G_{j\text{к}}$ , цемента  $G_{j\text{ц}}$ , скважины  $G_{j\text{с}}$ , пласта  $G_{j\text{пл}} = G(\Delta)$ , и переходя с помощью формул (16.7) — (16.10) к показаниям прибора, для среды, содержащей смесь ЕРЭ, запишем:

$$\begin{aligned} I_{\gamma} &= C_{\text{У}} \left( \sum_j q_{j\text{пл}} eU_j G_{j\text{пл}} + \sum_j q_{j\text{с}} eU_j G_{j\text{с}} + \sum_j q_{j\text{к}} eU_j G_{j\text{к}} + \right. \\ &\left. + \sum_j q_{j\text{ц}} eU_j G_{j\text{ц}} \right). \end{aligned} \quad (16.14)$$

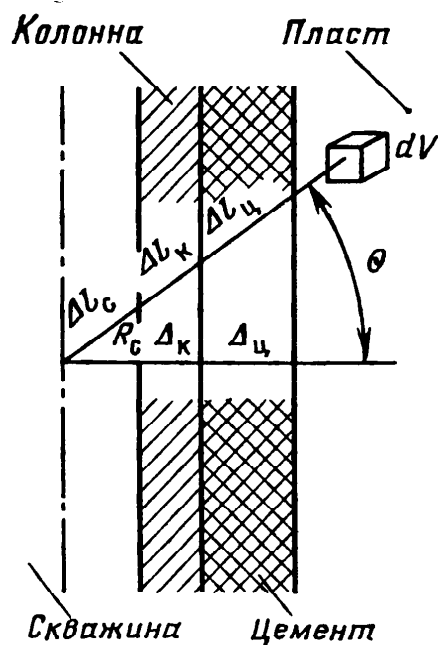
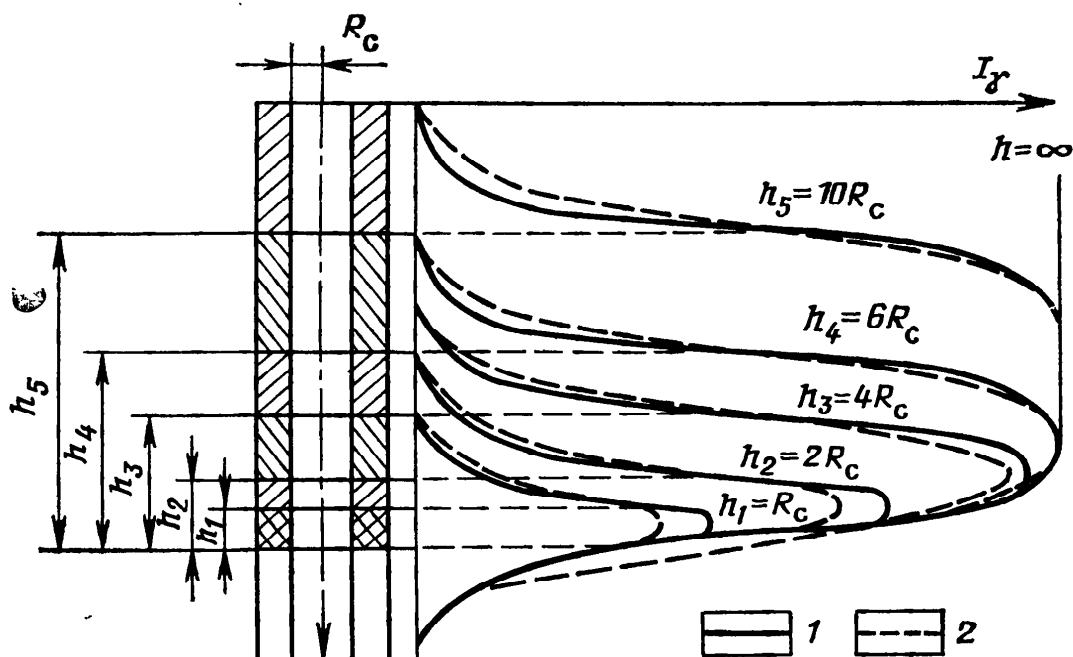


Рис. 90. Схема, поясняющая решение прямой задачи гамма-каротажа [6]

Рис. 91. Форма теоретических диаграмм ГК (по В. В. Ларионову).

Детекторы: 1 — точечный, 2 — длиной  $2R_c = (30 \text{ см})$ ;  $\mu_{\text{пл}} = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ;  $\delta_{\text{пл}} = 3 \text{ г/см}^3$



Геометрические факторы областей мало зависят от типа ЕРЭ (Д. А. Кожевников, 1988 г.). Поэтому уравнение (16.14) можно переписать в виде

$$I_\gamma = G_{\text{пл}} C_U \sum_j q_{j \text{ пл}} eU_j + (1 - G_{\text{пл}}) C_U \sum_j q_{j \text{ пз}} eU_j, \quad (16.15)$$

где  $\sum_j q_{j \text{ пз}} eU_j$  — суммарная массовая удельная концентрация ЕРЭ в однородной промежуточной зоне, которая внесла бы в показания прибора такой же вклад, как скважина, цемент и колонна.

Удобство использования геометрических факторов в том, что они имеют ясный физический смысл и во многих практически важных случаях могут быть описаны аналитически или определены экспериментально. Они позволяют применить эффек-



тивную интерпретационную модель, в соответствии с которой помеха, вызванная влиянием промежуточных зон, устраняется путем вычитания из величины  $I_\gamma$  произведения  $(1 - G_{\text{пл}}) C_U \sum_j q_j \text{пз} eU_j$ .

**Пласт конечной мощности**, пересеченный необсаженной скважиной, вызывает приращение плотности потока

$$\Delta\Phi = \Phi_{\text{пл}} - \Phi_{\text{вм}},$$

где  $\Phi_{\text{вм}}$  — плотность потока излучения во вмещающих породах. Если параметры  $B$ ,  $\mu_m$  и  $G$  против пласта и вмещающих пород практически равны, можно сделать вывод, что  $\Delta\Phi$  равно плотности потока при массовой активности  $\Delta a = a_{\text{пл}} - a_{\text{вм}}$ , где  $a_{\text{вм}}$  — удельная объемная активность вмещающих пород. Подставив в формулу (16.12)  $\Delta a$ , получим выражение для  $\Delta\Phi_{\text{пл}}$ , позволяющее рассчитать диаграммы ГК против пласта с заданными параметрами для  $v\tau_{\text{я}} = 0$ , т. е. для  $h/v\tau_{\text{я}} \rightarrow \infty$  (рис. 91). Диаграммы симметричны относительно середины пласта и при  $h > 0,8$  м имеется участок, для которого показания  $I_\gamma \approx I_{\gamma\infty}$ . Для  $h < 0,8$  м максимальные показания  $I_{\gamma\text{max}}$  в пласте заметно ниже  $I_{\gamma\infty}$  и понижаются при дальнейшем уменьшении мощности.

Достаточно точное решение прямой задачи ГК для произвольных условий можно получить методом Монте-Карло.

### § 3. Обработка и интерпретация данных ГК

Диаграммы, рассчитанные по формуле (16.12), называют статистическими (см. рис. 91). Их можно получить при точечной регистрации, когда скорость прибора  $v$  и произведение  $v\tau_{\text{я}}$  равны нулю, а отношение  $h/v\tau_{\text{я}}$  — бесконечности. Фактически диаграммы регистрируют в движении при скорости перемещения прибора 200—800 м/ч. Усредненные (с отфильтрованными статистическими флуктуациями) фактические диаграммы ГК подобны изображенным на рис. 88, б. Влияние интегрирующей цепи вызывает их асимметрию, а в пластах, для которых  $h/v\tau_{\text{я}} < 4$ , занижение относительно  $I_{\gamma\infty}$ . Показания  $I_\gamma$  в этом случае приводят к условиям бесконечной мощности по формуле

$$I_{\gamma\infty} = I_{\gamma\text{вм}} + (I_\gamma - I_{\gamma\text{вм}})/\hat{\beta}, \quad (16.16)$$

где  $I_{\gamma\text{вм}}$  — показания во вмещающих породах;  $\hat{\beta}$  — поправочный коэффициент, являющийся функцией  $v$ ,  $\tau_{\text{я}}$ ,  $h$  и определяемый по палеткам или табулированный. Подошву пласта отмечают вблизи начала крутого подъема, кровлю — вблизи максимума.

Поскольку искажение диаграммы возникает в результате интегрирования, восстановить ее можно путем обратного

приема — дифференцирования. Операции внесения поправок за ограниченную мощность и влияние интегрирующей цепи называют *трансформацией*.

Трансформация — первый этап интерпретации данных ГК. На втором их приводят к стандартным условиям измерений, вводя с помощью палеточных зависимостей поправки за влияние скважины и ПЖ. На третьем этапе определяют суммарную удельную массовую концентрацию  $\sum_j q_{j\text{пл}} eU_j$  радионуклидов в исследуемом пласте. Если коэффициент  $C_U$  и геометрический фактор пласта  $G_{\text{пл}}$  известны, необходимо в соответствии с формулой (16.15) найти характерную для данных условий массовую удельную концентрацию  $\sum_j q_{j\text{пз}} eU_j$  радионуклидов в однородной промежуточной зоне. Для этого выбирают опорный пласт с минимальными показаниями  $I_{\gamma\text{min}}$  и считают, что в нем  $\sum_j q_{j\text{пл}} eU_j = 0$ . В этом случае

$$\sum_j q_{j\text{пз}} eU_j = I_{\gamma} / (1 - G_{\text{пл}}) C_U.$$

На четвертом этапе, используя найденные ранее петрофизические зависимости, переходят от концентрации ЕРЭ в исследуемом пласте к его глинистости, зольности и т. д.

На практике часто переходят от второго этапа к четвертому, минуя третий. Для этого рассчитывают так называемый *двойной разностный параметр*

$$\Delta I_{\gamma} = (I_{\gamma\infty} - I_{\gamma\text{min}}) / (I_{\gamma\text{max}} - I_{\gamma\text{min}}),$$

где  $I_{\gamma\text{max}}$  — показания в опорном пласте с максимальным для данного разреза содержанием ЕРЭ. Очевидно, что относительная величина  $\Delta I_{\gamma}$  меньше зависит от условий измерения, чем абсолютная величина  $I_{\gamma\infty}$ . Значение искомого параметра определяют по петрофизической зависимости, связывающей его непосредственно с величиной  $\Delta I_{\gamma}$ .

**Применение гамма-каротажа** целесообразно при поисках и разведке месторождений урана, тория, калийсодержащего сырья и других полезных ископаемых, обладающих повышенной радиоактивностью. В качестве примера на рис. 92 приведены результаты интегрального ГК, выполненного с целью выделения пластов калийной соли (сильвинита), содержащей изотоп  $^{40}\text{K}$ . Видно, что ГК позволяет существенно уточнить данные, полученные с помощью бурения. Иногда ГК используют для выделения полезных ископаемых, отличающихся более низкой радиоактивностью, чем вмещающие породы. Так угли на диаграммах ГК обычно отмечаются минимумами интенсивности (рис. 93). Понижением амплитуд характеризуются сульфиды.

Рис. 92. Выделение пластов калийной соли по результатам интегрального ГК (по В. А. Шпаку и П. И. Новикову).

Литологические колонки: I — по данным бурения, II — по данным ГК; 1 — карналлитовая порода; сильвиниты: 2 — пестрый, 3 — полосчатый, 4 — красный; 5 — каменная соль

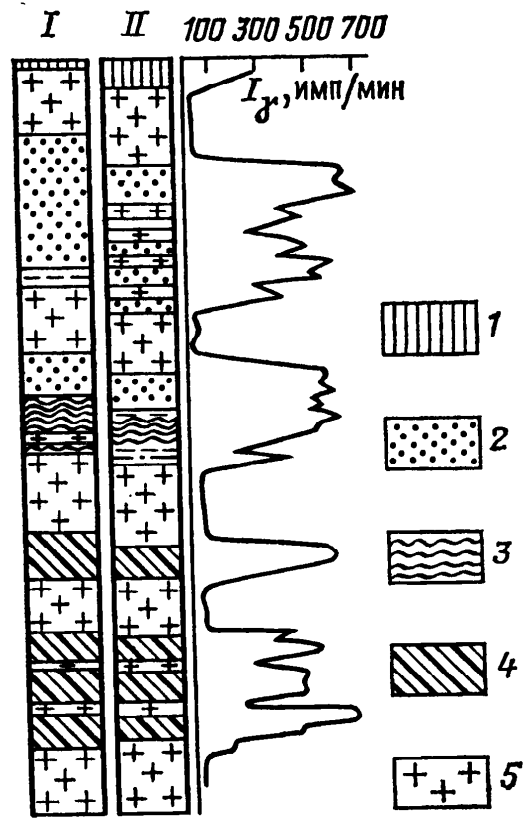
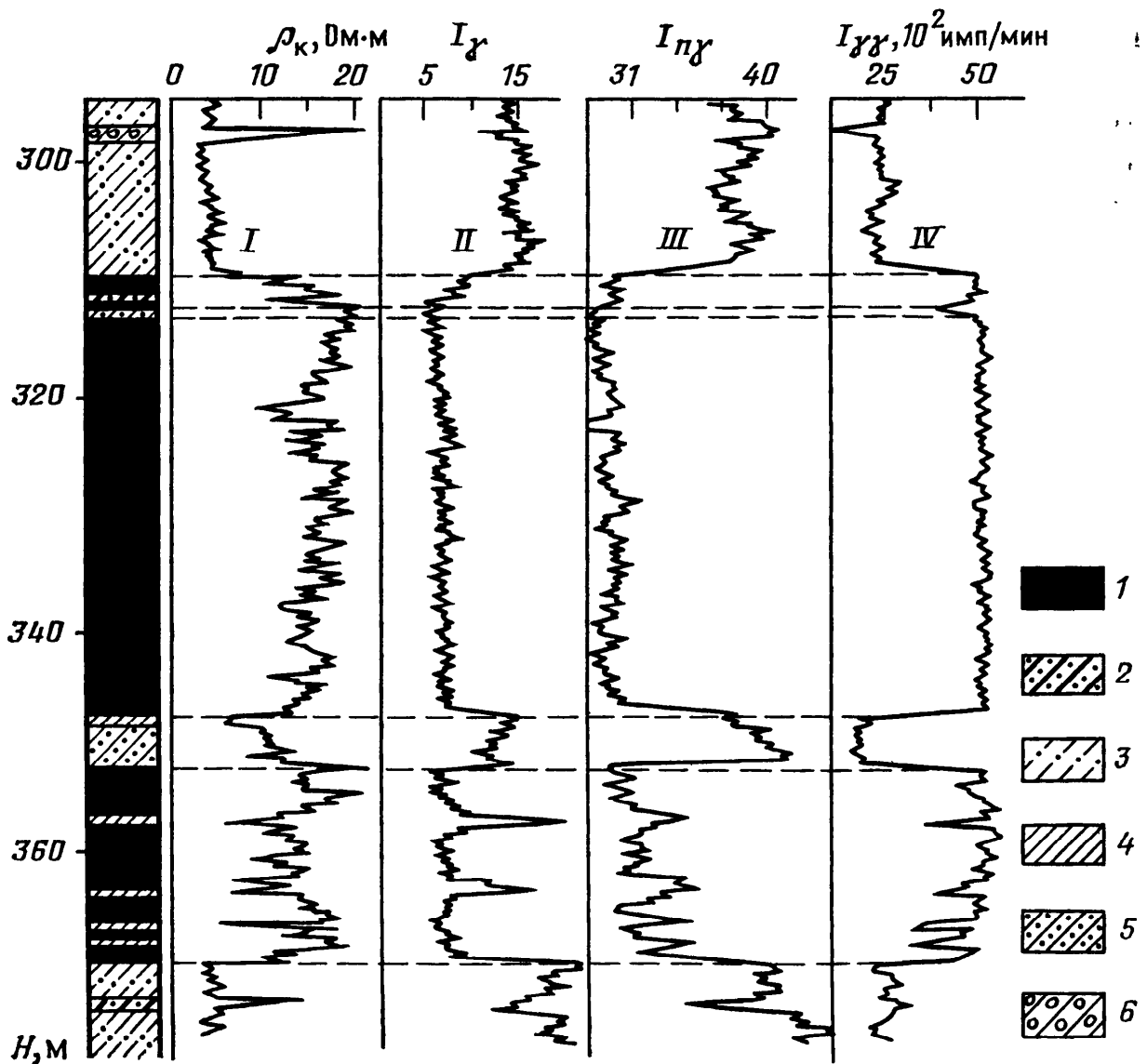


Рис. 93. Выделение пластов бурого угля по комплексу ядерно-физических методов (по А. Н. Макарову).

Диаграммы: I — КС (потенциал-зонд А0,4М); II — ГК, III — НГК, IV — ГГК-П; породы: 1 — бурый уголь, 2 — углистый аргиллит, 3 — аргиллит, 4 — алевролит, 5 — песчаник, 6 — конгломерат



В ряде случаев по диаграммам ГК удастся осуществить литологическое расчленение и корреляцию разрезов. В первую очередь это касается глинистых разностей и углей (см. рис. 149) в осадочных породах, а также гранитоидов в породах изверженного типа.

Важную роль играет ГК при поисках и разведке нефтегазовых месторождений. Здесь его применяют для выделения глин и глинистых пород, экранирующих коллекторы, а также для оценки параметров, связанных корреляционными отношениями с радиоактивностью. К ним в первую очередь относят глинистость в терригенных разрезах и содержание нерастворимого осадка в карбонатах. В некоторых случаях с помощью ГК удастся оценить проницаемость.

#### § 4. Спектрометрическая модификация ГК

Гамма-каротаж спектрометрический (СГК) позволяет получить сведения о отдельном содержании в разрезе урана, тория и калия.

Эта информация представляет интерес при оценке равновесных урано-ториевых руд, расчленении и корреляции немых толщ, при поисках и разведке месторождений бокситов, фосфоритов, редких земель и золота, где уран и торий накапливаются вместе с основными элементами и играют роль геохимических индикаторов.

Важную роль СГК может играть при поисках и разведке нефтегазовых месторождений. Он позволяет оценить глинистость полимиктовых отложений, идентифицировать коллекторы, сложенные моноцитовыми и глауконитовыми песчаниками, которые по интегральному ГК часто ошибочно относят к сильно глинистым разностям, отличить глинистые карбонаты от карбонатов, радиоактивность которых обусловлена битуминозностью, определить минеральный состав глин, количественно оценить глинистость и параметры коллекторов, фильтрационно-емкостные свойства которых зависят от типа и степени глинистости.

Современная скважинная  $\gamma$ -спектрометрическая аппаратура имеет как правило четыре канала: три — дифференциальные, один — интегральный. Дифференциальный  $i$ -й канал предназначен для регистрации излучений от  $j$ -го ЕРЭ, интегральный — для регистрации суммарного излучения (аналог интегрального ГК). Обычно принимают для калия  $i=1$ ,  $j=1$ , для урана  $i=2$ ,  $j=2$ , для тория  $i=3$ ,  $j=3$ .

Из сказанного следует, что для каждого дифференциального канала должно выполняться условие  $i=j$ . На практике, однако, в  $i$ -й канал наряду с нерассеянным  $\gamma$ -излучением ЕРЭ, для которого  $i=j$ , попадает некоторое количество претерпевших

рассеяние и потерявших при этом часть энергии квантов, излученных ЕРЭ с  $j > i$ . К аналогичному явлению приводит недостаточное энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов. В результате излучение тория влияет на показания уранового и калиевого каналов, а излучение урана — на показания калиевого и ториевого. В этой связи вводят *коэффициенты концентрационной чувствительности*  $C_{ij}$ , характеризующие влияние  $j$ -го излучателя на  $i$ -й канал.

Для однородной среды показания  $I_1, I_2, I_3$  дифференциальных каналов связаны с удельными массовыми концентрациями  $q_1, q_2, q_3$  соответственно калия, урана и тория очевидными соотношениями:

$$\begin{aligned} I_1 &= C_{11}q_1 + C_{12}q_2 + C_{13}q_3; \\ I_2 &= C_{21}q_1 + C_{22}q_2 + C_{23}q_3; \\ I_3 &= C_{31}q_1 + C_{32}q_2 + C_{33}q_3. \end{aligned} \quad (16.17)$$

Коэффициенты  $C_{ij}$  находят путем поочередных измерений в трех эталонных средах, для одной из которых  $q_1$  известно, а  $q_2 \approx q_3 \approx 0$ , для другой  $q_2$  известно, а  $q_1 \approx q_3 \approx 0$ , для третьей  $q_3$  известно, а  $q_1 \approx q_2 \approx 0$ . Удельные массовые концентрации для исследуемых пластов при известных значениях коэффициентов определяют, решая систему (16.17).

Для определения концентрации ЕРЭ в пласте, являющемся областью кусочно-однородной среды, необходимо знание удельных массовых концентраций в промежуточных зонах, а также геометрических факторов промежуточных зон и пласта.

## Глава 17

### ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖ

Метод ГИС, заключающийся в облучении пород или системы колонна—цемент гамма-квантами и регистрации рассеянных гамма-квантов, достигших детектора, называют гамма-гамма-каротажем (ГГК). Существуют плотностная и селективная модификации ГГК.

#### § 1. Плотностной ГГК

Плотностной гамма-гамма-каротаж (ГГК-П) применяют для определения плотности горных пород и оценки качества крепления скважин. Соответственно существуют гамма-гамма-плотномеры и гамма-гамма-цементомеры.

**Физические основы ГГК-П** можно уяснить, анализируя явления, возникающие при облучении вещества жесткими  $\gamma$ -квантами. При реализуемой в скважинных условиях геометрии

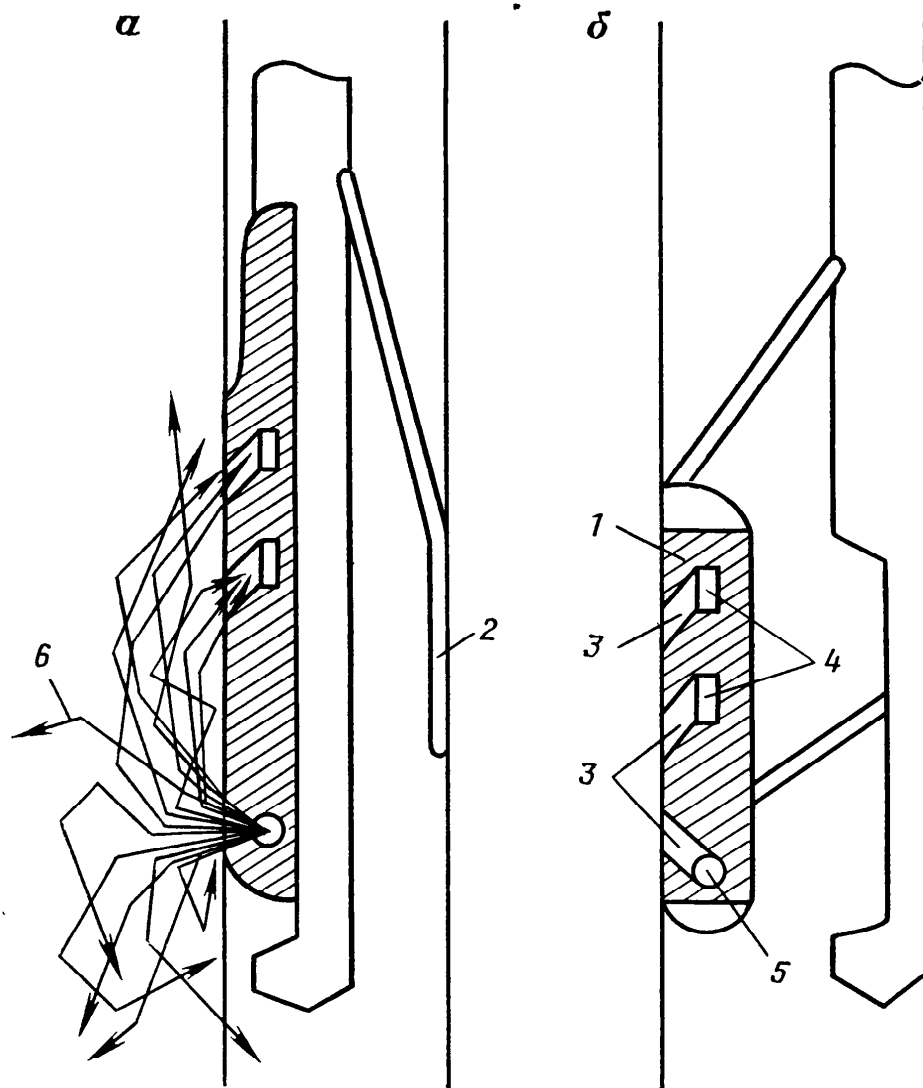


Рис. 94. Скважинные приборы ГГК-П с прижимным устройством (а) и выносным зондом (б):

1 — экран; 2 — прижимное устройство; 3 — коллимационные отверстия; 4 — детекторы; 5 — источник гамма-квантов; 6 — траектории  $\gamma$ -квантов

источники и детекторы оказываются по одну сторону от исследуемого объекта (рис. 94). Поэтому в детектор через специальные — коллимационные — отверстия в экране из металла с большим  $Z$  (свинец, вольфрам) попадают только рассеянные кванты. В диапазоне энергий  $0,2 \div 1,0$  МэВ их число зависит в основном от макросечения  $\mu_k$  комптон-эффекта (см. гл. 13, § 2). В свою очередь при  $Z/A=0,5$ , согласно соотношению (13.18)  $\mu_k$  пропорционально объемной плотности вещества  $\delta$ .

Выполнение условия  $Z/A=0,5$  означает, что объемная плотность среды равна ее электронной плотности  $\delta_e$ . Плотность твердой фазы  $\delta_{тв}$  большинства горных пород, в частности песчаников и карбонатов, практически равна ее электронной плотности  $\delta_{e тв}$ . В то же время для жидкой фазы (воды, нефти и некоторых других пластовых флюидов)  $Z/A \neq 0,5$  из-за влияния водорода. Поэтому для жидкой фазы плотность  $\delta_v$  и электрон-

ная плотность  $\delta_{eB}$  существенно отличаются. Например, для воды

$$\delta_{eB} = 1,11\delta_B. \quad (17.1)$$

Для пористых водонасыщенных пород можно записать:

$$\delta_e = k_{\Pi}\delta_{eB} + (1 - k_{\Pi})\delta_{eTB}; \quad (17.2a)$$

$$\delta = k_{\Pi}\delta_B + (1 - k_{\Pi})\delta_{TB}. \quad (17.2б)$$

Если вычесть выражение (17.2б) из (17.2а) и воспользоваться равенством (17.1), получим:

$$\begin{aligned} \delta_e - \delta &= k_{\Pi}(\delta_{eB} - \delta_B) + (1 - k_{\Pi})(\delta_{eTB} - \delta_{TB}) \approx k_{\Pi}(\delta_{eB} - \\ &- \delta_B) = 0,11k_{\Pi}. \end{aligned}$$

Таким образом погрешность за счет влияния водородсодержания невелика, приблизительно постоянна и поддается учету при интерпретации.

Для обеспечения необходимого энергетического диапазона в плотномерах и цементомерах применяют источники сравнительно жесткого излучения  $^{137}\text{Cs}$  или  $^{60}\text{Co}$ . Прямое излучение источник — детектор исключают с помощью экрана. Вклад мягких гамма-квантов, для которых существенную роль играет фотоэффект, а значит и элементный состав пород, снижают до приемлемого уровня, подбирая расстояние между источником и детектором, коллимационные углы, порог амплитудной дискриминации.

В силу низкой плотности ПЖ, скважина «прозрачнее» для  $\gamma$ -квантов, чем порода, и если не принять специальных мер, основное их число поступит на детектор из скважины. Специальные меры заключаются в применении прижимных устройств (см. рис. 94, а), коллимации первичного и рассеянного излучения по зенитному и азимутальному углам, увеличении площади соприкосновения прибора с породой путем придания его сечению эллиптической формы. Для уменьшения влияния каверности реализуют выносные зонды (см. рис. 94, б). В скважинах малого диаметра плотномеры центрируют, а излучение коллимируют в основном по зенитному углу.

Существуют однозондовые (один источник — один детектор) и двухзондовые (один источник — два детектора) плотномеры. *Полной длиной зонда*  $l_3$  называют расстояния между серединами источника и детектора, *длиной зонда*  $L$  — расстояние по внешней образующей зонда между ближними краями коллимационных отверстий. Максимальная длина зонда ограничена допустимой с точки зрения техники безопасности активностью источника, минимальная — размерами экрана. Для большинства двухзондовых приборов малый зонд имеет  $l_3 = 15 \div$

$\div 25$  см ( $L=10\div 18$  см), большой —  $l_3=35\div 45$  см ( $L=30\div 35$  см). Для однозондовых приборов  $l_3=33\div 45$  см.

**Прямая задача ГГК-П** решена аналитическим путем лишь для идеализированных ситуаций. В частности, на сравнительно больших расстояниях от источника и контрастных границ удовлетворительные результаты дает диффузионное приближение (см. гл. 14, § 2). Решение уравнения диффузии по аналогии с (14.39б) имеет для этого случая вид:

$$\hat{n} = Q\tau_\gamma \exp(-r/L_\gamma) / 4\pi L_\gamma^2 r, \quad (17.3)$$

где  $\tau_\gamma$  и  $L_\gamma$  — соответственно время жизни и длина диффузии  $\gamma$ -квантов. Оба эти параметра обратно пропорциональны макросечению комптон-эффекта и, следовательно, объемной плотности  $\delta$ . Массовая длина диффузии  $L_{m\gamma} = L_\gamma \delta$ , и массовое время жизни  $\tau_{m\gamma} = \tau_\gamma \delta$ , при  $Z/A=0,5$  не зависят ни от химического состава вещества, ни от его плотности.

Помножив и поделив  $L_\gamma^2$ ,  $L_\gamma$  и  $\tau_\gamma$  в выражении (17.3) на  $\delta^2$  и  $\delta$ , заменив  $r$  на длину зонда  $l_3$ , получим

$$\hat{n} = Q\tau_{m\gamma}\delta \exp(-l_3\delta/L_{m\gamma}) / 4\pi L_{m\gamma}^2 l_3. \quad (17.4)$$

Хотя формула (17.4) получена по существу для однородной среды, она позволяет сделать ряд важных в практическом отношении выводов.

Пространственное распределение  $\gamma$ -квантов при заданной длине зонда зависит от объемной плотности среды. С увеличением длины зонда плотность  $\gamma$ -квантов снижается по экспоненциальному закону. По тому же закону изменяются и показания  $I_{\gamma\gamma}$  прибора.

При малых значениях произведения  $l_3\delta$  влияние экспоненциального множителя незначительно, и число рассеянных квантов  $I_{\gamma\gamma}$ , зарегистрированных детектором, при увеличении плотности повышается. С ростом  $l_3\delta$  за счет роста плотности (при  $l_3 = \text{const}$ ) влияние экспоненциального множителя увеличивается и  $I_{\gamma\gamma}$ , достигнув максимума, начинает снижаться. Положение максимума — точка инверсии — зависит от длины зонда: с ростом  $l_3$  она сдвигается в область малых плотностей.

На рис. 95 приведены зависимости  $I_{\gamma\gamma} = f(\delta)$ , полученные с помощью метода Монте-Карло. Для зонда длиной 36 см показания, начиная с  $\delta = 0,5$  г/см<sup>3</sup>, т. е. для всех встречающихся на практике значений плотности, падают. Такой зонд называют заинверсионным. Зонд длиной 6 см — доинверсионный: с ростом плотности его показания растут. С помощью метода Монте-Карло изучена и глубинность ГГК-П. На рис. 96 показана радиальная характеристика зонда ГГК-П — зависимость отношения скорости счета  $I_{\gamma\gamma}(r)$ , соответствующей слою толщиной  $r$ , к скорости счета  $I_{\gamma\gamma}(r = \infty)$ , соответствующей слою бесконеч-



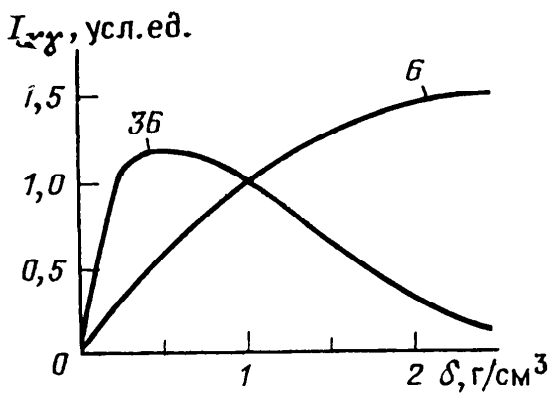


Рис. 95. Зависимость показаний ГГК-П от плотности пород (по К. Умиастовскому).  
Шифр кривых —  $l_3$ , см

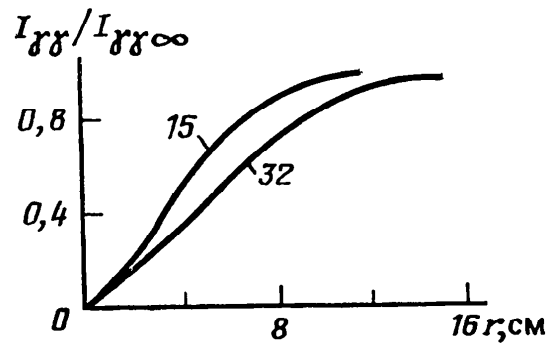


Рис. 96. Зависимости  $I_{\gamma\gamma}(r)/I_{\gamma\gamma}(r=\infty)=f(r)$  для источника  $^{137}\text{Cs}$  в среде с плотностью  $\delta=2,5$  г/см<sup>3</sup> (по Ю. А. Гулину).  
Шифр кривых —  $l_3$ , см

ной толщины. С увеличением  $l_3$  глубинность растет, однако и для  $l_3=32$  см не превышает 12 см. Вместе с тем геометрический фактор ближней зоны велик, и при  $r=2$  см для зонда с  $l_3=15$  см достигает 0,2. С увеличением энергии излучения и снижением плотности среды глубинность несколько возрастает.

Большая величина геометрического фактора ближней зоны обуславливает сильное влияние на показание ГГК-П промежуточного слоя — глинистой корки, ПЖ, зоны кольматации. По этой же причине ГГК-П не применяют для определения плотности пород в обсаженных скважинах.

**Влияние промежуточного слоя** при гамма-гамма-плотнометрии исключают, применяя двухзондовые приборы. Поскольку геометрические факторы промежуточного слоя для зондов разной длины различаются, будут различаться и определенные с их помощью плотности  $\delta_{к1}$  и  $\delta_{к2}$  для малого и большого зондов соответственно:

$$\delta_{к1} = \delta + h\Delta_1\delta; \quad \delta_{к2} = \delta + h\Delta_2\delta, \quad (17.5)$$

где  $\delta$  — истинная плотность пласта;  $h$  — толщина промежуточного слоя;  $\Delta_1\delta$  и  $\Delta_2\delta$  — погрешности оценки плотности на 1 см промежуточного слоя для малого и большого зондов.

Обычно стремятся выполнить условие  $\Delta_1\delta = K\Delta_2\delta$ , где  $K$  — постоянный коэффициент. Решая с учетом этого обстоятельства систему (17.5), получают

$$\delta = (\delta_{к2}K - \delta_{к1}) / (K - 1). \quad (17.6)$$

Таким образом по показаниям двух зондов можно в принципе определить истинную плотность пород. На практике ее обычно определяют, не переходя к кажущимся плотностям  $\delta_{к2}$  и  $\delta_{к1}$ , а преобразуя по тому или иному алгоритму показания малого  $I_{\gamma\gamma 1}$  и большого  $I_{\gamma\gamma 2}$  зондов с помощью вычислитель-

ного устройства, являющегося частью аппаратуры ГГК-П. Во многих случаях используют алгоритм

$$F(\delta) = CI_2/I_1 - BI_1, \quad (17.7)$$

где  $F(\delta)$  — нелинейная функция плотности, определяемая с помощью моделирования;  $C$  и  $B$  — аппаратные коэффициенты, определяемые опытным путем с помощью базовых метрологических образцов плотности.

Первый член уравнения (17.7) имеет простой физический смысл — показывает, во сколько раз ослабился поток рассеянного излучения на пути, равном расстоянию между коллимационными отверстиями первого и второго детектора. Эта относительная величина, характеризующая плотность среды, в меньшей степени зависит от параметров промежуточного слоя, чем показания отдельных зондов. Коэффициент  $B$  выбирают таким образом, чтобы выполнялось условие  $\Delta_1\delta = K\Delta_2\delta$ , в связи с чем второй член выражения (17.7) обеспечивает дополнительную компенсацию влияния промежуточного слоя на результаты измерений.

**Диаграммы гамма-гамма-плотномеров** для однозондовых приборов по форме подобны диаграммам ГК. Определение границ пластов проводят по сходной методике. Точку записи относят к середине расстояния между источником и детектором. Обработка предполагает трансформацию путем введения поправок за ограниченную мощность и влияние интегрирующей цепи. В пластах с повышенной радиоактивностью вносят поправку за  $\gamma$ -фон.

Диаграммы двухзондовых приборов и методика их обработки обусловлены примененным алгоритмом.

**Задачи, решаемые с помощью гамма-гамма-плотнометрии:** выделение в разрезах скважин пород с различной плотностью; выделение и количественное определение содержания полезных ископаемых, плотность которых отличается от плотности вмещающих пород; определение коэффициента пористости.

Остановимся коротко на каждой из них.

Гамма-гамма-плотнометрия позволяет разделить горные породы, плотность которых различается более, чем на  $0,03 \div 0,05$  г/см<sup>3</sup>. Она однозначно выделяет каменные соли ( $\gamma = 2,2$  г/см<sup>3</sup>), ангидриты ( $\gamma = 2,9$  г/см<sup>3</sup>), в терригенном и карбонатном разрезах — коллекторы нефти и газа, отличающиеся пониженной плотностью (см. рис. 108).

С помощью гамма-гамма-плотнометрии можно определять глубину залегания, мощность и строение угольных пластов ( $\delta = 1,2 \div 1,8$  г/см<sup>3</sup>) (см. рис. 93 и 100). Ее применяют также для выделения полезных ископаемых, плотность которых отличается от плотности вмещающих пород. В первую очередь это касается марганцевых и хромитовых руд ( $\delta = 3,7 \div 4,5$  г/см<sup>3</sup>)

(см. рис. 151, *a*, *в*), колчеданных руд ( $\delta = 3,5 \div 4,5$  г/см<sup>3</sup>), бокситов ( $\delta = 3$  г/см<sup>3</sup>), флюоритов ( $\delta = 3$  г/см<sup>3</sup>), полиметаллических руд. Наличие корреляционной зависимости между зольностью углей и их плотностью, плотностью железистых кварцитов и содержанием в них железа позволяет применять ГГК-П для подсчета запасов.

Коэффициент пористости определяют по формуле:

$$k_{п} = (\delta_{тв} - \delta) / (\delta_{тв} - \delta_{в}),$$

полученной из выражения (17.26). Отличает ГГК-П одинаковая чувствительность к изменению пористости в области ее малых и больших значений. Его показания не зависят от глинистости пород, поскольку плотность глинистых минералов мало отличается от плотности кварца, доломита, кварцита.

**Оценка качества крепления скважин** с помощью ГГК-П основана на различии объемной плотности цементного камня ( $1,8 \div 1,9$  г/см<sup>3</sup>) и ПЖ или воды ( $1,0 \div 1,6$  г/см<sup>3</sup>). Предназначенные для этого приборы (гамма-гамма-цементомеры) позволяют исследовать распределение цемента в затрубном пространстве, оценивать качество цементного камня и эксцентриситет колонны. Обычно их объединяют с гамма-гамма-толщиномерами, предназначенными для оценки толщины стальной колонны.

Изучение распределения цемента по периметру затрубного пространства осуществляют, вращая коллимированный детектор вокруг оси прибора, или располагая несколько детекторов по его периметру. В последнем случае регистрируют несколько диаграмм. Их совокупность называют *цементограммой* (рис. 97, *б*), а диаграмму, полученную с помощью вращающегося индикатора, — *круговой цементограммой* (рис. 98, *а*). Круговую цементограмму, зарегистрированную при неподвижном приборе, называют *дефектограммой* (рис. 98, *в*). Поскольку колонна, как правило, располагается эксцентрично, дефектограммы имеют симметричную форму, близкую к синусоидальной. При наличии в цементном камне каналов и трещин на диаграмме появляются дополнительные максимумы, и симметрия нарушается (см. рис. 98, *в*) (интервал 420—450 м).

Зонд толщиномера располагают так, чтобы исключить влияние жестких  $\gamma$ -квантов и применяют в нем источник мягкого излучения (обычно <sup>170</sup>Tm). В связи с этим его показания зависят не только от плотности среды, но и от ее эффективного атомного номера, что наряду с хорошей коллимацией и малой длиной зонда ( $8 \div 10$  см), обеспечивает высокую чувствительность к изменению толщины колонны. Полученную диаграмму называют *толщинограммой* (рис. 98, *б*).

При интерпретации цементограмм оценивают величину  $I_{\gamma\text{max}}/I_{\gamma\text{min}}$  — отношение максимальных и минимальных показаний. Значительное расхождение диаграмм и, соответ-

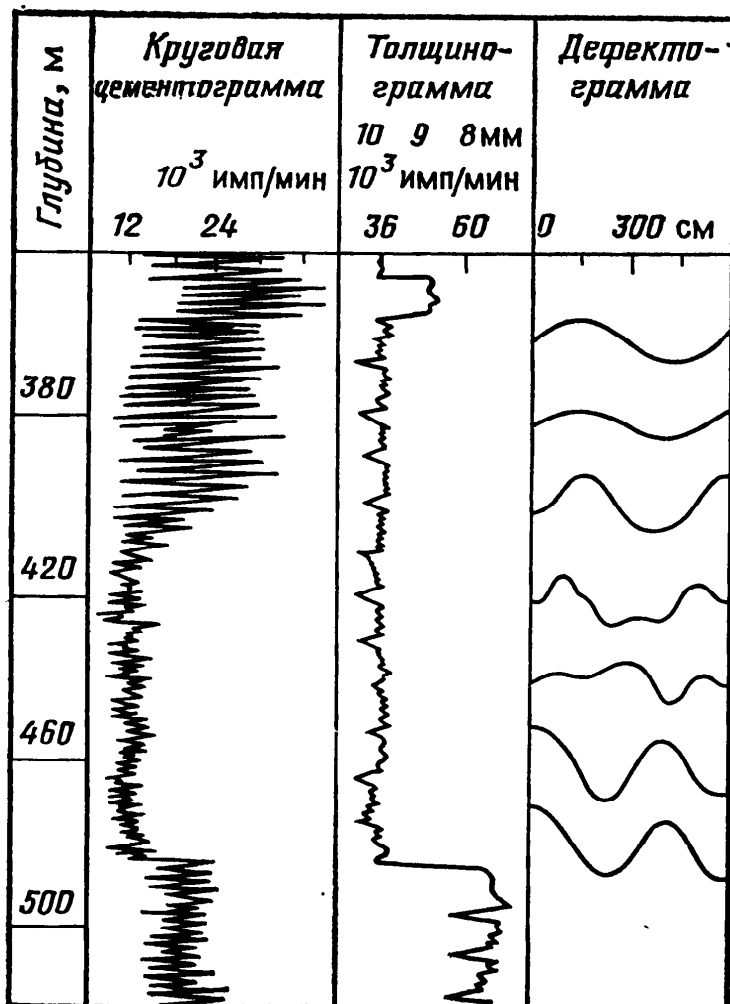
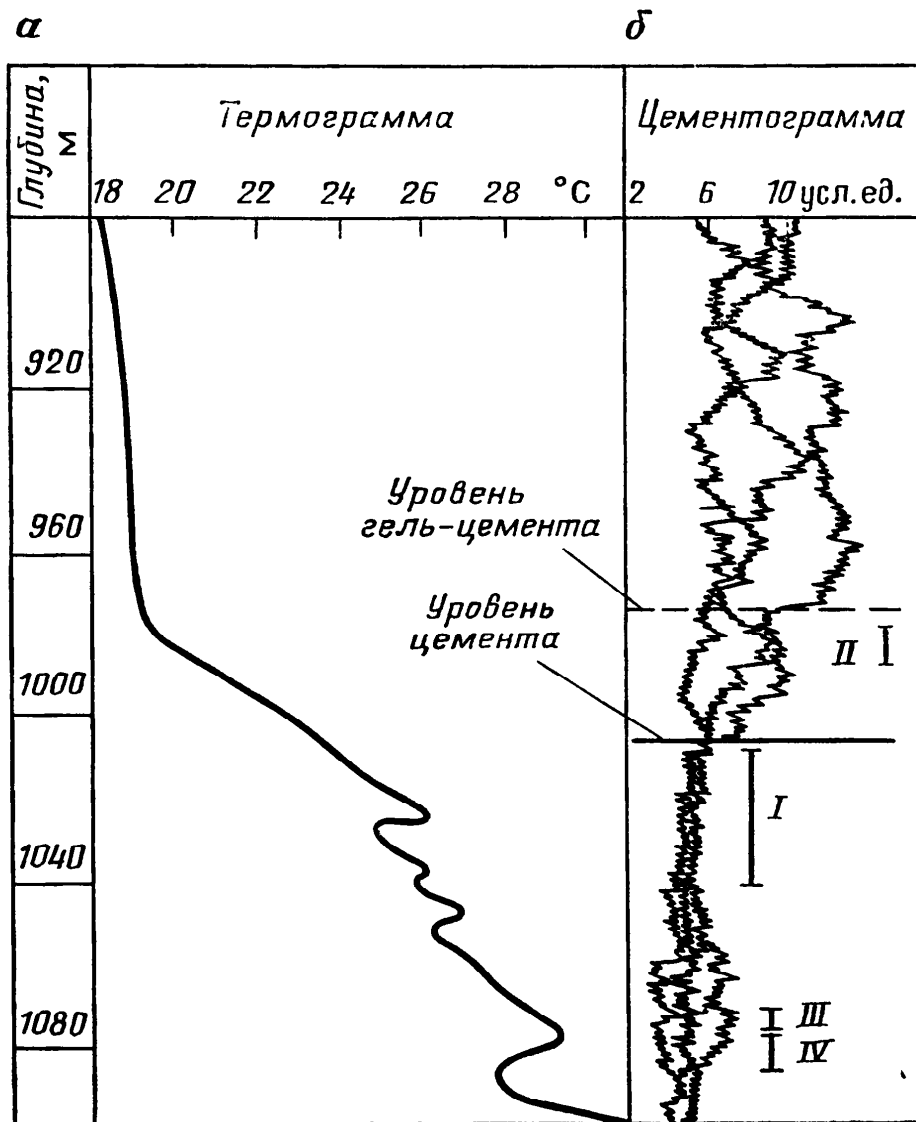


Рис. 97. Определение уровня подъема цемента по данным термометрии (а) и ГГК-П (б) (по Д. И. Дьяконову)

Рис. 98. Результаты изучения качества обсадки скважины (по Ю. А. Гулину)

ственно, большая величина указанного отношения, свидетельствуют об эксцентриситете колонны и неравномерном распределении цемента (интервалы *III*, *IV* на рис. 97, б). Существенное увеличение показаний свидетельствует об отсутствии цемента (участок выше 970 м на рис. 97, б). Промежуточное значение показаний характеризует зону гель-цемента — переход от цементного камня к промывочной жидкости (интервал *II* на рис. 97, б). Совпадение показаний свидетельствует о равномерном распределении цемента (интервал *I* на рис. 97, б). Комплексование цементометрии и толщинометрии повышает эффективность интерпретации. Так, при отсутствии толщинограммы интервал ниже 485 м на рис. 98 можно ошибочно отнести к плохо зацементированным.

## § 2. Селективный ГГК

Селективный гамма-гамма-каротаж (ГГК-С) предназначен для изучения вещественного состава пород и руд.

Энергия  $\gamma$ -квантов, регистрируемых при ГГК-С, лежит в области преобладания фотоэффекта. Зависимость показаний от свойств однородной безграничной среды в этом случае можно приближенно описать выражением (17.3). Однако в области фотоэффекта величина  $L_\gamma$  зависит в первую очередь от эффективного атомного номера  $Z_{эф}$  (рис. 99). С уменьшением  $E_\gamma$  величина  $I_{\gamma\gammaс}$  снижается настолько, что точность исследований падает. Поэтому для каждого интервала  $Z_{эф}$  существует оптимальный диапазон рабочих энергий. Однако, как правило, в ГГК-С применяют источники сравнительно мягкого излучения  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{170}\text{Tm}$ . Их энергии лежат в диапазоне от десятков до сотен килоэлектронвольт. Развивается и другой подход, в соответствии с которым применяют источники жесткого излучения, а регистрацию мягкой компоненты обеспечивают спектрометрическим путем.

Зонды ГГК-С и ГГК-П конструктивно подобны. Зависимость регистрируемой скорости счета при ГГК-С монотонно ниспадающая, а при ГГК-П имеет восходящую и нисходящую ветви. Поэтому, применяя при ГГК-С двухзондовые приборы, соединяющие доинверсионный и заинверсионный зонды, можно путем обработки показаний исключить влияние плотности. Одновременно снижается влияние промежуточного слоя.

Оценка эффективного атомного номера с помощью ГГК-С позволяет различать породы по вещественному составу. В принципе, одновременно с  $Z_{эф}$  в той же мере меняется и плотность, которую можно измерить с помощью ГГК-П. Однако в соотношении (13.17) для макроскопического сечения фотоэффекта  $\delta$  входит в первой степени, а  $Z$  — в третьей-четвер-

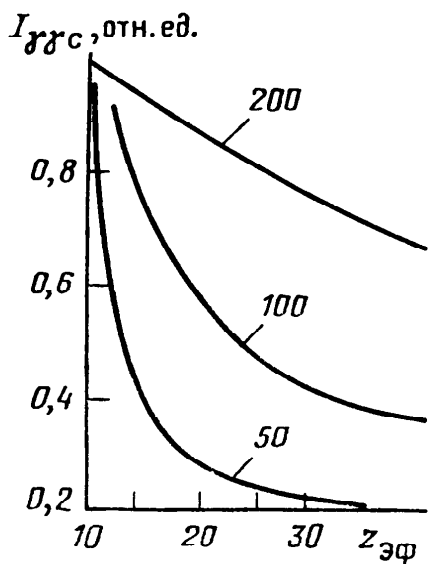


Рис. 99. Зависимость показаний ГГК-С от эффективного атомного номера среды при различной энергии регистрируемого излучения [6].

Шифр кривых —  $E_\gamma$ , кэВ

Рис. 100. Выделение угольных пластов, изучение их строения и зольности методами ГГК (по В. Я. Бардовскому).

Зольность: I — по каротажу, II — по керну; породы: 1 — бурый уголь, 2 — высокозольный бурый уголь, 3 — глина, 4 — песок, 5 — песчаник

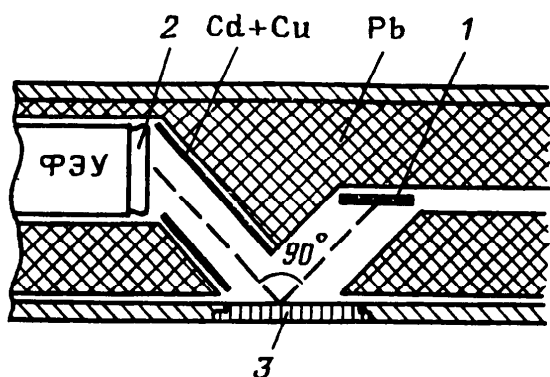
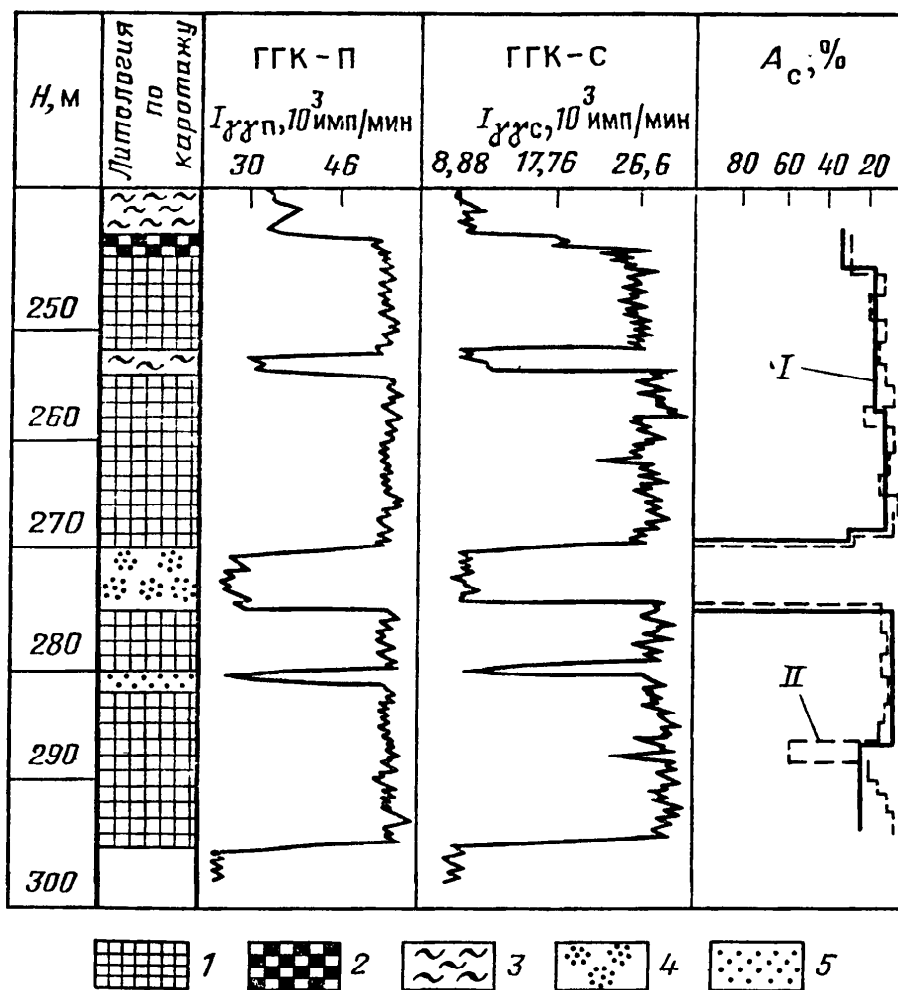


Рис. 101. Схема зонда РРК [6]:

1 — источник  $\gamma$ -излучения; 2 — детектор; 3 — бериллиевое окно

той. Поэтому чувствительность ГГК-С к составу пород значительно выше, чем к их плотности. Выигрыш в чувствительности тем больше, чем выше  $Z$  определяемого элемента. Так, при невысоком содержании ртути плотность и соответственно показания ГГК-П меняются незначительно, в то время как на диаграммах ГГК-С возникают четкие аномалии. На том же принципе основана оценка содержания Са в нефтегазовых коллекторах ( $Z_{Ca}=20$ ,  $Z_{Al}=13$ ,  $Z_{Si}=14$ ), а также изучение строения угольных пластов и определение зольности  $A_c$  углей и горючих сланцев, для которых  $Z_{эф} \approx 7$  (рис. 100).

Существенный недостаток метода — трудность разделения различных элементов. Поэтому по ГГК-С оценивают в основном их валовое содержание.

Развивается микромодификация с  $l_z=5$  см, позволяющая выделять прослой мощностью 3 см и выше. Высокой эффективностью обладает аппаратура, в которой при одном источнике жесткого излучения реализуются обе модификации ГГК — селективная и плотностная. Разделение  $\gamma$ -квантов низкой и высокой энергии осуществляют спектрометрическим путем. Исследования показывают, что логарифм отношения скоростей счета мягкой и жесткой компонент однозначно связан с содержанием тяжелого элемента.

Вид диаграмм ГГК-С и ГГК-П обусловлен статистическим характером изучаемого процесса и наличием в измерительном канале инерционного звена — интегрирующей цепи. Обработка диаграмм в этой связи ведется аналогичным образом.

С успехом используют ГГК-С при поисках и разведке месторождений свинца, ртути, сурьмы, железа, каменных углей и горючих сланцев. На нефтегазовых месторождениях его применяют с целью оценки степени кальцитизации отложений.

## Глава 18

### РЕНТГЕНРАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ КАРОТАЖ

Метод ГИС, основанный на возбуждении и регистрации характеристического рентгеновского излучения элементов, входящих в состав горных пород, называют рентгенорадиометрическим каротажем (РРК).

#### § 1. Физические основы РРК

При РРК горные породы облучают  $\gamma$ -квантами сравнительно низких энергий, для которых велика вероятность фотоэффекта. Возникающее при их поглощении характеристическое рентге-

новское излучение регистрируют с помощью спектрометрической аппаратуры. Фотопики, соответствующие  $K$ -,  $L$ -линиям отдельных элементов, используют для идентификации этих элементов и оценки их содержания (см. гл. 13, § 2).

Поскольку рентгеновское излучение относится к мягкой части спектра и интенсивно поглощается горными породами, глубинность метода составляет несколько миллиметров. Поэтому при РРК применяют зонды, использующие геометрию «прямой видимости»: детектор регистрирует вторичное  $\gamma$ -излучение с того участка поверхности пород, который облучается пучком первичных  $\gamma$ -квантов (рис. 101). В скважинах, заполненных жидкостью, необходимы коллимация первичного и вторичного пучков  $\gamma$ -квантов и прижатие прибора. Для подавления характеристического излучения экранов, стенки коллимационных каналов датчика покрывают слоем металла с относительно малым атомным номером. Коллимационное окно герметизируют тонкой пластиной из прочного металла с малым  $Z$ . Обычно используют бериллий.

Заметное влияние на показания РРК оказывает атомный номер  $Z$  вмещающей породы (наполнителя). Поэтому для учета влияния наполнителя в аппаратуре РРК предусмотрена регистрация рассеянной компоненты первичного  $\gamma$ -излучения и соответствующее вычислительное устройство. Остальные узлы сходны с применяемыми в аппаратуре ГК и ГГК.

Для выяснения основных закономерностей РРК воспользуемся приближением однократного рассеяния, т. е. рассмотрим лишь те кванты, которые достигли детектора после единичного взаимодействия в породе. Такой подход допустим на небольших расстояниях, характерных для РРК.

Определим плотность потока вторичного излучения для случая точечного изотропного моноэнергетического источника активностью  $Q$  и точечного детектора  $A$  [23].

Плотность потока рентгеновских квантов, образовавшихся в элементарном объеме  $dV$  и достигших единичной площадки вокруг  $A$

$$d\Phi_{\gamma x} = QP_1P_2dV, \quad (18.1)$$

где  $P_1$  — вероятность попадания первичного  $\gamma$ -кванта в объем  $dV$  и поглощения в нем с излучением рентгеновского кванта в направлении  $A$ ;  $P_2$  — вероятность достижения рентгеновским ( $x$ ) квантом детектора.

Вероятность  $P_1$  для одиночного  $\gamma$ -кванта (т. е. при  $Q=1$ ) определим по формуле, аналогичной (14.8а):

$$P_1 = K_{\sigma} \delta \exp(-\mu_j \delta r_1) / 4\pi r_1^2,$$

где  $\mu_j$  — массовый коэффициент ослабления первичного излучения;  $K_{\sigma}$  — массовый коэффициент преобразования первичного



излучения во вторичное, учитывающий вероятность образования в единице массы вещества рентгеновского кванта и его излучения в направлении детектора  $A$ ;  $r_1$  — расстояние от источника до объема  $dV$ ;  $\delta$  — плотность вещества.

Если бы вылет рентгеновского кванта из объема  $dV$  во всех направлениях был равновероятен, то

$$P_2 = \exp(-\mu_\sigma \delta r_2) / 4\pi r_2^2,$$

где  $\mu_\sigma$  — массовый коэффициент ослабления вторичного излучения;  $r_2$  — расстояние от объема  $dV$  до детектора. Но распределение рентгеновских квантов неизотропно. Поэтому коэффициент  $1/4\pi$  следовало бы заменить множителем  $P(\Omega)$ , равным вероятности попадания кванта в телесный угол  $d\Omega$ , опирающийся на единичную площадку вокруг детектора  $A$ . Однако из определения коэффициента  $K_\sigma$  следует, что множитель  $P(\Omega)$  уже учтен.

Таким образом, в соответствии с выражением (18.1)

$$d\Phi_{\gamma x} = [QK_\sigma \delta / (4\pi r_1^2 r_2^2)] \exp(-\mu_j \delta r_1 - \mu_\sigma \delta r_2) dV. \quad (18.2)$$

Суммарная плотность потока вторичного излучения равна интегралу от выражения (18.2) по всему объему:

$$\Phi_{\gamma x} = \frac{Q}{4\pi} \int_V \frac{\delta K_\sigma}{r_1^2 r_2^2} \exp(-\mu_j \delta r_1 - \mu_\sigma \delta r_2) dV. \quad (18.3)$$

Интеграл (18.3) через элементарные функции не выражается, а его численное интегрирование осложняется большим числом параметров, определяющих поле вторичного излучения. К ним относятся плотность и эффективный атомный номер исследуемой среды, энергия первичного излучения, коэффициент преобразования  $K_\sigma$ , являющийся функцией угла  $d\Omega$  и др. В этой связи созданы приближенные методы вычисления интеграла (18.3), основанные на допущениях, учитывающих условия измерений.

Нетрудно убедиться, что плотность потока  $\Phi_{\gamma\gamma}$  вторичных  $\gamma$ -квантов, возникших в результате рассеяния и попавших в детектор, т. е. плотность комптоновского излучения, также можно рассчитать по формуле (18.3), воспользовавшись коэффициентами, характеризующими комптоновское рассеяние. Сходство выражений для  $\Phi_{\gamma x}$  и  $\Phi_{\gamma\gamma}$  позволяет учитывать влияние наполнителя с помощью метода спектральных отношений.

Практическая реализация этого метода состоит в том, что с помощью спектрометра и схемы деления регистрируют отношение  $\hat{\eta}$  скоростей счета в двух участках энергетического спектра вторичного излучения, соответствующих его рентгеновской и рассеянной компонентам. Полученная величина в значительной степени свободна от влияния наполнителя.

## § 2. Применение РРК

Элементы, определяемые с помощью РРК, можно разбить на три группы. К первой относят элементы с большими атомными номерами, ко второй — со средними, в третью группу входят элементы с  $Z \leq 33$  (табл. 4).

Элементы первой группы определяют, используя метод спектральных отношений (см. гл. 18, § 1). Параметр  $\hat{\eta}$  рассчитывают по формуле:

$$\hat{\eta} = (I_{\gamma x} + I'_{\gamma\gamma})/I_{\gamma\gamma},$$

где  $I_{\gamma x}$ ,  $I'_{\gamma\gamma}$  — скорости счета соответственно рентгеновских и рассеянных квантов в энергетическом окне, предназначенном для регистрации рентгеновского излучения;  $I_{\gamma\gamma}$  — скорость счета рассеянных квантов в энергетическом окне, предназначенном для регистрации комптоновского излучения.

Если содержание  $q$  определяемого тяжелого элемента равно нулю, рентгеновское излучение практически отсутствует и  $I'_{\gamma\gamma}/I_{\gamma\gamma} = \hat{\eta}_0$ . Если же  $q \neq 0$ , то

$$\hat{\eta} = \hat{\eta}_0 + K'q,$$

где  $K' = \mu_{\gamma x}/\mu_{\gamma\gamma}$  — коэффициент, пропорциональный отношению массовых коэффициентов ослабления рассеянного и рентгеновского излучений.

Энергетическое окно регистрации  $I_{\gamma\gamma}$  подбирают так, чтобы выполнялось условие  $\mu_{\gamma x} \approx \mu_{\gamma\gamma}$ . Тогда

$$\Delta\hat{\eta} = \hat{\eta} - \hat{\eta}_0 \approx q.$$

Таким образом, приращение  $\Delta\hat{\eta}$  пропорционально содержа-

Таблица 4. Элементы, определяемые с помощью РРК, и пределы их обнаружения

Группа	Элемент	Атомный номер	Пределы обнаружения, %	Группа	Элемент	Атомный номер	Пределы обнаружения, %
I	Bi	83	0,1—0,2	II	Ag	47	0,05—0,1
	Pb	82	0,1—0,2		Mo	42	0,03—0,05
	Hg	80	0,1—0,2		Nb	41	0,03—0,05
	W	74	0,1—0,2		Zr	40	0,03—0,05
Sr					38	0,03—0,05	
II	Ce	58	0,1—0,2	III	As	33	0,05
	Ba	56	0,1—0,2		Zn	30	0,1—0,3
	Sb	51	0,05—0,1		Cu	29	0,1—0,3
	Sn	50	0,05—0,1		Ni	28	0,1—0,3
	Cd	48	0,05—0,1				

нию определяемого элемента и практически не зависит от вещественного состава пород.

При определении элементов второй группы задача усложняется, так как энергия рентгеновского излучения снижается. Влияние наполнителя устраняют, применяя способ двух пучков, который реализуют с помощью двух источников разной энергии. Энергетическое окно для регистрации  $I_{\gamma\gamma}$  подбирают таким образом, чтобы при изменении  $Z$  наполнителя  $I_{\gamma\gamma}$  и  $I_{\gamma x}$  изменялись синхронно.

• Наибольшие трудности возникают при определении элементов с  $Z \leq 33$ : во-первых, по мере уменьшения  $Z$  фотопики характеристических спектров различных элементов все больше сближаются, во-вторых, в этой области лежат линии  $L$ -серий тяжелых элементов. В результате энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов оказывается недостаточным, что вызывает необходимость перехода на газонаполненные пропорциональные счетчики, разрешающая способность которых примерно в 3,5 раза выше. Вместе с тем эффективность газонаполненных счетчиков существенно ниже, что приводит к резкому снижению регистрируемых скоростей счета. Скорости счета падают и из-за значительного поглощения низкоэнергетических квантов в породе. Сходная ситуация возникает при изучении полиметаллических руд, где существует задача разделения элементов с близкими атомными номерами, например, серебра и кадмия, никеля и железа.

Положительные результаты в этих условиях получают, применяя селективные фильтры. Пару таких фильтров подбирают так, чтобы  $K$ -край материала одного из них был несколько выше, а второго — несколько ниже  $K$ -края определяемого элемента. Фильтры действуют как пара дискриминаторов спектрометра: первый пропускает, а второй поглощает излучение, соответствующее  $K$ -линии определяемого элемента. По разности отсчетов в двух каналах выделяют излучение весьма узкого энергетического диапазона.

Все большее применение РРК находит на различных стадиях горно-геологического процесса. Его основное достоинство — возможность аналитических определений многих рудных элементов непосредственно в скважине. Достижимые пределы обнаружения достаточны для оконтуривания рудных зон, опробования и определения подсчетных параметров на этапах разведки и эксплуатации (см. табл. 4).

На нефтегазовых месторождениях РРК практически не применяют по трем причинам: предельное давление для бериллиевых окон не превышает  $20 \div 30$  МПа; атомные номера основных породообразующих элементов малы; толщина возникающей в коллекторах глинистой корки как правило превосходит глубину метода.

Метод ГИС, основанный на облучении горных пород стационарным потоком быстрых нейтронов и регистрации тепловых нейтронов, надтепловых нейтронов или  $\gamma$ -квантов радиационного захвата называют нейтронным каротажем (НК).

### § 1. Модификации НК

Существует нейтрон-нейтронный каротаж по надтепловым нейтронам (ННК-НТ), нейтрон-нейтронный каротаж по тепловым нейтронам (ННК-Т), интегральный нейтронный гамма-каротаж (НГК) и спектрометрический нейтронный гамма-каротаж (СНГК).

Скважинные приборы нейтронных методов приблизительно аналогичны (рис. 102). В общем случае они содержат: хвостовик 1 с ампульным источником быстрых нейтронов 2 (при перевозке и хранении хвостовик с источником помещают в защитный контейнер); исключающие прямое облучение детектора экран-замедлитель 3 из водородсодержащего материала и экран-поглотитель 4 из свинца; детектор 5 нейтронов или  $\gamma$ -квантов; детектор 6  $\gamma$ -квантов естественного излучения; электронную схему 7. Таким образом, приборы предназначены для одновременного проведения НК и ГК.

Модификация НК зависит главным образом от типа детектора и окружающих его фильтров (см. гл. 15). В измерительных установках ННК-Т применяют гелиевые, реже сцинтилляционные счетчики. Регистрируемая скорость счета обусловлена в основном потоком тепловых нейтронов. В измерительных установках ННК-НТ счетчики окружают кадмиевыми фильтрами, поглощающими тепловые нейтроны. В аппаратуре НГК применяют сцинтилляционные, реже газонаполненные детекторы  $\gamma$ -квантов, в спектрометрической аппаратуре СНГК — высококачественные пропорциональные сцинтилляционные детекторы. В некоторых случаях применяют полупроводниковые детекторы (ППД), обеспечивающие значительно более высокое энергетическое разрешение. Однако ППД требуют охлаждения, что существенно усложняет конструкцию приборов и технологию проведения измерений.

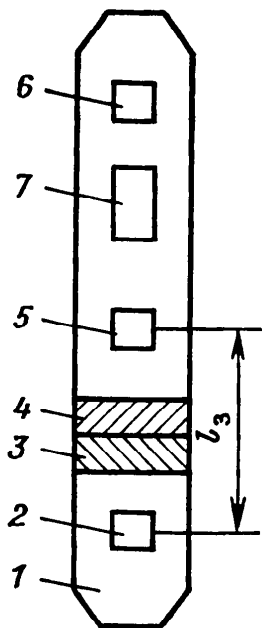


Рис. 102. Блок-схема прибора нейтронного каротажа

Существуют свободные, центрированные и прижимные приборы НК, а также приборы, в которых детекторы располагают на вынос-

ном прижимном устройстве (компенсированный НК). Получили распространение многозондовые системы.

Важным параметром аппаратуры НК является длина зонда  $l_3$  — расстояние от середины источника до середины детектора (для многозондовых приборов — до начала детектора). Детектор  $\gamma$ -квантов естественного происхождения располагают на таком расстоянии от источника, чтобы на него не влияло гамма-излучение радиационного захвата (ГИРЗ).

## §.2. Петрофизические основы НК

Показания нейтронных методов зависят от замедляющих, поглощающих и излучающих свойств породы. Рассмотрим параметры, обуславливающие эти свойства.

**Длина замедления нейтронов  $L_s$**  определяется формулой (14.33а). На рис. 103 показаны результаты расчетов  $L_s$  методом Монте-Карло. Видно, что длина замедления определяется коэффициентом пористости пород, т. е. связана с их водородсодержанием; влияние литологии существенно меньше. Для большинства породообразующих минералов, не содержащих кристаллизационной воды, различия в значениях  $L_s$  незначительны. При этом они обусловлены не только разными замедляющими свойствами элементов, входящих в минералы, но и различием плотностей.

В горных породах, поры которых насыщены водой, нефтью и газом, общее содержание водорода оценивают водородным индексом (ВИ), который равен отношению объемной концентрации водорода в данной среде к его концентрации в пресной воде при нормальных условиях. Этот параметр именуют также эквивалентной влажностью  $\omega$ . Для пресной воды эквивалентная влажность  $\omega_B = 1$ . Для нефтей  $\omega_H \approx \omega_B = 1$ .

Для чистых, не содержащих химически связанной воды пород, насыщенных водой и нефтью с водой,

$$\omega_{HP} \approx \omega_{BP} = k_P \omega_B = k_P, \quad (19.1a)$$

т. е. ВИ таких пород равен их пористости. Для газа  $\omega_G < \omega_B \approx \omega_H$ . Поэтому  $L_s$  в газонасыщенных коллекторах при прочих равных условиях больше, чем в водонефтенасыщенных.

Для газонасыщенного пласта

$$\omega_{GПл} = (1 - k_G) k_P \omega_B + k_G k_P \omega_G = k_P - k_G k_P (1 - \omega_G). \quad (19.16)$$

Длина замедления нейтронов, кроме водородсодержания, плотности и химического состава зависит в некоторой степени от температуры и давления, влияющих на плотность компонент, а также в еще меньшей мере от структуры породы.

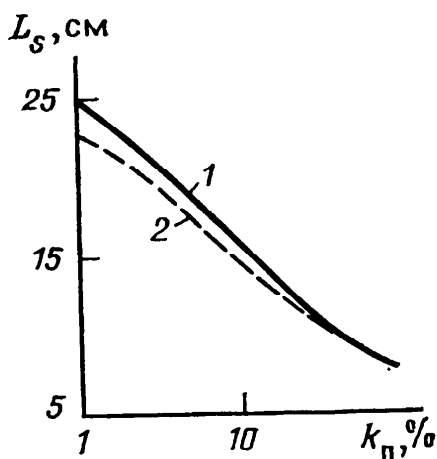


Рис. 103. Зависимость длины замедления нейтронов от коэффициента пористости в кварцевых песчаниках (1) и известняках (2) для источника Po-Be (по Ю. А. Гулину, Ф. Х. Еникеевой, Б. К. Журавлеву)

**Среднее время жизни тепловых нейтронов  $\tau$**  определено формулой (14.17). С увеличением содержания элементов с высоким сечением поглощения  $\tau$  снижается. Аномально низкие значения  $\tau$  характерны для хлоридов, низкие — для минералов железа, сульфатов, калиевых полевых шпатов, калий- и железосодержащих глинистых минералов, а также минералов, содержащих В, Hg, Li, Au, Mn, Cd, редкие земли. Аномальным поглотителем является хлор, а следовательно и пластовые воды нефтегазовых месторождений, которые, как правило, отличаются высоким хлорсодержанием. Для нефтегазонасыщенных пород  $\tau$  выше, чем для пород, насыщенных соленой водой.

**Коэффициент диффузии тепловых нейтронов  $D$**  определен формулой (14.14). Являясь функцией обратной макроскопическому сечению рассеяния  $\Sigma_s$ ,  $D$  зависит в первую очередь от водородсодержания среды, уменьшаясь по мере его роста.

**Длина диффузии тепловых нейтронов —  $L_d$**  определена формулой (14.24). Будучи функцией  $D$  и  $\tau$  величина  $L_d$  зависит как от замедляющих, так и от поглощающих свойств среды. С ростом содержания водорода и числа элементов с высоким сечением поглощения величина  $L_d$  снижается.

**Излучающая способность горных пород  $\nu$**  представляет собой среднее число  $\gamma$ -квантов, образующихся при радиационном захвате одного нейтрона (табл. 5).

**Параметры миграции — суммарная длина миграции тепловых нейтронов  $L_n$**  в процессе их замедления и диффузии и суммар-

Т а б л и ц а 5. Характеристики излучающей способности некоторых элементов

Элемент-излучатель	$\nu$	$E_\gamma$ , МэВ	Элемент-излучатель	$\nu$	$E_\gamma$ , МэВ	Элемент-излучатель	$\nu$	$E_\gamma$ , МэВ
H	1	2,23	Al	1,7	4,2	Ca	2,7	3,0
C	1,3	4,9	Cl	2,3	3,6	Fe	1,7	4,5

ная длина миграции нейтронов и гамма-излучения радиационного захвата  $L_{n\gamma}$  определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} L_n &= (L_s^2 + L_d^2)^{1/2}; \\ L_{n\gamma} &= (L_s^2 + L_d^2 + L_\gamma^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (19.2)$$

где  $L_\gamma$  — длина переноса  $\gamma$ -квантов радиационного захвата.

Основной фактор, влияющий на величины  $L_n$  и  $L_{n\gamma}$  — водородсодержание среды. Плотность и содержание поглотителей влияют на них в меньшей степени.

Величину

$$\alpha = 1/L_n, \quad (19.3)$$

называют пространственным декрементом затухания плотности тепловых нейтронов.

### § 3. Результаты решения прямых задач НК

Аналитическим путем прямые задачи НК решены лишь для однородной среды. Для реальных условий соответствующие пространственные распределения найдены методами натурального или численного моделирования [6].

**Распределение надтепловых нейтронов в однородной среде** на небольших расстояниях от источника удовлетворяет уравнению (14.36а), а на больших — (14.37). Результирующее распределение можно получить, «сшивая» функции вида (14.36а) и (14.37) (см. гл. 14, § 2).

Формулы (14.36а) и (14.37) характеризуют распределение плотности замедления  $q_s$  надтепловых нейтронов. Практический интерес представляют распределения плотности надтепловых нейтронов  $\hat{n}_{нт}$  или плотности их потока  $\Phi_{нт}$ . Однако в однородной среде эти распределения совпадают с точностью до постоянных величин. Действительно, согласно формуле (14.31)  $q_s = \Phi_{нт}$ . В свою очередь  $\Phi_{нт} = n_{нт} v_{ср}$ , где  $v_{ср}$  — средняя скорость надтепловых нейтронов.

Результаты экспериментов показывают, что для водородсодержащих сред распределение надтепловых нейтронов можно аппроксимировать одним выражением вида

$$\hat{n}_{нт} = Q\eta \exp(-r/L_s) / 4\pi L_s^2 \chi v_{ср} r. \quad (19.4)$$

Типичные графики пространственного распределения плотности надтепловых нейтронов при точечном источнике быстрых нейтронов показаны на рис. 104, а.

**Распределение тепловых нейтронов в однородной среде**

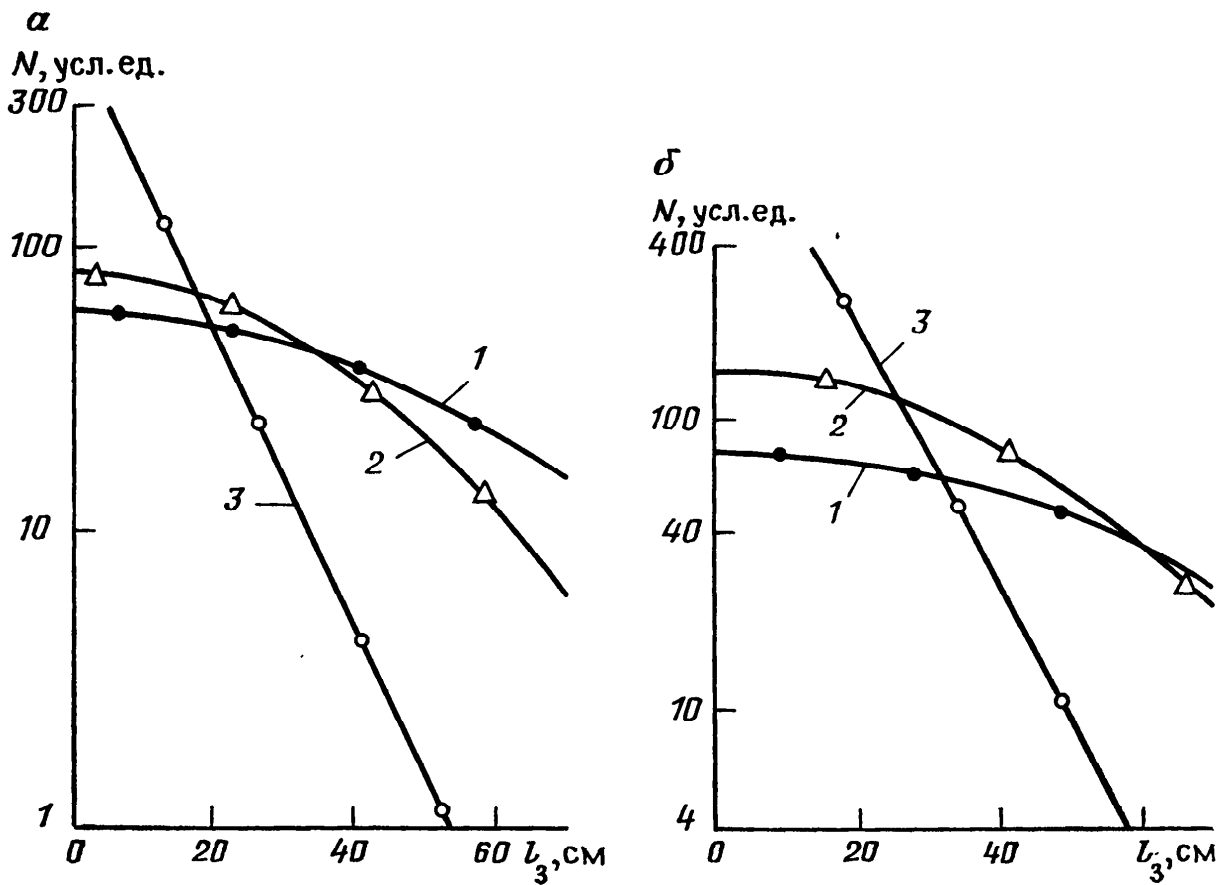


Рис. 104. Пространственное распределение плотности надтепловых (а) и тепловых (б) нейтронов в песке, насыщенном пресной водой (по С. А. Кантору):

1—3 — расчетные графики и точки, полученные экспериментально, для песка с объемной водонасыщенностью, равной соответственно 3, 7, 35 %

в первом приближении подчиняется выражению (14.39б), если в нем длину замедления  $L_s$  заменить длиной миграции  $L_n$ :

$$\hat{\eta}_T = Q\tau\eta \exp(-r/L_n) / 4\pi L_n^2 r. \quad (19.5)$$

Графики соответствующего распределения показаны на рис. 104, б.

Распределение плотности ГИРЗ для однородной среды дает решение уравнения (14.39г). Однако, как показывают результаты экспериментов, и оно с приемлемой точностью может быть выражено уравнением, аналогичным (19.4) и (19.5):

$$\hat{\eta}_\gamma = Q\tau_\gamma v\eta \exp(-r/L_{n\gamma}) / 4\pi L_{n\gamma}^2 r. \quad (19.6)$$

Анализ соотношений (19.4)—(19.6) показывает, что вид всех трех распределений сходен. Количественные различия обусловлены значениями величин  $1/k$ ,  $\tau$ ,  $\tau_\gamma v$  и  $L_s$ ,  $L_n$ ,  $L_{n\gamma}$ .

Изменения  $1/k$  как и  $L_s$  связаны с водородсодержанием среды. Поэтому показания НК-НТ в однородной среде при данной длине зонда определяются водородсодержанием. Длины миграции  $L_n$  и  $L_{n\gamma}$ , фигурирующие в распределениях для НК-Т и ГИРЗ, зависят от водородсодержания и в мень-



шей степени — от концентрации поглотителей. Содержанием и свойствами поглотителей обусловлены и величины  $\tau$  и  $\tau_{\gamma\nu}$ . Время жизни тепловых нейтронов  $\tau$  при увеличении концентрации поглотителей падает. Соответственно снижаются и показания ННК-Т. Величина произведения  $\tau_{\gamma\nu}$  в зависимости от значения  $\nu$  с ростом концентрации поглотителей может как расти, так и снижаться. В осадочных породах изменения  $\tau$  и  $\tau_{\gamma\nu}$  при постоянном водородсодержании обычно обусловлены изменением содержания хлора, обладающего большими значениями  $\Sigma_a$  и  $\nu$ , поэтому в однородной среде рост хлорсодержания приводит к сильному снижению показаний ННК-Т и резкому повышению показаний НГК (в скважинной геометрии, как будет показано ниже, этот эффект выражен значительно слабее). В то же время увеличение содержания бора, обладающего высоким сечением поглощения, но низкой излучающей способностью, приводит к снижению показаний как ННК-Т, так и НГК. Еще один фактор, существенно влияющий на показания НГК — плотность горных пород, рост которой приводит к ослаблению ГИРЗ.

Таким образом, если объектом исследований является только водородсодержание (пористость), ННК-НТ обладает определенными преимуществами перед ННК-Т и НГК, показания которых осложнены влиянием поглотителей. Если же объект исследования — руды, отличающиеся повышенным сечением поглощения, метод ННК-НТ неприменим.

В однородной среде кривые зависимостей показаний ННК-НТ и ННК-Т от длины зонда для различных ВИ (коэффициентов пористости) пересекаются в некоторой области, называемой областью инверсии (см. рис. 104). Инверсионный характер имеют и показания НГК. При длинах зондов, не достигающих области инверсии (*доинверсионные зонды*), показания при увеличении водородсодержания растут (кривая 1 проходит ниже других). При длинах зондов, совпадающих с областью инверсии (*инверсионные зонды*), показания мало зависят от водородсодержания. Зонды, длины которых превышают расстояние до области инверсии, называют *заинверсионными*. Поскольку габариты детекторов и экранов велики, реализовать доинверсионные зонды, как правило, нельзя, и на практике применяют заинверсионные зонды. При увеличении водородсодержания их показания снижаются. Поэтому среды с большой концентрацией замедлителей, например глины, а также пористые нефтеносные и водоносные пласты, проявляются на диаграммах ННК-НТ, ННК-Т и НГК пониженными показаниями, а пласты плотные, низкопористые — повышенными.

При поисках руд металлов, обладающих высоким сечением поглощения, изменение пористости и соответственно водород-

содержания является помехой. В этих случаях целесообразно применение инверсионных зондов.

На больших расстояниях от источников (в заинверсионной области) роль экспоненциальных членов в выражениях (19.4) — (19.6) возрастает, в связи с чем растет крутизна спада кривых распределений, а вместе с ней и чувствительность методов к водородсодержанию. Поэтому детекторы однозондовых приборов располагают на больших расстояниях от источников. При этом, однако, падают абсолютные значения скоростей счета и растут статистические погрешности.

Различия в показателях экспонент формул (19.4) — (19.6) обуславливают и различия соответствующих распределений, которые особенно заметны в заинверсионной области. Поскольку  $L_{n\gamma} > L_n > L_s$ , кривая распределения  $\hat{\eta}_{n\gamma}$  для больших расстояний от источника проходит выше, чем кривая  $\hat{n}_{n\tau}$ , которая в свою очередь располагается выше, чем кривая  $\hat{n}_{nHT}$ . Поэтому на одинаковом расстоянии от детектора скорости счета  $I_{n\gamma} > I_{n\tau} > I_{nHT}$ . В результате зонды НГК можно сделать длиннее, чем зонды НК-Т, а зонды НК-Т длиннее, чем зонды НК-НТ. В случае применения Ро-Ве-источника зонды НГК имеют длину 50 ÷ 70 см, зонды НК-Т — 40 ÷ 50 см, зонды НК-НТ — 40 см.

Влияние литологии на показания методов НК в отсутствии аномальных поглотителей существенно ниже, чем влияние пористости.

**Пространственное распределение надтепловых нейтронов в системе скважина — пласт** изучено с помощью методов Монте-Карло и натурального моделирования. Поскольку ВИ заполненной промывочной жидкостью скважины много больше ВИ пласта, при малых расстояниях  $z$  от источника плотность надтепловых нейтронов в скважине больше, а при больших — меньше, чем в пласте (рис. 105, а). Поэтому при малых  $z$  градиент потока надтепловых нейтронов направлен из скважины в пласт, и параметры пласта практически не влияют на характер распределения. Графики плотности потока при малых  $z$  по форме близки к таковым в однородной среде с параметрами ПЖ. При больших  $z$  градиент потока направлен из пласта в скважину, и распределение плотности потока зависит в основном от параметров пласта. В этой связи и инверсия показаний, возникающая в однородной среде при изменении пористости, в скважинной геометрии для централизованного прибора не наблюдается — при увеличении  $k_{\text{п}}$  показания на всех зондах снижаются. Соответственно при больших  $z$  графики выполаживаются (что соответствует меньшему ВИ) и приближаются по наклону к распределению в однородном пласте (рис. 105, б).

**Пространственное распределение тепловых нейтронов в си-**

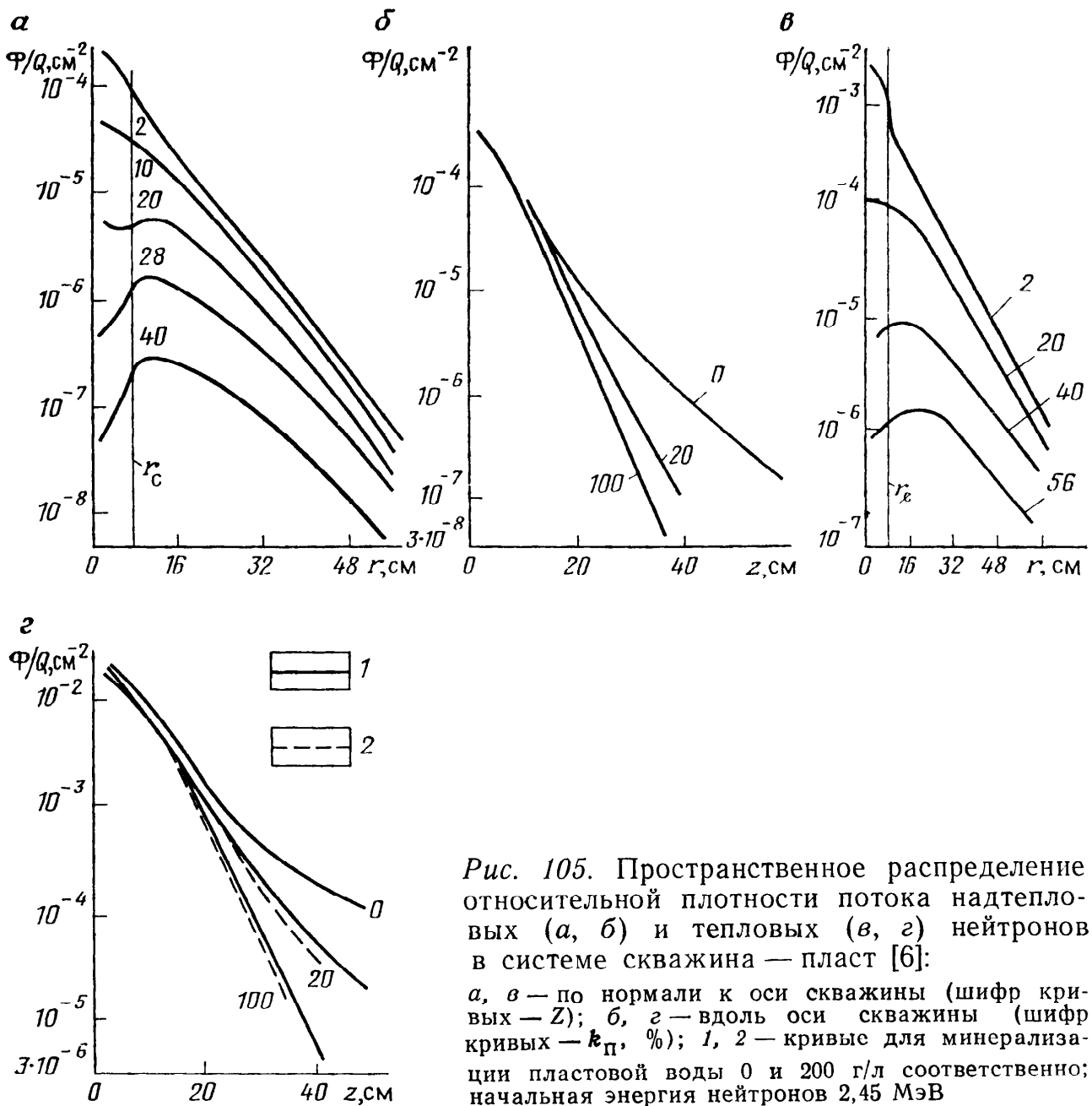


Рис. 105. Пространственное распределение относительной плотности потока надтепловых (а, б) и тепловых (в, г) нейтронов в системе скважина — пласт [6]:

а, в — по нормали к оси скважины (шифр кривых —  $Z$ ); б, г — вдоль оси скважины (шифр кривых —  $k_{\text{пл}}$ , %); 1, 2 — кривые для минерализации пластовой воды 0 и 200 г/л соответственно; начальная энергия нейтронов 2,45 МэВ

стеме скважина — пласт подчиняется, в принципе, тем же закономерностям и в отсутствии аномальных поглотителей подобно распределению надтепловых нейтронов (рис. 105, в, г). Однако, как и для однородной среды, оно имеет бóльшую дисперсию за счет превышения  $L_n$  над  $L_s$ .

В присутствии поглотителей плотность тепловых нейтронов на расстоянии  $(2 \div 3) L_d$  от стенки скважины изменяется как и в однородной среде, т. е. пропорционально времени их жизни  $\tau_{\text{пл}}$  в пласте. По мере приближения к стенке скважины, а затем — к ее оси, влияние поглотителей уменьшается. Различие распределений для случаев высокой и низкой минерализации оказывается существенно меньшим, чем в однородной среде (рис. 105, г). Таким образом, влияние скважины затрудняет идентификацию границ между породами с различными нейтронопоглощающими свойствами, например нахождение контактов

между частями пласта, насыщенными минерализованной водой и нефтью.

**Распределение ГИРЗ в системе скважина — пласт** качественно подобно распределению тепловых нейтронов, хотя и имеет большую дисперсию, так как  $L_{n\gamma} > L_n$ .

Общее свойство всех рассмотренных распределений — снижение влияния на их показания параметров скважины при росте длины зондов.

Своеобразное воздействие на дифференциацию показаний НГК оказывает ГИРЗ, поступающее из скважины. Действительно, скорость счета  $I_{n\gamma}$ , регистрируемая при НГК, обусловлена ГИРЗ пласта  $I_{n\gamma\text{пл}}$ , скважины  $I_{n\gamma\text{с}}$  и естественным фоновым излучением  $I_{\gamma\text{ф}}$ . Обычно величину  $I_{\gamma\text{ф}}$  измеряют и вычитают. Поэтому

$$I_{n\gamma} \simeq I_{n\gamma\text{пл}} + I_{n\gamma\text{с}}. \quad (19.7)$$

Величины, входящие в формулу (19.7), по-разному зависят от свойств пласта. Повышение минерализации пластовой жидкости приводит к некоторому росту  $I_{n\gamma\text{пл}}$ . Этот рост, однако, при больших  $z$  сопровождается уменьшением плотности потока тепловых нейтронов из пласта в скважину. В результате величина  $I_{n\gamma\text{с}}$  снижается. При  $k_{\text{п}} < 15\%$  уменьшение  $I_{n\gamma\text{с}}$  превосходит рост  $I_{n\gamma\text{пл}}$  и  $I_{n\gamma}$  не растет, как это имело бы место в однородной среде, а падает. Таким образом влияние скважины обуславливает снижение чувствительности как ННК-Т, так и НГК к содержанию элементов поглотителей.

Глубинность нейтронного каротажа по водородсодержанию и содержанию поглотителей различна. Поскольку водородсодержание влияет на все этапы переноса излучения, а содержание поглотителей — только на процесс диффузии тепловых нейтронов и ГИРЗ, радиусы исследований по водородсодержанию выше. Для ННК-НТ, ННК-Т и НГК они достигают 40, 50 и 70 см соответственно. Радиус исследования по хлорсодержанию для ННК-Т не превышает 20 см, а для НГК — 30 см.

**Диаграммы одиночных зондов НК**, не искаженные влиянием интегрирующей цепи (статические диаграммы), симметричны. В пластах, мощность которых равна или больше длины зондов НГК, амплитуды статических аномалий  $I_{n\gamma} = I_{n\gamma\infty}$ . Для зондов ННК-НТ и ННК-Т это условие выполняется для мощностей пластов, превышающих длины соответствующих зондов на 10 см и более. Фактические диаграммы осложнены влиянием интегрирующей цепи, в связи с чем правила определения по ним границ пластов и снятия существенных показаний аналогичны принятым в ГК и ГГК.

#### § 4. Определение коэффициента пористости по данным однозондового НК

Одна из основных задач, решаемых с помощью однозондового НК,— определение коэффициента пористости пород  $k_{п}$ . Эта задача особенно актуальна при исследовании нефтегазовых и водоносных коллекторов. Знание  $k_{п}$  необходимо также при оценке влагосодержания руд и грунтов, а в некоторых случаях — при изучении прочностных свойств пород.

Распространенные методы определения  $k_{п}$  основаны на существовании связей между показаниями зонда  $I$  и водородсодержанием среды  $\omega$ . Они изучены главным образом путем натурального моделирования и представлены в виде основных зависимостей вида

$$\ln k_{п} = f(I) \quad (19.8)$$

для конкретных типов аппаратуры и определенного литотипа (как правило чистого кальцита). Часто пользуются обратными показаниями  $1/I$ , так как их зависимость от  $k_{п}$  близка к линейной в широком диапазоне изменения  $k_{п}$ .

Для снижения влияния условий измерения во многих случаях используют двойной разностный параметр, который для  $i$ -го пласта определяют по формуле

$$\Delta I_i = (I_{i \text{ испр}} - I_{II}) / (I_I - I_{II}), \quad (19.9)$$

где  $I_{i \text{ испр}}$  — исправленные показания (за  $v$ ,  $\tau$ ,  $h$ ) в  $i$ -м пласте;  $I_I$ ,  $I_{II}$  — показания в опорных пластах с известным водородсодержанием  $\omega_I$  и  $\omega_{II}$ . В качестве опорных выбирают пласты, для которых  $\omega_I \leq 1\%$  (плотный пласт),  $\omega_{II} = 100\%$  (большая каверна).

Зависимость (19.8) при этом приводят к виду

$$\ln k_{п} = f(\Delta I). \quad (19.10)$$

При ручной интерпретации в качестве опорных могут быть приняты пласты с показаниями  $I_1$  и  $I_2$ , для которых водородные индексы  $\omega_1$  и  $\omega_2$  не совпадают с  $\omega_I$  и  $\omega_{II}$ . При машинной интерпретации значения  $I_I$  и  $I_{II}$  в этом случае рассчитывают. Для этого, используя зависимость (19.10), определяют  $\Delta I_1$  и  $\Delta I_2$  для выбранных пластов и решают систему уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta I_1 &= (I_1 - I_{II}) / (I_I - I_{II}); \\ \Delta I_2 &= (I_2 - I_{II}) / (I_I - I_{II}). \end{aligned} \quad (19.11)$$

В качестве примера на рис. 106 приведена блок-схема алгоритма определения пористости по программе HYDRO.

В программе экспериментальные зависимости аппроксимированы полиномами третьей степени, коэффициенты которых

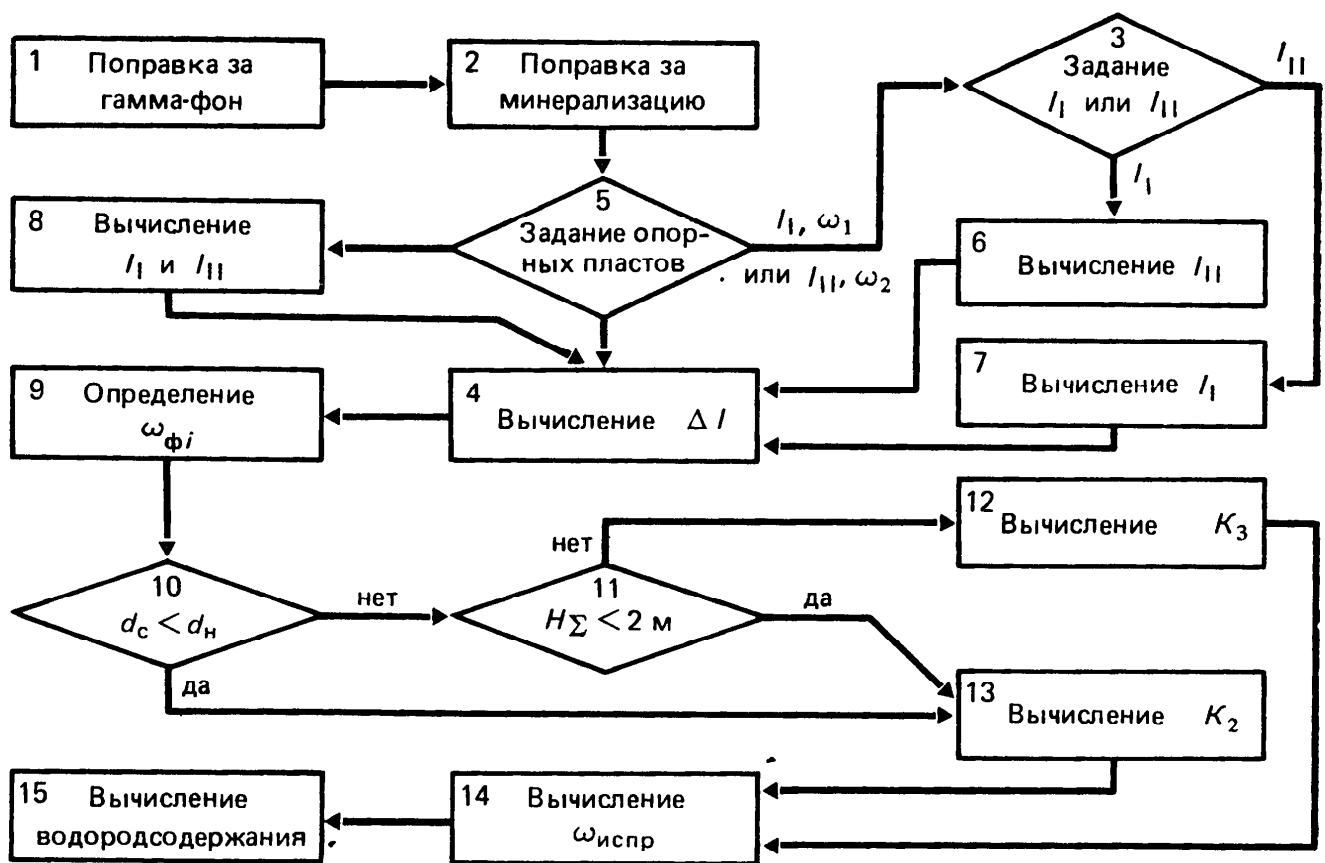


Рис. 106. Блок-схема алгоритма программы определения водородсодержания по данным нейтронного каротажа (по данным ВНИИГеонформсистем)

заданы в виде массивов чисел. На вход подают трансформированные (исправленные за  $v\tau$ ,  $h$ ) и увязанные по глубине данные с диаграмм НК, ГК и  $d_c$ .

Рассмотрим последовательность работы программы.

После ввода исходных данных вычисляется интенсивность излучения в  $i$ -м пласте, исправленная за фон естественного  $\gamma$ -излучения  $I_{ГКi}$  (блок 1):

$$I'_i = I_i - (a + bI_{ГКi}),$$

где  $a$ ,  $b$  — коэффициенты, величина которых обусловлена соотношением эффективностей каналов НК и ГК. При ННК-НТ и ННК-Т регистрируют нейтроны, а не  $\gamma$ -кванты, в связи с чем коэффициенты  $a$  и  $b$  приравнивают к нулю.

Вводится поправка за минерализацию воды (блок 2):

$$I''_i = I'_i / (1 - \delta I'_i),$$

где  $\delta I'_i$  — величина, определяемая по экспериментальной зависимости.

Проверяется, каким образом заданы опорные пласты: известны  $I_1$ ,  $I_{11}$  или  $I_1$ ,  $I_2$  (блок 3).

При необходимости по формулам (19.11) вычисляются параметры  $I_1$ , или  $I_{11}$  (блоки 5, 6, 7) или оба эти параметра (блок 8).

По формуле (19.9) вычисляется  $\Delta I_i$  (блок 4).

Определяется фиктивное водородсодержание в исследуемом пласте

$$\omega_{\phi i} = \omega_{0i} K_1' K_2',$$

где  $\omega_{0i}$  — фиктивное водородсодержание, определенное по эталонной зависимости (19.10),  $K_1'$  и  $K_2'$  — коэффициенты, позволяющие учесть различия в номинальных диаметрах эталонной и фактической скважин (блок 9).

Проверяется знак разности между фактическим диаметром скважины  $d_c$  в  $i$ -м пласте и ее номинальным диаметром  $d_n$  (блок 10). Вычисляется поправка за влияние расхождения диаметров:  $\delta_{\omega i} = \delta_{\omega 0} K_2$  (блок 12) или  $\delta_{\omega i} = \delta_{\omega 0} K_3$  (блок 13). Поправка  $\delta_{\omega 0}$  как функция  $\omega_{\phi i}$  оценивается по экспериментальной зависимости  $\delta_{\omega 0} = f(\omega_{\phi})$ . Коэффициент  $K_2$  выбирается, когда  $d_c < d_n$  или когда  $d_c > d_n$ , но суммарная мощность  $H_{\Sigma}$   $i$ -го и вмещающих пластов меньше 2 м (блок 11). Коэффициент  $K_3$  выбирается, если  $d_c > d_n$  и  $H_{\Sigma} > 2$  м.

Вычисляется исправленное за диаметр значение водородсодержания (блок 14)

$$\omega_{i \text{ испр}} = \omega_{\phi i} - \delta_{\omega i}.$$

Вычисляется истинное, исправленное за влияние минерализации воды ( $C$ ), водородсодержание (блок 15)

$$\omega_i = \omega_{i \text{ испр}} K_4 - K_c,$$

где  $K_4 = f(C)$ ;  $K_c$  — константа.

На следующем этапе переходят от  $\omega_i$  к  $k_{п}$ . Для газонасыщенных пород вводят поправку  $\Delta \omega$ , которую, в соответствии с выражением (19.1б) определяют по формуле

$$\Delta \omega = k_{п} - \omega_{г. пл} = k_{г} k_{п} (1 - \omega_{г}).$$

## § 5. Физические основы многозондового НК

Многозондовый нейтронный каротаж основан на определении декремента пространственного затухания плотности тепловых нейтронов  $\alpha$  в скважине с помощью двух или более детекторов, расположенных на различном расстоянии от источника. Основное распространение нашли двухзондовые системы нейтронного каротажа (ДНК).

Приближенную зависимость скорости счета от длины зонда можно выразить соотношением, сходным с выражением (19.5):

$$I(l_3) = B \exp(-\alpha_k l_3), \quad (19.12)$$

где  $B$  — константа, зависящая от активности источника и чувствительности детектора;  $\alpha_k$  — кажущееся значение декремента

затухания плотности тепловых нейтронов в системе скважина — пласт.

Из формулы (19.12) следует, что если известны показания двух зондов, для которых  $B_1 = B_2$ , а  $l_2 > l_1$ ,

$$\alpha_k = \ln [I(l_1)/I(l_2)] / (l_2 - l_1), \quad (19.13)$$

т. е. не зависит от  $B$ .

В гл. 19, § 3 показано, что на больших расстояниях от источника плотность потока тепловых нейтронов определяется в основном параметрами пласта. Поэтому  $\alpha_k \approx \alpha$  при больших  $l_3$ .

В соответствии с формулами (19.2а) и (19.3)

$$\alpha = 1/L_n = (L_s^2 + L_d^2)^{-1/2}$$

и в разрезах, не содержащих аномальных поглотителей — ртути, лантаноидов и др., зависит главным образом от водородсодержания. Плотность потока тепловых нейтронов, а соответственно и скорость счета, регистрируемая однозондовым прибором, в значительно большей степени зависит от концентрации поглотителей, что видно из формулы (19.5), в которую в качестве сомножителя входит время жизни тепловых нейтронов  $\tau$ .

Еще одно достоинство ДНК — значительно меньшая зависимость показаний от влияния скважинных условий: диаметра скважины, положения в ней прибора и т. д.

Остановимся на этом вопросе подробнее.

Для среды, содержащей скважину и пласт бесконечной мощности, выражение (19.12) можно записать в виде

$$I(l_3) = B \exp \left[ - \left( \alpha_{\text{скв}} \int_0^{l_3} g_{\text{скв}} dl_3 + \alpha_{\text{пл}} \int_0^{l_3} g_{\text{пл}} dl_3 \right) \right],$$

где  $\alpha_{\text{скв}}$  и  $\alpha_{\text{пл}}$  — декременты затухания плотности тепловых нейтронов в скважине и пласте;  $g_{\text{скв}}$  и  $g_{\text{пл}}$  — геометрические факторы, характеризующие изменение показаний, обусловленных параметрами скважины и пласта при изменении длины зонда (рис. 107, а). На малых зондах  $g_{\text{скв}} \gg g_{\text{пл}}$ , на больших —  $g_{\text{пл}} \gg g_{\text{скв}}$ . С ростом диаметра скважины или  $\alpha_{\text{пл}}$  влияние скважины возрастает.

Величины

$$G_{\text{скв}} = \int_0^{l_3} g_{\text{скв}} dl_3 \quad \text{и} \quad G_{\text{пл}} = \int_0^{l_3} g_{\text{пл}} dl_3$$

характеризуют влияние пласта и скважины на показания одиночного зонда длиной  $l_3$ , численно они равны площадям, ограниченным кривыми  $g_{\text{скв}}$ ,  $g_{\text{пл}}$  и лучом с абсциссой  $l_3$ . Из рис.



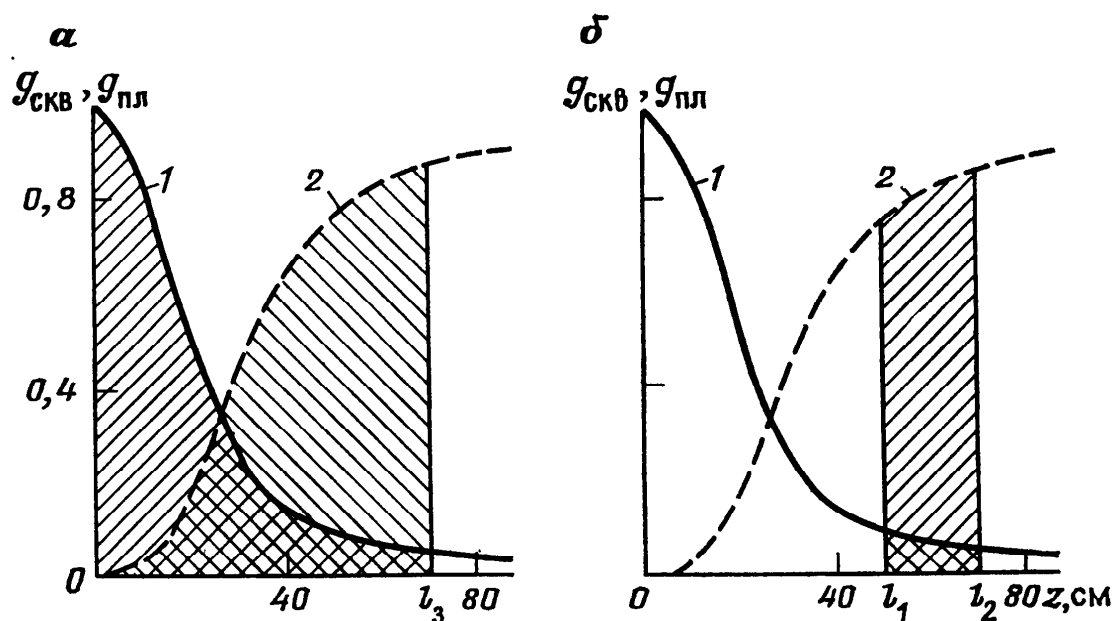


Рис. 107. Геометрические факторы скважины (1), пласта (2) и площади, характеризующие влияние скважины и пласта (по Д. А. Кожевникову):  
 а, б — однозондовая и двухзондовая модификации НК

107, а видно, что при встречающихся на практике длинах зондов  $G_{скв}$  и  $G_{пл}$  соизмеримы.

При ДНК измеряемый параметр

$$\frac{I(l_2)}{I(l_1)} = \exp \left[ - \left( \alpha_{скв} \int_{l_1}^{l_2} g_{скв} dl_z + \alpha_{пл} \int_{l_1}^{l_2} g_{пл} dl_z \right) \right]$$

не зависит от величины  $B$ . Кроме того, площади, численно равные значениям  $G_{скв}$  и  $G_{пл}$ , в данном случае ограничены лучами с абсциссами  $l_2$  и  $l_1$ , в связи с чем  $G_{пл} \gg G_{скв}$  (рис. 107, б). Этот факт свидетельствует о высокой помехоустойчивости ДНК, т. е. о существенно меньшей, чем для однозондового НК, зависимости его показаний от параметров скважины и положения в ней прибора.

Система интерпретации данных ДНК строится на основе теоретико-экспериментальных палеточных зависимостей (основной и вспомогательной):

$$\omega_k = f(\alpha, j); \quad \Delta\omega = f(\omega_k, \Delta j),$$

где  $j$  — совокупность параметров, характеризующих номинальные скважинные условия и литологию пород;  $\Delta j$  — отклонения условий измерения от номинальных;  $\Delta\omega$  — поправка за условия измерений.

Наряду с приборами ДНК развитие получают собственно многозондовые системы нейтронного каротажа (МНК), содержащие более двух (обычно четыре) детекторов. Для обеспечения идентичности характеристик зондов в современных МНК применяют один детектор, состоящий из нескольких рабочих

секций. Преимущество МНК перед ДНК — более точное определение декремента затухания тепловых нейтронов, а следовательно, и водородсодержания.

## § 6. Спектрометрическая модификация НГК

Спектрометрическая модификация нейтронного гамма-каротажа (СНГК) основана на изучении спектра гамма-излучения радиационного захвата.

Спектр ГИРЗ характерен для различных элементов, что используют для их обнаружения и оценки содержания (см. гл.13, § 3). При прохождении ГИРЗ через породу, скважину и корпус прибора, энергетический спектр существенно искажается за счет поглощения квантов относительно низких энергий ( $E_\gamma < 3$  МэВ). Поэтому с помощью СНГК определяют в основном элементы, имеющие сравнительно жесткий спектр и в то же время высокое макроскопическое сечение захвата. К их числу в первую очередь относятся Fe, Ni, Cr, Ti, Cl, Mn, Cu, S, Hg и некоторые другие. Сравнительно жесткий спектр с интенсивными линиями в области  $E_\gamma = 3 \div 6$  МэВ имеют такие петрогенные элементы, как Al, Si, Ca. Сечения захвата у них невелики, однако концентрации в породах значительны.

Применение СНГК затруднено сложностью спектра ГИРЗ, влиянием влажности, вкладом сопутствующих элементов, обладающих большими сечениями захвата тепловых нейтронов, и петрогенных элементов, излучающих жесткие кванты.

Влияние водородсодержания снижают, применяя инверсионные зонды. Основной способ снижения влияния сопутствующих элементов заключается в измерении спектральных отношений — скоростей счета в двух энергетических окнах. Так, влияние железа при поисках и разведке хромитовых руд снижают, измеряя отношение  $\hat{\eta}_{\text{НГК-с}}$  скоростей счета в окне  $3 \div 5$  МэВ, главный вклад в которое дает железо, и окне  $7 \div 10$  МэВ, вклад в которое дают железо и хром. Влияние кальция при поисках и разведке серы снижают, измеряя  $\hat{\eta}_{\text{НГК-с}}$  в «серном» ( $4 \div 5$  МэВ) и «кальциевом» (выше 5 МэВ) окнах. На месторождениях ртути регистрируют  $\hat{\eta}_{\text{НГК-с}}$  для энергетического окна  $4 \div 5$  МэВ, в котором основной вклад дает излучение ртути, и окна  $6 \div 10$  МэВ, для которого основную роль играют излучения кальция и железа. Метод спектральных отношений позволяет, как правило, снизить и влияние водородсодержания.

Существенно увеличить перечень элементов, определяемых с помощью СНГК, позволяет применение полупроводниковых детекторов, энергетическое разрешение которых много выше, чем у сцинтилляционных.

При СНГК регистрируют кванты первичных энергий, т. е. не претерпевших рассеяния. Их пробег в среде меньше, чем у рассеянных. Поэтому глубинность СНГК не превышает 20 см.

## § 7. Применение нейтронного каротажа

Основные задачи, решаемые с помощью НК — литологическое расчленение разрезов и выделение нефтенасыщенных, водонасыщенных и газонасыщенных коллекторов, определение коэффициентов пористости, нахождение водонефтяного (ВНК) и газожидкостного (ГЖК) контактов, выделение и оценка руд, содержащих элементы с высоким сечением поглощения, выделение бурых углей.

**Литологическое расчленение разрезов и выделение коллекторов** с помощью НК основано на дифференциации пород по водородсодержанию и, в меньшей степени, по концентрации поглотителей. Наиболее низкими показаниями отличаются гипсы и глины. Низкие показания ННК-Т характерны для высокопористых песков, песчаников, и известняков, насыщенных минерализованной водой. Данные ННК-НТ и НГК против таких пластов могут быть несколько выше. Высокие показания характерны для пластов с низким водородсодержанием — ангидритов, плотных известняков, кварцитов, большинства магматических и метаморфических пород. Пример выделения пористых пластов приведен на рис. 108.

**Определение коэффициентов пористости** основано на связи показаний НК с водородсодержанием пород. Этот вопрос относительно подробно изложен в гл. 19, § 4, 5. Учитывая меньшую чувствительность многозондового НК, в частности ДНК, к содержанию поглотителей и скважинным условиям, его применение для определения  $k_{п}$  предпочтительнее.

**Определение положения ВНК и ГЖК** — важная задача нейтронных методов на стадиях поисков, разведки и эксплуатации нефтегазовых месторождений.

Определение положения ВНК основано на том, что с ростом минерализации пластового флюида, в частности при переходе из нефтенасыщенной части пласта в водонасыщенную, показания ННК-Т уменьшаются, а НГК — растут. В благоприятных условиях ( $k_{п} > 15\%$ , минерализация пластовых вод  $C > 100$  г/л) изменения показаний в принципе достаточны для нахождения ВНК. Однако сравнительно небольшие радиусы исследования ННК-Т и НГК по поглощающей активности не позволяют, как правило, реализовать такую возможность в открытом стволе из-за наличия зоны проникновения. После обсадки скважины и расформирования зоны, положение ВНК удается обычно определить с высокой степенью надежности (рис. 109). Такую методику называют временной.

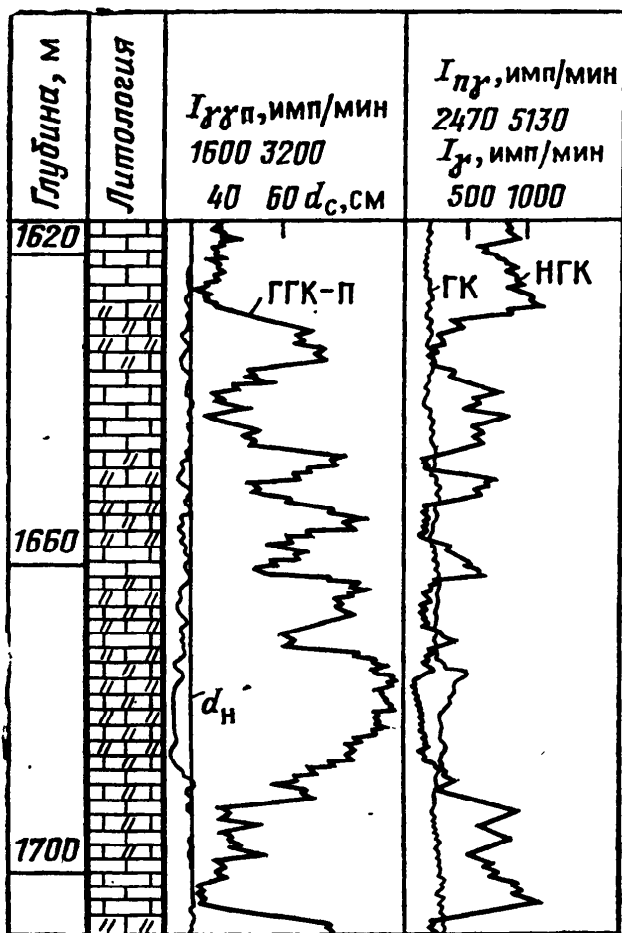


Рис. 108. Выделение пластов-коллекторов в неглинистом карбонатном разрезе по комплексу ядерно-физических методов ГИС (по Ю. А. Гулину):

1, 2 — известняки плотный и пористый соответственно

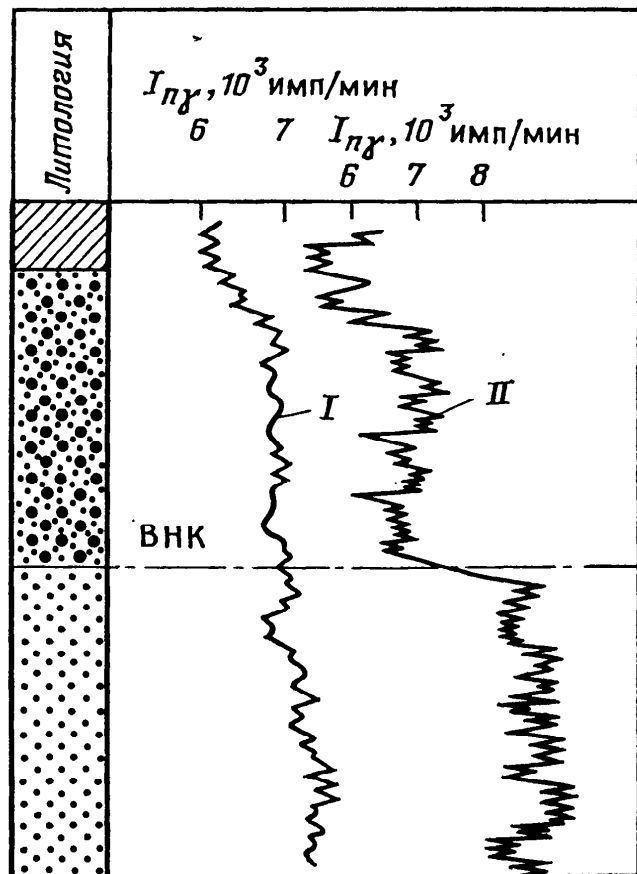


Рис. 109. Пример определения ВНК на основе временной методики (по Б. М. Орлинскому, В. М. Арбузову):

1 — глина; песчаники: 2 — нефтеносные, 3 — водоносные; I, II — диаграммы НГК, проведенного в скважине с промежутком в 2 года

Может быть выявлен ВНК и в процессе расформирования зоны проникновения, поскольку показания НК в нефтенасыщенной части пласта остаются во времени неизменными (нефть замещает пресную ПЖ), а в водонасыщенной части пласта меняются (минерализованная пластовая вода замещает пресную ПЖ).

Определение положения ГЖК основано на том, что газ имеет водородсодержание приблизительно в  $62/P$  раз меньше, чем нефть или вода (здесь  $P$  — давление в МПа). Поэтому при давлениях, не превышающих 40 МПа, ГЖК можно выявить по кажущемуся снижению пористости. Однако из-за маскирующего влияния зоны проникновения и эту задачу удастся решить в основном в обсаженных скважинах (рис. 110).

Важную роль играют методы НК при наблюдении за положением контактов на стадии контроля разработки нефтегазовых месторождений, когда исследования проводят сквозь об-

Рис. 110. Определение ВНК и ГНК по данным КС, ПС и выполненного после обсадки скважины НГК (по Б. Ю. Вендельштейну и Р. А. Резванову).

Коллекторы: 1 — газоносный, 2 — нефтеносный; 3 — водоносный; 4 — глина песчаная; 5 — глина

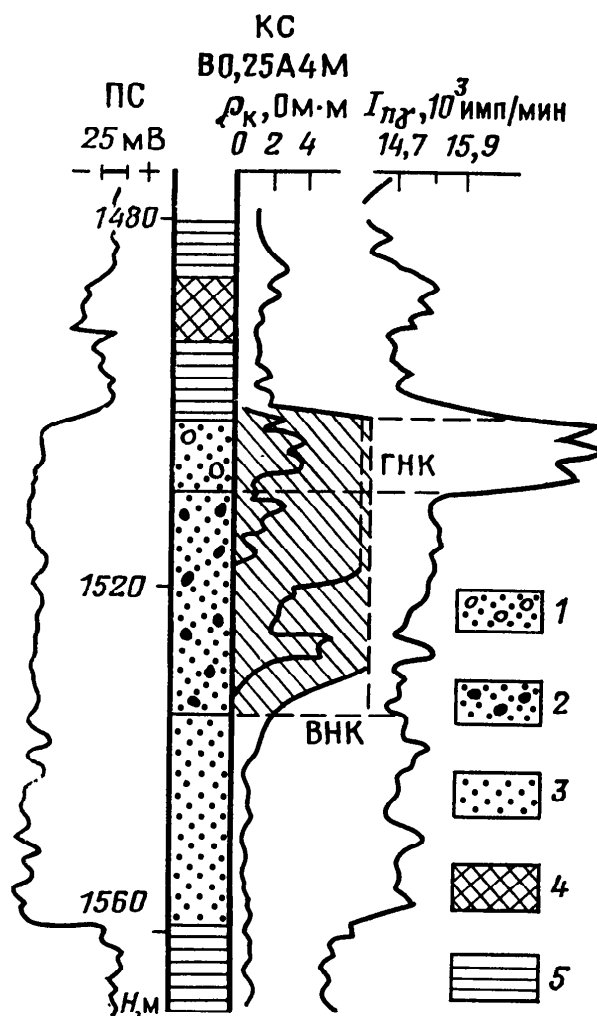
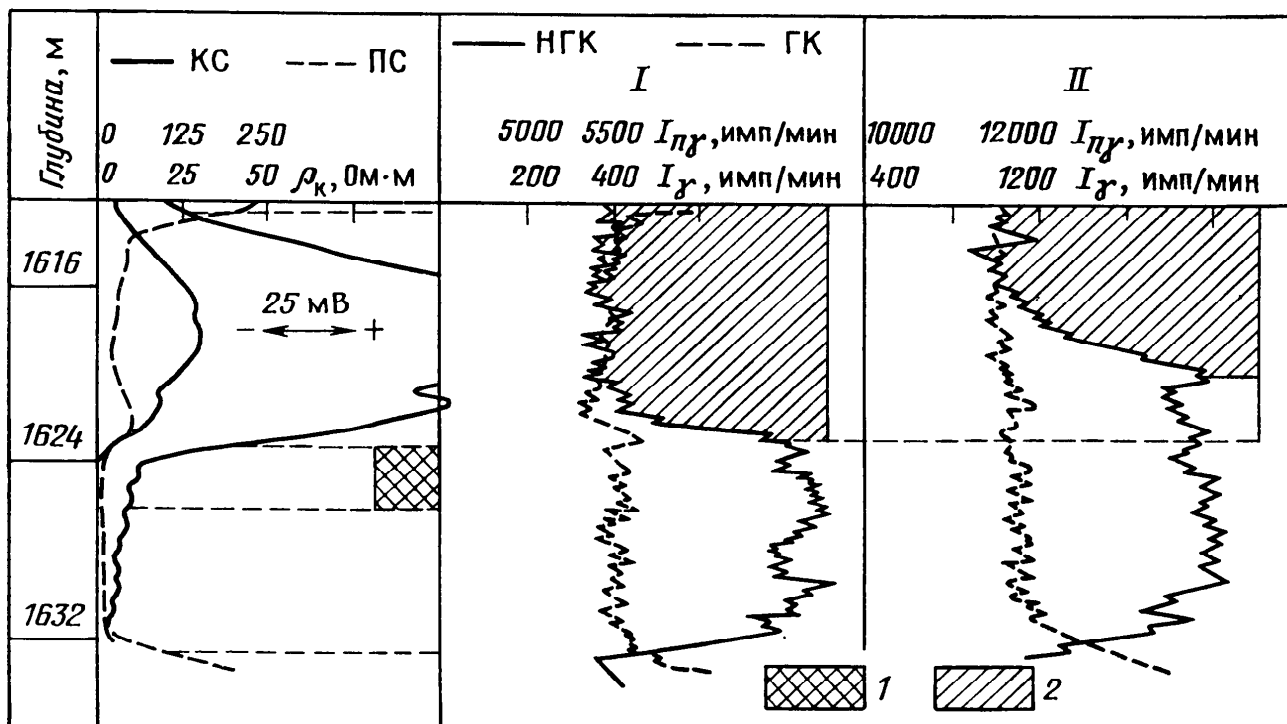


Рис. 111. Контроль положения ВНК на стадии разработки месторождения с помощью НГК (по И. Л. Дворкину):

1 — переходная зона по данным БКЗ; 2 — нефтеносный пласт; диаграммы I и II зарегистрированы с промежутком в 1 год



садную колонну, сопоставляя замеры, выполненные в разное время (рис. 111). Таким путем удастся следить за положением ВНК и ГЖК, контролировать продвижение фронта нагнетаемых вод, выявлять языки обводнения.

**Выделение и оценку руд, содержащих элементы с высоким сечением поглощения, осуществляют в основном по данным**

ННК-Т и СНГК. О валовом содержании элементов позволяет судить ННК-Т, с помощью СНГК оценивают содержание отдельных элементов. Преимущество СНГК перед ГГК-С, который также применяют при поисках и разведке руд,— меньшее влияние скважины и положения в ней прибора. В частности, приборы СНГК не требуют сложных прижимных устройств. Однако главное достоинство СНГК — значительно больший перечень определяемых элементов.

**Выделение бурых углей** основано на том, что содержание водорода в бурых углях велико, а содержание элементов, обладающих относительно высоким сечением поглощения и имеющих в спектре ГИРЗ жесткие компоненты, незначительно. В связи с этим бурые угли выделяются на диаграмме НГК минимальными показаниями (см. рис. 93). Имеются примеры применения НГК и на месторождениях каменных углей, которые также характеризуются повышенным водородсодержанием. По разрешающей способности и возможности оценки качества углей НГК уступает ГГК-П и ГГК-С, но его показания меньше зависят от условий измерения, в частности от кавернозности стенок скважины.

## Глава 20

### **ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ КАРОТАЖ**

Метод ГИС, основанный на облучении горных пород нестационарным потоком быстрых нейтронов и регистрации тепловых нейтронов,  $\gamma$ -квантов радиационного захвата (ГИРЗ) или  $\gamma$ -квантов неупругого рассеяния (ГИНР), называют импульсным нейтронным каротажем (ИНК).

При ИНК применяют низкочастотные импульсные генераторы с частотой посылок в несколько сотен герц и высокочастотные импульсные генераторы с частотой посылок порядка  $10 \div 20$  кГц.

С помощью низкочастотных генераторов реализуют импульсный нейтрон-нейтронный каротаж (ИННК), основанный на регистрации тепловых нейтронов, и импульсный нейтронный гамма-каротаж (ИНГК), основанный на регистрации ГИРЗ. Эти модификации ИНК получили основное распространение. ИНГК подобно НГК применяют и в спектральном варианте (СИНГК).

С помощью высокочастотных генераторов реализуют модификацию ИНК, основанную на регистрации ГИНР.

#### **§ 1. Физические основы ИННК и ИНГК**

При ИННК и ИНГК изучают процесс спада плотности тепловых нейтронов или ГИРЗ во времени после коротких импульсов генератора нейтронов. После некоторой задержки  $t$

регистрируют число импульсов во временных окнах  $\Delta t$ . По значениям числа импульсов в нескольких окнах находят параметры временного распределения. При достаточном числе временных окон (8÷16) вид распределения удается восстановить с высокой детальностью. Современная регистрирующая аппаратура с магнитной записью позволяет зафиксировать весь процесс спада, начиная с некоторой задержки.

Зонды ИНК отличаются от зондов НК наличием импульсного, а не стационарного источника нейтронов. Как правило, применяют генераторы с энергией 14 МэВ и выходом  $10^7 \div 10^8$  нейтронов в секунду. Существуют однозондовые и двухзондовые приборы.

Наземная аппаратура содержит многоканальный временной анализатор. Последний представляет собой набор цифровых или аналоговых интенсиметров, входы которых блокированы электронными ключами. При поступлении из скважинного прибора маркерного импульса, характеризующего момент срабатывания генератора нейтронов, запускается таймер, открывающий и закрывающий ключи соответствующих каналов в строго определенные моменты времени. Предусмотрен также канал для измерения скорости счета во всем временном интервале. Его показания по-существу аналогичны показаниям стационарного НК. В целом принципиальное отличие ИНК от НК — в возможности осуществить не только пространственный, но и временной анализ.

Рассмотрим пространственно-временное распределение тепловых нейтронов  $\hat{n}_T(\vec{r}, t)$  от помещенного в начало координат точечного импульсного источника, воспользовавшись нестационарным уравнением диффузии (14.21). Плотность источников зададим с помощью  $\delta$ -функции [6]:

$$S = \delta(\vec{r}) \delta(t).$$

Приняв  $\hat{n}_T(\vec{r}, t) = \varphi(\vec{r}, t) \exp(-t/\tau)$ , подставив это выражение в (14.21) и проведя необходимые преобразования, для  $r \neq 0, t \neq 0$  найдем

$$\partial\varphi/\partial t = D\nabla^2\varphi. \quad (20.1)$$

Поскольку уравнение (20.1) сходно с уравнением возраста (14.34), его решение получим путем замены переменной  $\theta_\varphi$  на  $Dt$  в выражении (14.36а):

$$\varphi = \frac{Q}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp(-r^2/4Dt).$$

Следовательно

$$\hat{n}_T(r, t) = \frac{Q}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right). \quad (20.2)$$

При больших  $t$  показатель  $r^2/4Dt \rightarrow 0$  и величина  $\hat{n}_\tau(r, t)$  обусловлена множителем  $\exp(-t/\tau)$ .

Приблизительно замедление нейтронов, их диффузию и пробег квантов радиационного захвата можно представить как этапы единого процесса. Длина переноса излучения на первом этапе согласно формуле (14.33а)  $L_s \simeq \sqrt{\theta_\phi}$ , на втором, согласно формуле (14.24), —  $L_d = \sqrt{Dt}$ , на третьем —  $L_\gamma$ .

Поскольку пространственно-временное распределение, отвечающее формуле (20.2), выведено для точечного источника тепловых нейтронов, расположенного в начале координат, длина переноса для данного случая в среднем равна  $\sqrt{Dt}$ . Приняв в качестве плотности источников тепловых нейтронов плотность замедления надтепловых нейтронов, суммарное среднеквадратичное удаление за два этапа оценим как суммарную длину миграции нейтронов в процессе их замедления и диффузии  $(\theta_\phi + Dt)^{1/2}$ . В этом случае

$$\hat{n}_\tau(r, t) = \frac{Q}{[4\pi(\theta_\phi + Dt)]^{3/2}} \exp\left(\frac{-r^2}{4(\theta_\phi + Dt)} - \frac{t}{\tau}\right). \quad (20.3)$$

Аналогичным образом найдем выражение для пространственно-временного распределения  $\gamma$ -квантов. Действительно, если бы длина переноса  $\gamma$ -квантов равнялась нулю, распределение их плотности, с учетом выражения (14.39в), выражалось бы формулой

$$\hat{n}_\gamma = S_\gamma \tau_\gamma = \frac{\hat{n}_\tau \tau_\gamma v}{\tau}.$$

Отличие  $L_\gamma$  от нуля будет учтено, если в качестве длины переноса принять суммарную длину миграции нейтронов и ГИРЗ. Пренебрегая временем пробега квантов (в силу его малости), запишем:

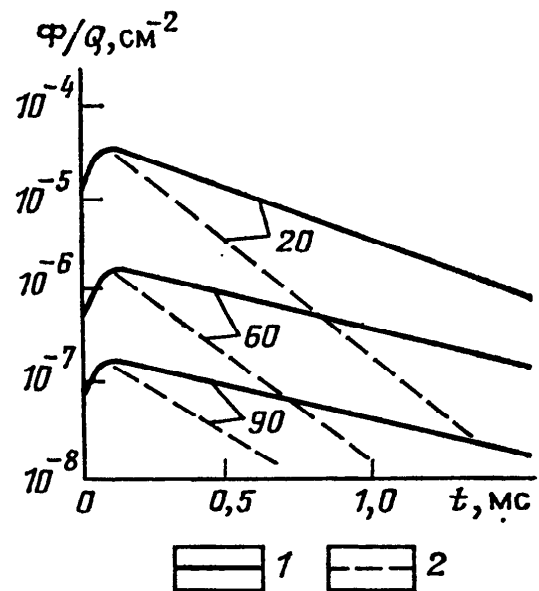
$$\hat{n}_\gamma(r, t) = \frac{Q}{[4\pi(\theta_\phi + L_\gamma^2 + Dt)]^{3/2}} \frac{v\tau_\gamma}{\tau} \exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4(\theta_\phi + L_\gamma^2 + Dt)}\right]. \quad (20.4)$$

Выражения (20.3) и (20.4) приближенные. Однако они верно отражают закономерности нестационарных распределений тепловых нейтронов и ГИРЗ в однородной среде. Плотность тепловых нейтронов при любых зондах и временах задержки уменьшается с ростом нейтронопоглощающей активности, т. е. с уменьшением  $\tau$ . В частности, пласты, насыщенные минерализованной водой, при равных значениях  $k_\pi$  отмечаются меньшими показаниями ИННК-Т, чем нефтеносные. Для значительных  $t$ , т. е. начиная с некоторых задержек, отношение показа-



Рис. 112. Временное распределение плотности тепловых нейтронов для зондов разной длины  $l_3$  в однородном водонасыщенном песчанике [6]

1 — пресная вода; 2 — соленая вода ( $C_{\text{NaCl}} = 200$  г/л); шифр кривых —  $l_3$ , см



ний ИННК-Т в двух пластах (с  $\tau_1$  и  $\tau_2$ ) определяется выражением

$$\hat{n}_{\tau_2}(r, t) / \hat{n}_{\tau_1}(r, t) = \exp [t (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1})],$$

свидетельствующим о возможности литологического расчленения пород и идентификации нефтенасыщенных и водонасыщенных частей коллекторов по их нейтронопоглощающим свойствам.

Отметим, что для стационарного НК-Т согласно выражению (19.5)

$$\hat{n}_{\tau_2}(r) / \hat{n}_{\tau_1}(r) \approx \tau_2 / \tau_1,$$

что указывает на меньшую чувствительность к содержанию элементов-поглотителей.

Более точные данные о нестационарном распределении нейтронов получены с помощью методов математического моделирования (рис. 112). При малых значениях  $t$  плотность потока тепловых нейтронов растет благодаря замедлению быстрых нейтронов, при больших — начинается спад за счет интенсивного поглощения. Дифференциация показаний с ростом  $t$  возрастает. Распределение ГИРЗ в целом аналогично, однако влияние показателя  $t/\tau$  выражено в меньшей степени.

Воздействие скважины на показания ИНК сказывается при любых значениях времени  $t$ . Однако при больших  $t$  формы распределений в однородной и неоднородной средах сходны.

Как правило на практике имеет место так называемое слабое поглощение нейтронов, когда время их жизни в скважине  $\tau_c$  меньше времени их жизни в пласте  $\tau_{пл}$ . В этом случае через некоторое время после импульса излучения плотность нейтронов в скважине становится ниже, чем в пласте, и поток диффузии оказывается направленным из пласта в скважину. В результате изменение плотности нейтронов в скважине повторяет

изменение их плотности в пласте. Этот эффект приводит к снижению влияния скважины, являясь важным положительным свойством ИНК.

**Глубинность ИНК**, как и других нейтронных методов, определяется длиной миграции излучения. Поэтому глубинность по водородсодержанию для ИННК и ИНГК пропорциональна  $2\sqrt{L_s^2 + Dt}$  и  $2\sqrt{L_s^2 + L_v^2 + Dt}$  соответственно. По поглощающим свойствам ее оценивают как  $2\sqrt{Dt}$  и  $2\sqrt{L_v^2 + Dt}$ . Важно, что как в первом, так и во втором случае она растет с увеличением  $t$ .

## § 2. Применение ИННК

Изучить временное и пространственное распределение тепловых нейтронов или  $\gamma$ -квантов радиационного захвата в горных породах позволяют ИННК-Т и ИНГК. Чаще для этих целей применяют ИННК-Т.

При временном анализе используют временной декремент затухания поля тепловых нейтронов

$$\lambda_t = \frac{\ln \hat{n}_T(t_1) - \ln \hat{n}_T(t_2)}{t_2 - t_1}. \quad (20.5)$$

Обычно  $\lambda_t$  определяют на разных участках распределения, поскольку его величина при разных задержках по-разному зависит от свойств скважины, зоны проникновения, пласта и содержит, таким образом, информацию об этих свойствах. При относительно больших  $t$  величина  $\lambda_t$  близка к декременту в однородной среде, обусловлена нейтронопоглощающими свойствами пласта и при прочих равных условиях — характером его насыщения.

Водородный индекс породы  $\omega$  мало влияет на величину  $\lambda_t$ , но сказывается на абсолютных значениях показаний ИНК. Как и при НК, в области заинверсионных зондов показания ИНК уменьшаются с ростом  $\omega$ , причем тем сильнее, чем больше длина зонда.

Расхождение показаний на двух зондах разной длины зависит от водородного индекса и применяется для оценки водородсодержания. Действительно, из формулы (20.3) следует, что при фиксированной величине  $t/\tau$  пространственное распределение определяет суммарная длина миграции нейтронов  $L_n =$

$= \sqrt{\theta + Dt} = \sqrt{L_s^2 + L_d^2}$ , которая существенно зависит от замедляющей способности среды, т. е. от ее водородсодержания.

Основное распространение ИННК и ИНГК нашли в нефтегазовой геофизике, где их применяют для выделения нефтенос-

ных и газоносных пластов. Преимущества ИНК перед НК при решении указанной задачи обусловлены более высокой чувствительностью к хлорсодержанию и меньшей зависимостью показаний от влияния скважины. Так, выделение ВНК возможно при минерализации пластовой воды, превышающей 30 г/л, в то время как при НК она должна превышать 100 ÷ 150 г/л. При пластовых давлениях, не превышающих 30 ÷ 40 МПа, ИНК применяют для разделения газоносных и нефтеносных или водоносных пластов. Особенно широко ИНК применяют при контроле разработки нефтегазовых месторождений.

На месторождениях твердых полезных ископаемых ИНК используют для выделения и оценки руд, содержащих элементы с высоким сечением захвата: бор, редкие земли, ртуть. Чувствительность ИНК к их содержанию выше, чем НК.

Спектральный вариант ИНГК (СИНГК) используют для выделения и оценки руд с высоким или средним сечением захвата и жестким спектром ГИРЗ. К ним относятся руды никеля, меди, железа, хрома, серы. Преимущество СИНГК перед СНГК — меньшее влияние скважины и независимость показаний от гамма-излучения неупругого рассеяния.

### **§ 3. Модификация ИНК, основанная на регистрации ГИНР**

Неупругое рассеяние нейтронов сопровождается  $\gamma$ -излучением, имеющим характерный энергетический спектр (см. гл. 13, § 3). Его изучение при использовании стационарных источников затруднительно ввиду наличия фона, вызванного ГИРЗ. Применение импульсных источников позволяет разделить ГИНР и ГИРЗ во времени.

Неупругое рассеяние — пороговая реакция, возникающая при больших энергиях нейтронов. В горных породах она возникает лишь на малых расстояниях от источника и завершается через  $(2—60) \cdot 10^9$  с после импульса. Поэтому регистрация ГИНР требует применения генераторов с очень короткими импульсами (до  $10^{-6}$  с) и быстродействующей электроники. Практически при каждом запуске генератора удается зарегистрировать один-два  $\gamma$ -кванта, в связи с чем для получения необходимой статистики импульсы в каждом энергетическом окне накапливают за десятки тысяч запусков. Поэтому для реализации ГИНР применяют генераторы с относительно низким выходом нейтронов и высокой частотой запуска (10 ÷ 20 кГц).

Спектр ГИНР в целом проще спектра ГИРЗ. Однако он осложнен рядом близких энергетических линий, в связи с чем разрешающая способность сцинтилляционных детекторов часто оказывается недостаточной. Поэтому методику ГИНР комбинируют с методикой ГИРЗ и активационной. При этом удается

разделить излучение различных элементов за счет амплитудной и временной селекций. Так, углерод определяют по энергетической линии его ГИНР, равной 4,6 МэВ, а кислород — активационным методом (см. гл. 21, § 2). Таким путем удается найти местоположение водонефтяного контакта.

Применение полупроводниковых детекторов позволяет включить в перечень определяемых элементов O, Mg, Si, S, C и др.

## Глава 21

### ГАММА-НЕЙТРОННЫЙ И НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ КАРОТАЖ

Гамма-кванты кроме фотоэффекта, при котором они поглощаются атомами, могут поглощаться ядрами атомов. Реакции этого типа, называемые фотоядерными, лежат в основе гамма-нейтронного каротажа (ГНК). Нейтронно-активационный каротаж основан на изучении искусственной радиоактивности, возникающей при облучении горных пород нейтронами.

#### § 1. Гамма-нейтронный каротаж

При фотоядерных реакциях излучаются нейтроны, протоны и другие частицы. В скважинных условиях могут быть зарегистрированы только незаряженные частицы, возникающие в результате реакции ( $\gamma, n$ ).

Фотоядерные реакции — пороговые. Реакции ( $\gamma, n$ ) идут при энергиях квантов, превышающих энергию связи нейтронов в ядре. Последняя для различных изотопов меняется от единиц до десятков мегаэлектронвольт. Применяемые источники  $\gamma$ -квантов имеют энергию до 3 МэВ, в связи с чем с их помощью можно вызвать фотоядерную реакцию только на двух изотопах:  ${}^9\text{Be}$  (порог 1,67 МэВ) и  ${}^2\text{H}$  (порог 1,23 МэВ).

С помощью ГНК определяют содержание бериллия. В качестве источника применяют изотоп  ${}^{124}\text{Sb}$ , излучающий  $\gamma$ -кванты с энергией 1,69 МэВ. Таким образом реакция на дейтерии не возникает, что облегчает задачу обнаружения бериллия. Количество образовавшихся в результате реакции ( $\gamma, n$ ) нейтронов прямо пропорционально плотности потока первичных  $\gamma$ -квантов и содержанию бериллия. Энергия нейтронов равна 0,02 МэВ.

Блок-схема аппаратуры ГНК в принципе аналогична аппаратуре НК. Детекторами служат сцинтилляционные счетчики нейтронов на основе сернистого цинка и борной кислоты, обогащенные изотопом  ${}^{10}\text{B}$  и окруженные водородсодержащим веществом, например парафином. В парафине нейтроны замедляются до тепловых энергий. Применяются также счетчики с газовым наполнением. Длина зонда ГНК составляет 7 ÷ 12 см.

Первичное излучение при ГНК — поток квантов, вторичное — нейтроны. Поэтому на показания ГНК влияют как  $\gamma$ -лучевые, так и нейтронные свойства пород. Для жестких квантов, излучаемых источником, основную роль играет комптон-эффект, сечение которого прямо пропорционально плотности среды (см. гл. 13, § 2). Поэтому при интерпретации результатов ГНК необходимо вносить поправки за плотность  $\delta$  по экспериментальному графику  $I_{\text{ГНК}} = f(\delta)$ . Влажность и нейтронопоглощающие свойства также могут оказывать искажающее влияние и должны учитываться.

Бериллий относится к наиболее дефицитным и ценным видам минерального сырья. Вместе с тем, его месторождения характеризуются специфическими ассоциациями. Так, для пегматитов характерна ассоциация Be с Li, Rb, Cs, Nb, Ta, Sc, U, Th, Zr, Hf, редкими землями; в скарнах проявляется связь Be с Mo, W, Zn, Cu, Pb; в грейзенах — с W и Sn.

Таким образом, объект поисков и разведки с помощью ГНК — бериллиевые руды, являющиеся ценным комплексным сырьем.

## § 2. Активационный каротаж

Активационный каротаж основан на активации ядер атомов и регистрации излучения, возникающего при их распаде. В зависимости от типа возбуждающего излучения, различают нейтронно-активационный каротаж и гамма-активационный каротаж. Основное распространение получил нейтронно-активационный каротаж (НАК).

При НАК горные породы облучают быстрыми или тепловыми нейтронами. По периоду полураспада искусственных радиоактивных ядер и энергии их  $\gamma$ -излучения определяют исходный стабильный изотоп, а по интенсивности  $\gamma$ -излучения судят о его концентрации.

Сечение  $\sigma_x$  ядерной реакции, приводящей к образованию радиоактивных ядер, называют сечением активации данного элемента. Повышенными сечениями активации тепловыми нейтронами обладают Al, Si, Mn, Cl, Na, K, V, Cu, Cd. Высокие сечения активации быстрыми нейтронами имеют O, Mg, Al, Si, Cl, Cr, Mn, F.

Число активированных ядер, образующихся во временном интервале  $t_0, t_0 + dt_0$  в единице объема, согласно выражению (13.6),

$$dN_1 = N_x \sigma_x \Phi dt_0,$$

где  $N_x$  — число атомов активируемого элемента в единице объема;  $\Phi$  — плотность активирующего потока нейтронов.

Одновременно с накоплением радиоактивных ядер происходит их распад. Число распадов за время  $dt_0$ , согласно выражению (13.2),

$$dN_2 = -N_1 \lambda_p dt_0,$$

где  $N_1$  — число активированных ядер в момент  $t_0$ ;  $\lambda_p$  — постоянная распада образовавшегося изотопа.

Результирующее изменение числа активных ядер за время  $dt_0$

$$dN = dN_1 + dN_2 = (N_x \sigma_x \Phi - \lambda_p N_1) dt_0. \quad (21.1)$$

Решение уравнения (21.1) при условии  $N_1(t_0=0) = 0$  имеет вид

$$N = \Phi N_x \sigma_x [1 - \exp(-\lambda_p t_0)] / \lambda_p.$$

Активность образовавшегося изотопа (число распадов в секунду) при облучении в течение времени  $t_0$

$$I_{\gamma 0} = \lambda_p N = \Phi N_x \sigma_x [1 - \exp(-\lambda_p t_0)] = I_{\gamma 0 \infty} [1 - \exp(-\lambda_p t_0)],$$

где  $I_{\gamma 0 \infty} = \Phi N_x \sigma_x$  — максимальная активность изотопа при данной плотности потока  $\Phi$ , достигаемая при  $t_0 \rightarrow \infty$ .

Согласно формуле (13.2)

$$\begin{aligned} 1 - \exp(-\lambda_p t_0) &= 1 - \exp[-t_0 (\ln 2) / T_{1/2}] = \\ &= 1 - \exp(-0,692 t_0 / T_{1/2}). \end{aligned}$$

Поскольку  $1 - e^{-4} \approx 1$ , через время  $t_0 \approx 6T_{1/2}$  активность изотопа практически достигает величины  $I_{\gamma 0 \infty}$  и дальнейшая активация нецелесообразна.

Спад активности изотопа  $I_{\gamma a}$  после облучения подчиняется выражению

$$I_{\gamma a} = I_{\gamma 0 \infty} \exp(-\lambda_p t),$$

где  $t$  — время, прошедшее с момента окончания облучения. Прологарифмировав его левую и правую части, получим:

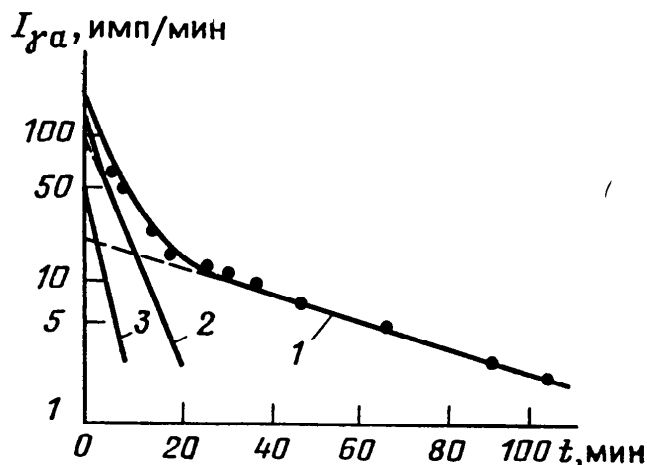
$$\ln I_{\gamma a} = \ln I_{\gamma 0 \infty} - \lambda_p t = \ln \Phi N_x \sigma_x - \lambda_p t. \quad (21.2)$$

Анализ выражения (21.2) позволяет сделать вывод, что тангенс угла наклона кривой  $\ln I_{\gamma a} = f(t)$  равен  $-\lambda_p$ , а отрезок, отсекаемый графиком на оси ординат, прямо пропорционален концентрации определяемого элемента.

Обычно в породе активируются несколько элементов, а потому полученные изотопы имеют разные постоянные распада и разную концентрацию. Определить эти элементы, или по крайней мере наиболее долгоживущий из них, можно, дифференцируя функцию, характеризующую изменение  $\gamma$ -активности во времени. Часто это делают графическим путем. Так, наклон графика  $I$  на рис. 113 характеризует постоянную распада изо-

Рис. 113. Пример графического расчленения зависимости  $I_{\gamma a} = f(t)$  для смеси радиоактивных изотопов (по В. В. Ларионову):

1 —  $^{38}\text{Cl}$ ; 2 —  $^{52}\text{V}$ ; 3 —  $^{28}\text{Al}$



топа  $^{38}\text{Cl}$ , а точка пересечения графика с осью ординат — его концентрацию в породе.

Надежное расчленение графика спада  $\gamma$ -активности на отдельные составляющие возможно лишь при небольшом числе (три-четыре) активных изотопов, периоды полураспада которых различаются значительно — в 3–5 раз. В противном случае для идентификации изотопов используют спектрометрию  $\gamma$ -излучения, аналогично тому, как это делают при СГК.

Измерения методом НАК выполняют поточечно или при непрерывном подъеме прибора. При точечном режиме измерения точки стремятся выбирать на расстоянии длины зонда одна от другой. При этом в очередной точке ведется облучение породы, а в предыдущей — в то же самое время — регистрация наведенной активности. Во избежание влияния излучения активизируемого объема, длину зонда выбирают достаточно большой (порядка 2 м и более). Предварительно в каждой точке измеряют значение естественного  $\gamma$ -фона. Применяют НАК для поисков и разведки руд флюорита алюминия, марганца, ванадия и др. В нефтегазовых скважинах его используют в основном для идентификации кислорода. В обсаженной скважине показания неподвижного прибора при прочих равных условиях зависят от скорости движения кислородсодержащей жидкости за обсадкой — чем больше скорость, тем меньше время активации. Поэтому НАК успешно применяют для выделения затрубных перетоков. Кислородный вариант НАК используют также для выделения полезных ископаемых, бедных кислородом. Эффективность НАК существенно повышается в случае применения генераторов нейтронов. При этом обеспечивают низкую частоту запуска (10–20 Гц) и начинают регистрацию наведенной активности через время задержки  $t \geq 10$  мс, когда тепловые нейтроны практически полностью поглощены и фон ГИРЗ отсутствует. Временная селекция позволяет снизить размеры зондов и уменьшить статистическую погрешность измерений. Вместе с тем, на временах задержки  $t < 1 \div 3$  мс осуществляют регистрацию ГИРЗ, реализуя таким образом комплекс НАК—ИНГК.

# Часть IV

## ТЕРМИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И ГРАВИТАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ГИС

---

Термические, магнитные и гравитационные методы ГИС не получили такого распространения, как электрические, электромагнитные, ядерные и сейсмоакустические. Тем не менее их успешно применяют при решении ряда задач геологического и технологического характера на различных стадиях горно-геологического процесса.

### Глава 22

#### ТЕРМИЧЕСКИЙ КАРОТАЖ

Метод ГИС, заключающийся в изучении пространственного или пространственно-временного распределения температуры по стволу скважины с целью решения геологических и технологических задач, называют термическим каротажем. Термический каротаж базируется на связи температуры с теплофизическими свойствами горных пород, параметрами естественного теплового поля Земли, а также локальных естественных и искусственных тепловых полей.

#### § 1. Теплофизические свойства горных пород и их связь с параметрами тепловых полей

Тепловое поле в каждой точке среды характеризуется температурой  $T$ . Если в разных точках она различна, происходит передача тепловой энергии за счет теплопроводности, конвекции и теплового излучения. В твердых телах, к которым в данном случае можно отнести горные породы, основную роль играет теплопроводность.

Количество тепловой энергии, переносимой в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную вектору  $\text{grad } T$ , называют плотностью теплового потока. Единица ее измерения — Вт/м<sup>2</sup>. Плотность потока тепловой энергии в произвольном направлении — это проекция на данное направление вектора

$$\vec{q} = -\lambda \text{ grad } T, \quad (22.1)$$

который называют *вектором плотности теплового потока*. Здесь  $\lambda$  — *удельная теплопроводность*, знак минус показывает, что



тепловой поток всегда имеет направление, противоположное направлению вектора  $\text{grad } T$ .

Соотношение (22.1) называют *законом Фурье*. Нетрудно видеть, что оно — теплофизический аналог закона Ома в дифференциальной форме (1.2а). В частности, напряженность  $\vec{\Gamma}$  теплового поля, называемая часто *геотермическим градиентом*, определяется соотношением:

$$\vec{\Gamma} = -\text{grad } T. \quad (22.2)$$

Величину  $\xi = \lambda^{-1}$  называют *удельным тепловым сопротивлением*. Из выражений (22.1) и (22.2) следует, что

$$\vec{\Gamma} = \vec{q}/\lambda = \vec{q}\xi. \quad (22.3)$$

К важнейшим теплофизическим характеристикам твердых сред относят также *теплоемкость единицы массы вещества* (массовую теплоемкость)  $c$  и *объемную теплоемкость*  $c_v = c\delta$ , где  $\delta$  — плотность вещества. Первая характеризует количество теплоты, необходимое, чтобы поднять температуру единицы массы, а вторая — единицы объема вещества на  $1^\circ\text{K}$ .

При изучении нестационарных процессов вводят *коэффициент температуропроводности пород*

$$a = \lambda/c\delta = 1/c\xi\delta = 1/c_v\xi,$$

представляющий собой количество теплоты, переносимое в одну секунду через площадку  $1 \text{ м}^2$  в направлении нормали к ней при перепаде объемной концентрации внутренней энергии, равном  $1 \text{ Дж/м}^3$  на  $1 \text{ м}$  длины.

Поделив и помножив правую часть выражения (22.1) на  $c\delta$ , получим

$$\vec{q} = -\frac{\lambda}{c\delta} \text{grad } (Tc\delta) = -a \text{ grad } Q',$$

где  $Q' = Tc\delta$  — внутренняя тепловая энергия единицы объема вещества. Полученное выражение, подобно закону Фика (14.14), описывает процесс, сходный с диффузией частиц вещества, в связи с чем параметр  $a$  можно рассматривать как коэффициент диффузии тепловой энергии.

**Удельная теплопроводность** основных породообразующих минералов  $\lambda = 1,3 \div 8,0 \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$ . Удельная теплопроводность горных пород зависит от их структуры, удельной теплопроводности материала матрицы, плотности, пористости, степени газо-, нефте- и водонасыщения порового пространства, проницаемости и температуры. С ростом  $k_n$ , а также при снижении водонасыщенности  $\lambda$  снижается.

Удельная теплопроводность магматических и метаморфических горных пород варьирует в относительно узких пределах, составляя 2—4 Вт/(м·К). Значительно шире пределы изменения этого параметра у осадочных пород. Нередко  $\lambda$  изменяется у них в пределах целого порядка для одной литологической разности, что объясняется главным образом влиянием влажности. Низкой теплопроводностью (высоким тепловым сопротивлением) обладают глины и сухие породы. У плотных и влажных пород  $\lambda$  выше. Среди осадочных пород наибольшими значениями  $\lambda$  отличаются каменная соль, ангидрит, доломит.

Из полезных ископаемых наименьшую теплопроводность имеют угли, торф и газоносные породы, наибольшую — породы с большим содержанием сульфидов, магнетита и других рудных минералов с электронной проводимостью. Нефтеносные породы по теплопроводности мало отличаются от вмещающих отложений.

Теплопроводность металлов в несколько десятков раз выше теплопроводности горных пород. Однако это различие не столь велико, как для удельных электрических сопротивлений, и термические свойства горных пород можно изучать в обсаженных скважинах.

**Массовая теплоемкость**  $c$  горных пород и полезных ископаемых изменяется в небольших пределах —  $(0,5—4,5) \cdot 10^3$  Дж/(кг·К). С возрастанием влажности теплоемкость увеличивается. Теплоемкость воды  $4,2 \cdot 10^3$  Дж/кг·К. Плотность газов, насыщающих поровое пространство, обычно на порядок и больше отличается от плотности жидкостей: Поэтому газонасыщение коллекторов приводит к снижению их объемной теплоемкости.

**Температуропроводность горных пород** — увеличивается с возрастанием плотности за счет еще более быстрого роста теплопроводности. При возрастании влажности температуропроводность сначала растет, благодаря увеличению теплопроводности, а затем падает из-за увеличения теплоемкости. Газонасыщение приводит к существенному снижению температуропроводности.

**Связь параметров теплового поля с теплофизическими характеристиками среды** описывают дифференциальным уравнением теплопроводности, которое можно получить, исходя из следующих соображений.

Изменение количества теплоты в объеме  $dV$  в единицу времени

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial Q_1}{\partial t} + gdV, \quad (22.4)$$

где  $\partial Q_1/\partial t$  — убыль теплоты (поток вектора  $\vec{q}$ ) через поверхность рассматриваемого объема за счет теплопроводности;

$gdV$  — количество теплоты источников, находящихся в объеме  $dV$ ,  $g$  — плотность источников.

С учетом выражения (22.1)

$$\frac{\partial Q_1}{\partial t} = \operatorname{div} \vec{q} dV = -\operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) dV. \quad (22.5)$$

Изменение количества тепла на величину  $\partial Q$  связано с изменением температуры  $\partial T$  объема  $dV$  очевидным соотношением:

$$\partial Q / c \delta dV = \partial T.$$

Отсюда

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c \delta dV} \frac{\partial Q}{\partial t}. \quad (22.6)$$

Подставив выражение (22.4) с учетом (22.5) в формулу (22.6), получим уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c \delta} [\operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) + g]. \quad (22.7)$$

Для однородного пространства ( $\lambda = \text{const}$ ) его можно упростить:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c \delta} \operatorname{div} \operatorname{grad} T + \frac{g}{c \delta} = a \nabla^2 T + \frac{ag}{\lambda}. \quad (22.8)$$

В стационарном случае производная  $\partial T / \partial t = 0$  и уравнение теплопроводности переходит в уравнение Пуассона

$$\lambda \nabla^2 T + g = 0, \quad (22.9)$$

а в областях без источников — в уравнение Лапласа

$$\nabla^2 T = 0. \quad (22.10)$$

Для однозначного решения уравнений (22.7) — (22.10) необходимо задать начальные условия — распределение температуры в момент времени  $t = t_0$  — и условия сопряжения на границах раздела.

Начальные условия диктуются спецификой решаемой задачи, условия сопряжения — требованиями неразрывности температуры и нормальных составляющих плотности теплового потока в двух точках, бесконечно близких к границе  $S$  двух сред с теплопроводностями  $\lambda_i$  и  $\lambda_j$ :

$$T_i(r, t)|_{S^+} = T_j(r, t)|_{S^-}; \quad (22.11a)$$

$$\lambda_i \frac{\partial T}{\partial n_S} \Big|_{S^+} = \lambda_j \frac{\partial T}{\partial n_S} \Big|_{S^-}. \quad (22.11b)$$

Для двух тел с малой теплопроводностью, имеющих температуру  $T_1$  и  $T_2$ , количество тепла  $dQ$ , передаваемого за время

$dt$  через элемент поверхности  $dS$  границы  $S$ , подчиняется условию:

$$dQ = \alpha (T_1 - T_2) dS dt,$$

где  $\alpha$  — коэффициент внешней теплопередачи, равный количеству теплоты, передаваемой телом в окружающую среду за единицу времени через единицу поверхности при различии температуры в 1 К.

## § 2. Тепловые поля в скважине и околоскважинном пространстве

При геофизических исследованиях скважин различают региональное тепловое поле Земли и местные (локальные) тепловые поля, возникающие на отдельных участках скважин естественным путем или созданные искусственно.

**Региональное тепловое поле** возникает в однородной толще горных пород, если теплопередача происходит исключительно путем теплопроводности, началась достаточно давно и стационарные источники тепла располагаются на большом удалении от глубин, на которых возможно непосредственное измерение температуры.

Возникновение регионального теплового поля обусловлено суммарным действием нескольких источников. Большую роль среди них играет радиоактивный распад. В целом тепловой поток у поверхности Земли вызван процессами, генерирующими тепловую энергию на глубинах до 1000 км, наиболее же существенное влияние на температуру земной коры оказывает генерация тепла в слое глубиной до 300 км.

Тепловое поле в земной коре имеет сложный характер, так как на региональное поле накладываются локальные аномалии, вызванные разными причинами.

Важной причиной появления аномалии в верхней части разреза является солнечная радиация. Связанные с ней колебания температуры имеют суточный, годовой и вековой периоды. Суточные колебания проявляются до глубин 1—2 м, годовые — до 10—40 м, вековые — до 1000 м. Нижнюю границу годовых колебаний называют границей нейтрального слоя.

При изучении регионального поля считают, что теплообмен происходит между двумя полупространствами, нижнее из которых содержит источники тепла и имеет постоянную температуру  $T_m$  (магма), а верхняя — температуру  $T$  (изучаемая среда), изменяющуюся в зависимости от расстояния  $z$  до поверхности раздела  $S$ . Эту поверхность принимают плоской, безграничной, горизонтальной, содержащей начало координат. Ось  $z$  направляют вверх.

Уравнение (22.10) для изучаемой среды в этом случае приобретает вид

$$\partial^2 T / \partial z^2 = 0.$$

Его двойное интегрирование по  $z$  дает выражение для температуры в верхнем полупространстве

$$T = -\Gamma z + B,$$

где  $\Gamma$  и  $B$  — постоянные интегрирования.

Нетрудно видеть, что постоянная  $\Gamma$  является модулем напряженности теплового поля и, согласно выражению (22.2), равна  $|\text{grad } T|$ . Условно ее называют напряженностью теплового поля.

Постоянную  $B$  найдем, воспользовавшись условием сопряжения (22.11a), в соответствии с которым при  $z=0$ , т. е. на границе  $S$ ,  $T_m|_{s^-} = T|_{s^+}$ . В результате

$$T = T_m - \Gamma z. \quad (22.12)$$

Если начало координат поместить на границе нейтрального слоя и направить ось  $z$  вниз, уравнение (22.12) примет более удобный для практических целей вид:

$$T = T_n + \Gamma z,$$

где  $T_n$  — температура на границе нейтрального слоя. Это уравнение используют для приближенных расчетов температуры на глубине  $z$  при среднем значении напряженности  $\Gamma_{\text{ср}} = q\xi_{\text{ср}}$ . Если иметь диаграмму распределения температуры по стволу скважины (геотермограмму), можно, зная  $q$ , определить удельное тепловое сопротивление  $\xi$  пород в отдельных интервалах и тем самым осуществить их литологическое расчленение.

Теоретические графики изменения напряженности  $\Gamma$ , удельного теплового сопротивления  $\xi$  и температуры  $T$  показаны на рис. 114. С увеличением глубины температура монотонно растет, напряженность и сопротивление скачкообразно изменяются на границах пластов, а внутри пластов постоянны.

В практических расчетах напряженность (геотермический градиент) определяется величиной изменения температуры, отнесенной к интервалу 100 (или 1000) м. В частности,

$$\Gamma_{100} = \Gamma \cdot 100 = \frac{T_2 - T_1}{H_2 - H_1} \cdot 100,$$

где  $T_2$  и  $T_1$  — температуры, зарегистрированные соответственно на глубинах  $H_2$  и  $H_1$ . Иногда вместо геотермического градиента удобнее воспользоваться обратной величиной — геотермической ступенью

$$G = \frac{H_2 - H_1}{T_2 - T_1}.$$

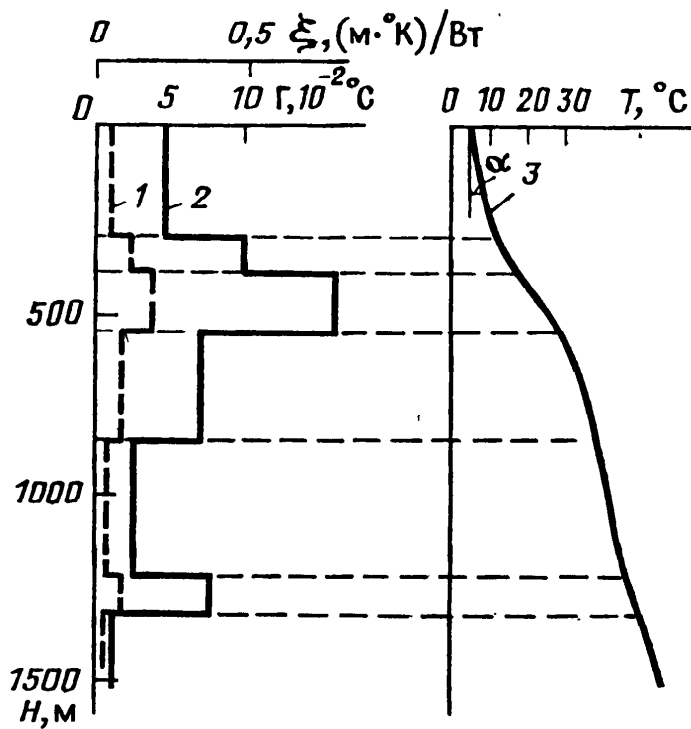


Рис. 114. Результаты термометрии (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову)

1, 2 — графики изменения геотермического градиента  $\Gamma$  и удельного теплового сопротивления с глубиной соответственно; 3 — термограмма

Если границы пластов непараллельны поверхности земли, тепловое поле усложняется. Над антиклиналями, участками тектонических нарушений и породами с малым тепловым сопротивлением (соляными штоками, рифами, магматическими телами) плотность  $q$  потока тепла и напряженность  $\Gamma$  теплового поля возрастают. В зависимости от тектонических особенностей района исследований и литологии отложений, значения геотермического градиента и теплового потока варьируют в широких пределах.

**Локальные тепловые поля**, проявляющиеся в виде положительных и отрицательных температурных аномалий, возникают в скважинах, разрезы которых содержат галогенные отложения, угли, сульфидные руды, коллекторы воды, нефти и газа. Они образуются также под влиянием ряда факторов техногенного происхождения.

Понижение температуры в галогенных отложениях связано с эндотермической реакцией их растворения промывочной жидкостью. Возникающие аномалии быстро исчезают вследствие высокой теплопроводности соли и понижения растворимости при насыщении раствора.

В сульфидных рудах и углях тепловые поля возникают в результате экзотермических реакций окисления. Выделяющаяся теплота повышает температуру руд и углей, а также вмещающих пород и ПЖ. Высокое удельное сопротивление углей в благоприятных условиях способствует их надежному выделению по положительным температурным аномалиям.

Пластовые воды, движущиеся из погруженных зон геосинклинальных областей, вызывают появление положительных температурных аномалий против водоносных коллекторов. Дви-

жение вод, нагнетаемых в нефтегазовые коллекторы для поддержания пластового давления, приводит, как правило, к возникновению отрицательных аномалий. По изменению температуры на отдельных участках разреза можно судить о количестве воды, поступающей в скважину или уходящей из нее. Эти данные используют для оценки приемистости коллектора.

Температура жидкостей и газов, текущих в скважину сквозь пористую среду под действием разности давлений  $\Delta P = P_{пл} - P_c$ , где  $P_{пл}$  и  $P_c$  — давления в пласте и скважине, изменяется в результате эффекта Джоуля—Томсона на величину

$$\Delta T = \varepsilon (P_c - P_{пл}) = -\varepsilon \Delta P,$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент Джоуля—Томсона. Такое течение называют дросселированием.

Для природных горючих газов, имеющих температуру 20—200 °С и давление 5—30 МПа, коэффициент  $\varepsilon$  варьирует в пределах 0,05—0,45 °К·МПа<sup>-1</sup>, что при существующих депрессиях на пласт обуславливает значительное (до нескольких градусов Цельсия) снижение температуры. Чем выше давление, температура и молекулярная масса газа, тем ниже  $\varepsilon$ . Для воды и нефти коэффициенты Джоуля—Томсона невелики и отрицательны [ $\varepsilon_v = -0,05$  °К·МПа<sup>-1</sup>;  $\varepsilon_n = -(0,14 \div 0,15)$  °К·МПа<sup>-1</sup>], что приводит к возникновению незначительных (до нескольких десятых и даже сотых долей градуса) положительных аномалий температуры.

При поступлении в скважину воды, газа или нефти или при их циркуляции за колонной в условиях, когда температура пластового флюида отличается от температуры скважины, температура в скважине и в прискважинной зоне изменяется. Этот эффект называют калориметрическим. В ряде случаев, в частности, если перепад давления  $\Delta P$  невелик, влияние калориметрического эффекта превышает влияние эффекта Джоуля—Томсона. В этих случаях по изменению температуры удается установить место поступления пластового флюида в скважину и оценить его дебит или обнаружить участки затрубных перетоков.

Основными причинами техногенного характера, приводящими к образованию локальных тепловых полей, являются взаимодействие пород с породоразрушающим инструментом при бурении, остывание или нагрев промывочной жидкости, первоначальная температура которой отличалась от температуры пород, а также экзотермические реакции схватывания цемента.

Тепловые поля могут быть стационарными и нестационарными.

**Стационарные тепловые поля** практически не изменяются во времени. К ним относят региональное тепловое поле Земли и локальные поля, вызванные относительно постоянными источ-

никами: равномерным длительным отбором или нагнетанием жидкости или газа, перетоками флюидов за колонной, движением термальных вод, экзотермическими реакциями окисления.

**Нестационарные тепловые поля** имеют главным образом локальный характер и возникают в процессе проводки скважины или в начальный период ее эксплуатации. Они возникают при растворении солей, цементировке колонны, промывке, бурении и т. д.

Если скважина радиусом  $r_c$  находится в однородной изотропной среде, температуропроводности ПЖ и среды равны  $a$ , а начальная разница температур между ними  $\Delta T_0$ , то изменение во времени  $t$  нестационарного теплового поля определяется соотношением:

$$\Delta T = \Delta T_0 [1 - \exp(-r_c^2/4at)], \quad (22.13)$$

полученным путем решения дифференциального уравнения теплопроводности (22.7).

Поскольку изменение температуры во времени подчиняется экспоненциальному закону, т. е. постепенно замедляется, нестационарное поле через некоторое время можно считать стационарным. Продолжительность периода установления определяется спецификой решаемой задачи. Например, при определении давления газа в стволе скважины вносят поправку за температуру, которую необходимо для этого знать с точностью до  $\pm 1$  °С. Следовательно, тепловое поле в этом случае можно считать стационарным, если разность температур двух замеров не превышает 2 °С. Однако при выявлении мест притоков жидкости в скважину или при регистрации геотермограммы с целью литологического расчленения разреза, поле можно считать стационарным, если изменения температуры не превышают 0,01 °С.

Формулу (22.13) используют для оценки времени простоя скважины после бурения или промывки, необходимого для того, чтобы в окружающих породах восстановилось естественное тепловое поле.

В общем случае расчет параметров нестационарных тепловых полей является сложной задачей, не поддающейся аналитическому решению.

### **§ 3. Методика термических исследований, основные элементы аппаратуры, решаемые задачи**

При термических исследованиях скважин применяют методики естественного и искусственного тепловых полей.

**Методика естественного теплового поля** основана на изучении пространственного распределения регионального теплового



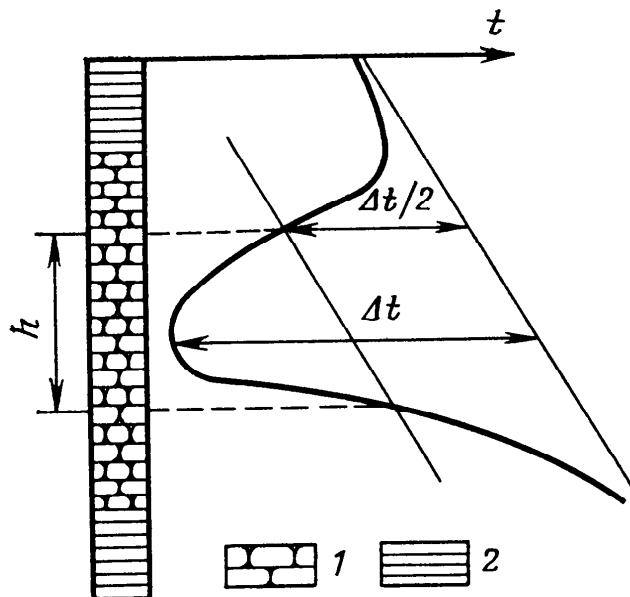


Рис. 115. Пример выделения обводненного участка пласта по данным термометрии (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову):

1 — водоносный песчаник; 2 — глина;  $h$  — часть пласта, обводняемая нагнетаемой водой

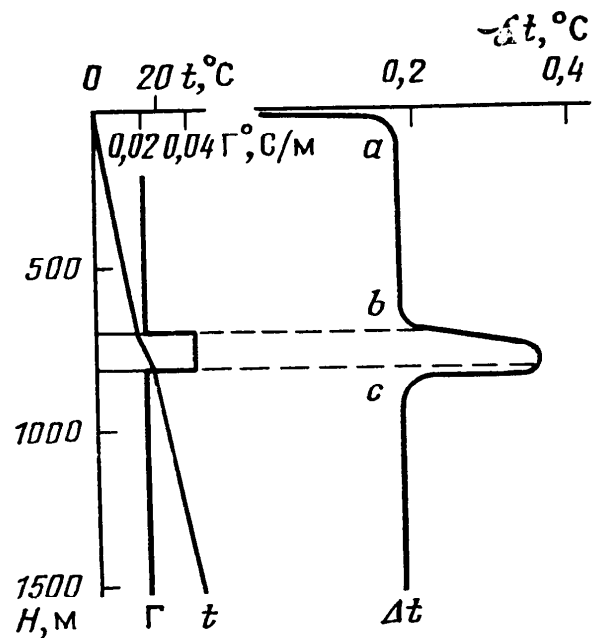


Рис. 116. Результаты комплексных термометрических исследований (по Л. З. Позину):

$t$  — термограмма;  $\Gamma$  — диаграмма геотермического градиента;  $\Delta t$  — аномалий-термограмма

поля Земли или локальных тепловых полей естественного происхождения.

Изучение регионального теплового поля позволяет выделить интервалы разреза с различным значением геотермического градиента. Если плотность теплового потока известна, по формуле (22.3) можно найти удельное тепловое сопротивление пород.

Изучение локального теплового поля позволяет определить местоположение углей, сульфидных руд, легкорастворимых солей, пластов, температура которых изменена интенсивным движением пластовых, в том числе нагнетаемых вод, а также пластов, отдающих в скважину газ или жидкость. Пример выделения обводненного участка пласта по данным термометрии показан на рис. 115.

**Методика искусственного теплового поля** основана главным образом на изучении пространственно-временного распределения теплового поля, созданного путем быстрого заполнения скважины промывочной жидкостью, температура которой отличается от температуры пород. Чем выше теплопроводность пород, тем быстрее изменяется во времени температура промывочной жидкости, что и определяет возможность расчленения разреза, а в благоприятных условиях — определения теплопроводности пород. При изучении естественного теплового поля скважину выдерживают в состоянии покоя в течение времени, необходимого для восприятия промывочной жидкостью

температуры горных пород. Ориентировочно время выдерживания можно определить по формуле (22.13). В зависимости от диаметра скважины и специфики решаемой задачи оно колеблется от нескольких часов до нескольких десятков суток. Локальные тепловые поля проявляются через значительно более короткое время после остановки скважины или включения ее в работу. Если метод искусственного теплового поля применяется для определения температуропроводности пород, скважину промывают жидкостью, температура которой на несколько градусов превышает температуру исследуемых пород.

Температура по стволу скважины меняется в больших пределах. Вместе с тем при решении многих задач важно знать не абсолютное значение температуры, а ее градиент или вариации (аномалии) относительно среднего градиента. Соответственно существуют *термометрия, градиент-термометрия и аномалий-термометрия*. Две последние модификации позволяют обнаруживать и измерять сравнительно небольшие изменения температуры (рис. 116).

Для предотвращения перемешивания промывочной жидкости регистрацию термограмм ведут при спуске скважинных термометров.

**Основные элементы скважинных термометров** — датчики, содержащие термочувствительные резисторы.

Если температура среды  $T_c$  скачком изменяется на величину  $\Delta T$ , температура датчика  $T_d$  изменяется по закону:

$$T_d = T_c + \Delta T [(1 - \exp(-t/\tau))],$$

где  $\tau$  — постоянная времени датчика, характеризующая его тепловую инерцию. В случае линейного изменения температуры во времени, показания скважинного термометра отстают от изменения истинной температуры на величину  $\Gamma v \tau$ , где  $v$  — скорость движения прибора. Поскольку  $\Gamma = -dT/dz$ , а  $dz = v\tau$ , можно считать, что термограмма сдвинута на величину  $dz = v\tau$ .

Применяемые в скважинных термометрах датчики содержат термочувствительные резисторы из медной проволоки или из полупроводниковых материалов. Первые характеризуются высокой линейностью и стабильностью характеристики, однако сравнительно инерционны; вторые, как правило, обладают большим температурным коэффициентом и малой величиной  $\tau$ , однако отличаются значительными собственными шумами и нелинейностью характеристики преобразования.

В зависимости от измеряемого параметра (абсолютная температура, градиент температуры или вариации температуры относительно среднего значения градиента), применяют абсолютные термометры, градиент- или аномалий-термометры.

**Абсолютный термометр** имеет один датчик, свободно омываемый промывочной жидкостью. Им является терморезистор

(или несколько терморезисторов), включенный непосредственно в частотозадающую цепь  $RC$ -генератора. Частота генерируемых колебаний пропорциональна абсолютному значению температуры.

**Градиент-термометр** содержит два датчика, расположенных на расстоянии 1—2 м. Разница сопротивлений терморезисторов двух датчиков пропорциональна температурному градиенту. Для измерения этой разницы терморезисторы включают в смежные плечи измерительного моста. Напряжение разбаланса используется для модуляции частоты перестраиваемого генератора. Глубина модуляции пропорциональна градиенту температуры.

**Аномалий-термометр** содержит два датчика, один из которых обладает малой тепловой инерцией, а другой — примерно в 100 раз большей. Если температура возрастает линейно и скорость движения прибора постоянна, разность температур датчиков устанавливается постоянной, пропорциональной геотермическому градиенту (участок  $ab$  на рис. 116). При изменении градиента разность температур возрастает скачком, что способствует выделению аномалий (участок  $bc$  на рис. 116). Электронные схемы аномалий- и градиент-термометров, в принципе, аналогичны.

**Задачи, решаемые с помощью термического каротажа**, весьма разнообразны. На стадиях региональных и зональных исследований термический каротаж используют для решения структурно-тектонических задач. С этой целью по результатам исследования отдельных скважин, соединяя точки равных температур геозотермами, строят геотермические профили, карты геозотерм на заданной глубине, а также карты равных глубин, соответствующих данной температуре — карты термоизогипс. Частный случай карт термоизогипс — карты гипсометрии зоны вечной мерзлоты.

На стадии поисков и разведки термический каротаж применяют для литологического расчленения разрезов, определения местоположения углей, сульфидных руд, солей, а в благоприятных условиях — газоносных пластов, обладающих повышенным тепловым сопротивлением. Широкое применение находит термический каротаж при поисках и разведке водоносных пластов, которые отличаются низким тепловым сопротивлением и высокой температуропроводностью, а также при изучении термальных вод в районах современной вулканической активности.

На эксплуатационной стадии горно-геологического процесса роль термического каротажа особенно существенна на нефтегазовых месторождениях, где его используют для контроля процессов разработки: выделения интервалов притоков и поглощений в скважинах, оценки дебитов, контроля термического состояния пластов.

Широко применяется термический каротаж для изучения технического состояния скважин. С его помощью определяют

высоту подъема цемента за колонной, выявляют места нарушения колонн и заколонного перетока жидкостей или газа (см. рис. 97, а; 135).

## Глава 23

### МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Методы ГИС, базирующиеся на дифференциации горных пород по намагниченности, магнитной восприимчивости и ядерно-магнитным свойствам, называют магнитными.

Существуют скважинная магниторазведка, каротаж магнитной восприимчивости и ядерно-магнитный каротаж.

#### § 1. Скважинная магниторазведка

Метод ГИС, основанный на изучении распределения естественного магнитного поля по стволу скважины, называют скважинной магниторазведкой (СМ). Физические основы СМ, технология ее проведения, аппаратура, способы обработки и интерпретации результатов близки к таковым при наземной магниторазведке, в связи с чем они изложены здесь в краткой форме.

**Магнитное поле Земли** в первом приближении можно уподобить полю однородного шара, намагниченного по оси, отклоняющейся от оси вращения приблизительно на  $11,5^\circ$ . Намагниченность геологических образований определяется магнитными свойствами слагающих их горных пород (см. гл. 2, § 4) и напряженностью магнитного поля Земли.

Кроме поля намагниченного шара ( $T_0$ ), поле Земли содержит составляющие аномальных полей, связанных с континентальными и материковыми ( $T_1$ ), региональными ( $T_2$ ) и локальными ( $T_3$ ) аномалиями. Полный вектор напряженности магнитного поля

$$\vec{T} = \vec{T}_0 + \vec{T}_1 + \vec{T}_2 + \vec{T}_3.$$

Сумма полей  $\vec{T}_0$  и  $\vec{T}_1$  составляет нормальное геомагнитное поле  $\vec{T}_н$  в изучаемой точке, сумма полей  $\vec{T}_2 + \vec{T}_3$  — аномальное поле  $\vec{T}_а$ . В общем случае  $\vec{T} = \vec{T}_н + \vec{T}_а$ , однако в зависимости от геологического строения и намагниченности геологических образований возможны ситуации, когда  $\vec{T}_а = 0$ ;  $\vec{T}_а = \vec{T}_2$ ;  $\vec{T}_а = \vec{T}_3$  и  $\vec{T}_а = \vec{T}_2 + \vec{T}_3$ .

В СИ единица измерения напряженности магнитного поля — А/м.

В магниторазведке полный вектор напряженности магнитного поля раскладывают на составляющие в прямоугольной системе координат. Ось  $x$  направляют на географический север, ось  $y$  — на восток, ось  $z$  — по отвесу вниз. Проекции вектора  $\vec{T}$  по осям называют соответственно северной ( $X$ ), восточной ( $Y$ ) и вертикальной ( $Z$ ) составляющими поля, а проекцию  $\vec{T}$  на горизонтальную плоскость — горизонтальной составляющей  $H$ . Очевидно, что  $H = (X^2 + Y^2)^{1/2}$ , причем ее направление совпадает с магнитным меридианом.

Напряженность магнитного поля и ее составляющие не постоянны во времени. Их изменения называют магнитными вариациями. Существуют вековые, годовые, суточные вариации и магнитные бури. В скважинной магниторазведке вариации не учитывают, поскольку их величина, как правило, не превышает допустимой погрешности измерений.

С геологической точки зрения интерес представляет аномальная часть магнитного поля. Поэтому для решения обратной задачи СМ определяют величину и ориентацию в пространстве вектора  $\vec{T}_a$ .

Выражения для векторов  $\vec{T}$  и  $\vec{T}_n$  запишем следующим образом:

$$\vec{T} = X\vec{i}_x + Y\vec{i}_y + Z\vec{i}_z, \quad \vec{T}_n = X_n\vec{i}_x + Y_n\vec{i}_y + Z_n\vec{i}_z.$$

Аномальное поле в точке измерения определяется разностью этих векторов:

$$\vec{T}_a = \vec{T} - \vec{T}_n = (X - X_n)\vec{i}_x + (Y - Y_n)\vec{i}_y + (Z - Z_n)\vec{i}_z.$$

Составляющие  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  измеряют непосредственно в скважине, составляющие  $X_n$ ,  $Y_n$ ,  $Z_n$  — на соответствующих контрольных пунктах. Последнюю операцию называют выходом в нормальное поле.

Ствол скважины искривляется с глубиной, в связи с чем необходимо обеспечить соответствующее ориентирование координатных осей. В практических условиях ориентацию обеспечивают, используя сведения о направлении ствола в точке измерения, полученные с помощью инклинометрии (см. гл. 28, § 1). Существуют осевая и вертикальная схемы ориентации. При осевой схеме ось  $z$  ориентируют вдоль оси скважины, а оси  $x$  и  $y$  перпендикулярно к ней, причем располагают их в вертикальной (ось  $x$ ) и горизонтальной (ось  $y$ ) плоскостях, проходящих через точку измерения. При вертикальной схеме ориентации ось  $y$  горизонтальна и перпендикулярна к оси скважины, ось  $x$  горизонтальна и расположена в вертикальной плоскости, проходящей через точку измерения, ось  $z$  вертикальна. Ось скважины в обоих случаях лежит в вертикальной плоскости.

**Магнитное поле намагниченного тела** можно рассматривать как суммарное поле элементарных магнитных диполей, составляющих это тело.

Магнитный потенциал элементарного диполя выражается формулой (см. гл. 1, § 3)

$$dU = dM \cos \theta / 4\pi r^2,$$

где  $dM$  — магнитный момент диполя;  $r$  — расстояние от центра диполя до точки, в которой определяют его потенциал;  $\theta$  — угол между направлением  $r$  и вектором намагниченности  $\vec{J}$  (см. гл. 2, § 4).

Если тело занимает объем  $V$  и имеет постоянную намагниченность, его потенциал

$$U = J \int_V (\cos \theta / 4\pi r^2) dV. \quad (23.1)$$

Обозначим составляющие вектора намагниченности по координатным осям  $J_x, J_y, J_z$ . Тогда выражение (23.1) примет вид:

$$U = \frac{1}{4\pi} \left( J_x \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV + J_y \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV + \right. \\ \left. + J_z \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV \right).$$

Намагниченное тело является источником аномального магнитного поля. Составляющие напряженности этого поля по координатным осям — частные производные магнитного потенциала по соответствующим направлениям в точке измерения, взятые с обратным знаком:

$$X_a = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{1}{4\pi} \left( -J_x \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV - \right. \\ \left. - J_y \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV - J_z \frac{\partial}{\partial x} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV \right); \\ Y_a = -\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{4\pi} \left( -J_x \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV - \right. \\ \left. - J_y \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV - J_z \frac{\partial}{\partial y} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV \right); \\ Z_a = -\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{4\pi} \left( -J_x \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, x)}{r^2} dV - \right. \\ \left. - J_y \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, y)}{r^2} dV - J_z \frac{\partial}{\partial z} \int_V \frac{\cos(r, z)}{r^2} dV \right).$$

Полный модуль вектора аномальной напряженности

$$T_a = (X_a^2 + Y_a^2 + Z_a^2)^{1/2}.$$

Скважина может проходить в стороне от намагниченного тела и пересекать его, что отражается на особенностях изучаемого поля. Внутри намагниченного тела оно является суммой нормального поля, внутреннего поля намагниченного тела и полей внешних намагниченных тел.

В гл. 2, § 4 указывалось, что намагниченность горных пород подразделяют на индуцированную и остаточную, причем вектор  $\vec{J}_i$  индуцированной намагниченности единицы объема связан с напряженностью  $T_v$  внутреннего поля формулой (2.13), которая здесь имеет вид:

$$\kappa = \vec{J}_i / \vec{T}_v. \quad (23.2)$$

Однако эта формула справедлива только для слабомагнитных веществ. Для ферромагнетиков намагниченность зависит от формы тела и направления намагничивания. Можно считать, что при намагничивании ферромагнитного тела вдоль какой-либо его оси на концах, через которые эта ось проходит, возникают магнитные полюсы, создающие внутри тела магнитное поле, противоположное намагничивающему. Его называют размагничивающим. Напряженность размагничивающего поля равна  $N\vec{J}_i$ , где  $N$  — коэффициент размагничивания, меняющийся от 0 до  $4\pi$ . Крайние значения соответствуют бесконечно тонкому пластику, намагниченному в первом случае параллельно плоскости (полюса разнесены на бесконечное расстояние), а во втором — перпендикулярно (полюса бесконечно сближены). Аналогично напряженность размагничивающего поля, связанная с остаточной намагниченностью, равна  $N\vec{J}_r$ , где  $\vec{J}_r$  — вектор остаточной намагниченности единицы объема.

В результате напряженность поля внутри намагниченного тела

$$\vec{T}_v = \vec{T}_n + \vec{T}_{вн} - N\vec{J}_i - N\vec{J}_r, \quad (23.3)$$

где  $\vec{T}_n$ ,  $\vec{T}_{вн}$  — напряженности нормального поля и поля, обусловленного внешними магнитными телами. При отсутствии внешних магнитных тел

$$\vec{T}_v = \vec{T}_n - N\vec{J}_i - N\vec{J}_r. \quad (23.4)$$

Воспользовавшись формулой (23.2), равенство (23.4) можно привести к виду:

$$\vec{T}_B = (\vec{T}_H - N\vec{J}_r) / (1 + N\kappa). \quad (23.5)$$

Если остаточная составляющая намагниченности  $\vec{J}_r = 0$ ,

$$\vec{T}_B = \vec{T}_H / (1 + N\kappa). \quad (23.6)$$

Из выражений (23.5) и (23.6) следует, что магнитное поле внутри намагниченного тела при отсутствии остаточной намагниченности всегда меньше (если  $N > 0$ ) или равно (если  $N = 0$ ) напряженности намагничивающего поля. При наличии остаточного поля напряженность внутреннего поля может превосходить напряженность намагничивающего.

Наряду с определением параметров не только внешнего, но и внутреннего поля для СМ характерна регистрация аномалий, связанных с пересечением границ пластов.

В тех случаях, когда влияние промывочной жидкости незначительно, можно считать, что диаметр скважины бесконечно мал. Допустим, что такая скважина пересекает под прямым углом горизонтальную границу  $S$  двух полубесконечных по мощности и бесконечных по простиранию пластов с магнитными восприимчивостями  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$ , причем  $\kappa_2 > \kappa_1$ . При этом должны соблюдаться условия сопряжения: постоянство перпендикулярной к границе составляющей вектора  $\vec{B}$  магнитной индукции и касательной составляющей напряженности магнитного поля.

Первое условие имеет вид:

$$B_{z, 1} |_{S^+} = B_{z, 2} |_{S^-},$$

или, в соответствии с выражениями (1.2в) и (2.14),

$$Z_1 (1 + \kappa_1) |_{S^+} = Z_2 (1 + \kappa_2) |_{S^-}. \quad (23.7a)$$

Второе условие можно записать следующим образом:

$$\vec{H}_1 |_{S^+} = \vec{H}_2 |_{S^-}. \quad (23.7b)$$

Преобразуя выражение (23.7a) с учетом (23.2), для границы раздела получим:

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 = -(\kappa_2 Z_2 - \kappa_1 Z_1) = -(J_{z2} - J_{z1}) = -\Delta J_z.$$

Следовательно  $\Delta Z$  — изменение  $z$ -составляющей напряженности магнитного поля, перпендикулярной к границе раздела, равно по модулю и обратно по знаку изменению  $\Delta J_z$   $z$ -составляющей вектора намагниченности.



Формула (23.6) позволяет записать:

$$Z_1 = Z_H / (1 + N\kappa_1); \quad Z_2 = Z_H / (1 + N\kappa_2), \quad (23.8)$$

где  $Z_H$  —  $z$ -составляющая нормального поля.

Отсюда

$$\Delta Z = -Z_H \left( \frac{\kappa_2}{1 + N\kappa_2} - \frac{\kappa_1}{1 + N\kappa_1} \right).$$

В данном случае коэффициент размагничивания  $N < 1$ , а магнитная восприимчивость даже для пород, содержащих ферромагнетики, редко превышает 0,1. Поэтому с достаточной для практики точностью можно считать, что

$$\Delta Z = Z_H (\kappa_2 - \kappa_1) = -Z_H \Delta \kappa.$$

Полученное выражение показывает, что при переходе в среду с большей магнитной восприимчивостью напряженность магнитного поля скачком уменьшается, причем измерив  $\Delta Z$ , зная  $z$ -составляющую напряженности нормального поля в точке измерения и магнитную восприимчивость вмещающих пород  $\kappa_1$ , можно найти магнитную восприимчивость  $\kappa_2$ .

Если диаметр скважины  $d_c$  не мал и мощность  $h$  пласта бесконечного простираения с повышенной магнитной восприимчивостью ограничена, задача сводится к нахождению индуцированного магнитного поля на оси скважины путем интегрирования уравнения (23.1) по объему пласта. Результаты интегрирования (рис. 117) показывают, что диаграммы  $\Delta Z = f(z)$  в однородно намагниченном пласте симметричны относительно его середины. К середине пласта относятся максимальные значения приращения напряженности магнитного поля, которые и соответствуют существенным показаниям, причем

$$\Delta Z_{\max} = -v_\kappa \Delta \kappa Z_{\text{вн}},$$

где  $v_\kappa$  — поправочный коэффициент, позволяющий учесть ограниченную мощность пласта. Показано, что

$$v_\kappa = \frac{h}{d_c} / \left[ \left( \frac{h}{d_c} \right)^2 + 1 \right].$$

При  $h/d_c \geq 3$  границы пласта соответствуют значениям

$$|\Delta Z_{\text{гр}}| \approx 0,5 |\Delta Z_{\max}|.$$

В общем случае напряженность поля, регистрируемого при наземной и скважинной магниторазведке, обусловлена магнитными объектами, среди которых могут быть рудные тела, а также перекрывающими и подстилающими их пластами. Если магнитные свойства пересеченных скважиной отложений изучены, разделение полей упрощается. Поле, индуцированное на оси скважины телом произвольной формы, можно определить, интегрируя уравнение (23.1) по объему этого тела. Обычно тела

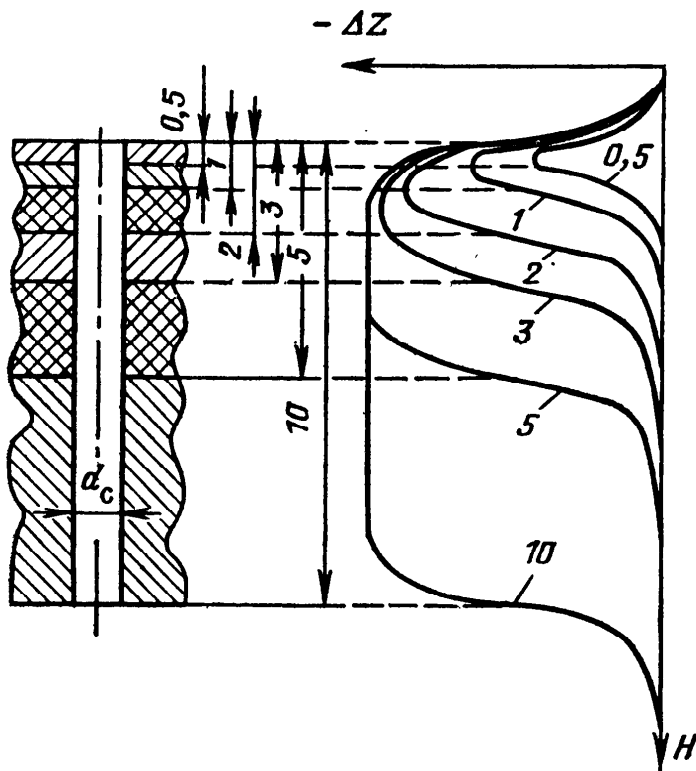


Рис. 117. Расчетные кривые вертикальной составляющей  $\Delta Z$  напряженности земного магнитного поля по оси скважины, пересекающей пласт неограниченного простираения с повышенной магнитной восприимчивостью (по С. И. Шавыкину).

Шифр кривых —  $h/d_c$

сложной формы разбивают на ряд простых (сферы, цилиндры, уступы, слои), для которых и выполняют расчеты. Если влияние скважины незначительно и принята осевая система ориентации координатных осей, формулы, выведенные в магниторазведке для тел простой формы, справедливы в скважинной геометрии при условии, что в качестве глубины залегания намагниченного тела принято его расстояние по перпендикуляру до оси скважины. Необходимо однако учесть, что ориентация вектора намагниченности относительно оси скважины в общем случае отличается от его ориентации относительно наземного профиля.

В тех случаях, когда диаметр скважины не мал и влиянием промывочной жидкости пренебречь нельзя, задача усложняется. Путем интегрирования уравнения (23.1), ее решения получены для мощного и тонкого пластов с произвольными углами падения, а также для параболического, эллиптического и кругового цилиндров.

**Основные элементы аппаратуры СМ** в принципе аналогичны применяемым при наземных исследованиях. Приборы опускают в скважину на стандартном каротажном кабеле. Их корпуса, подобно корпусам приборов индукционного каротажа, изготовляют из немагнитных материалов. Современная скважинная магниторазведочная аппаратура позволяет вести измерение трех составляющих полного вектора магнитного поля Земли, приращения вертикальной составляющей поля и магнитной восприимчивости горных пород.

В качестве чувствительных элементов для регистрации напряженности магнитного поля в скважинной аппаратуре используют магнитомодуляционные датчики (ММД), в принципе, аналогичные применяемым в наземной аппаратуре и часто именуе-

мые феррозондами. Однако в скважинных магнитометрах с целью упрощения конструкции обычно применяют одноэлементные однокатушечные ММД, состоящие из пермаллового стержня и обмотки возбуждения, играющей одновременно роль вторичной измерительной обмотки. В отсутствии внешнего постоянного магнитного поля напряженность переменного магнитного поля не достигает нелинейного участка характеристики преобразования. При наличии постоянного поля рабочая точка сдвигается в нелинейную область, что вызывает появление второй гармоники, пропорциональной напряженности внешнего магнитного поля.

Регистрируют ММД только ту составляющую поля, которая совпадает с направлением их оси, поэтому они применимы для отдельного измерения составляющих земного магнитного поля. Первые скважинные магнитометры измеряли вертикальную составляющую магнитного поля и магнитную восприимчивость  $\kappa$ . Для измерения  $z$ -составляющей поля использовался вертикально расположенный ММД, встроенный в карданный подвес, а для измерения  $\kappa$  — специальные датчики (см. гл. 23, § 2). Такие приборы не давали возможности однозначно определить, с какой стороны от скважины находится намагниченный объект. В дальнейшем был предложен новый комплекс скважинных магнитных измерений — векторная скважинная магнитометрия, основанная на применении трехкомпонентных магнитометров. Современные приборы позволяют определять полный вектор напряженности магнитного поля путем непрерывного измерения его трех взаимно перпендикулярных составляющих. Одновременно измеряется магнитная восприимчивость.

Согласно требованиям метрологии, измеряемой магнитометрами характеристикой поля является магнитная индукция. В СИ единицей магнитной индукции является тесла (Тл). На практике применяют единицу нанотесла ( $1 \text{ нТл} = 10^{-9} \text{ Тл}$ ). Современные скважинные магнитометры с ММД имеют порог чувствительности равный нескольким нанотеслам.

Имеется опыт разработки и применения скважинных протонных магнитометров, основанных на явлении ядерного магнитного резонанса (см. гл. 23, § 3). Их чувствительность соизмерима с чувствительностью феррозондовых магнитометров, однако стабильность и соответственно точность выше.

**Применение магниторазведки** рационально в тех случаях, когда имеется достаточная дифференциация магнитных свойств вмещающих пород и руд, а также четкая локализация рудных тел во вмещающих породах.

Расстояние, на котором можно зафиксировать магнитную аномалию, зависит от намагниченности тела, его размеров, формы и пространственного положения. Рудные тела промышленного значения обнаруживают на расстоянии 150—200 м.

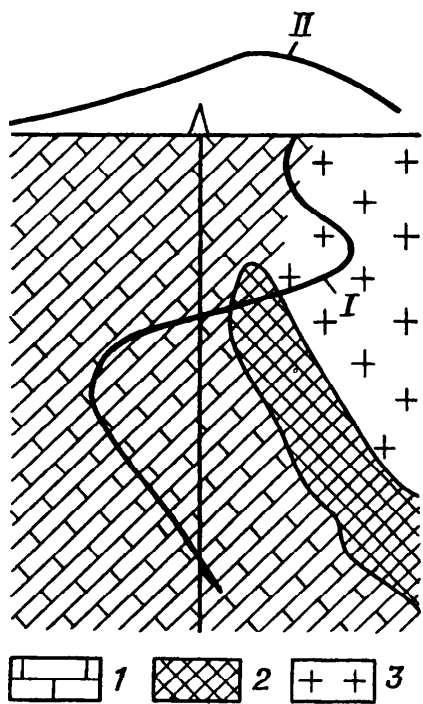


Рис. 118. Распределение аномалий вертикальной компоненты напряженности магнитного поля вдоль скважины (I) и на поверхности (II) по А. А. Попову, А. Б. Ломакину):

1 — известняк; 2 — рудное тело; 3 — эффузивы

даже если скважины расположены близко, выполненные в них исследования трудно отождествить между собой и с наземными исследованиями вследствие угловых и азимутальных искривлений; выход в нормальное поле по обе стороны от линии наблюдений, необходимый для аналитических расчетов, со стороны забоя скважины возможен не всегда.

Названные недостатки в известной степени компенсируются тем, что в СМ можно измерять три составляющие поля. Кроме того при наземных исследованиях точки наблюдения находятся только над источником аномалии, в то время как при скважинных они могут быть расположены с разных сторон от нее. В общем случае качество магниторазведочных работ, в частности эффективность выделения рудных тел и определение их местоположения, удастся повысить, комплексировав скважинные и наземные исследования (рис. 118).

## § 2. Каротаж магнитной восприимчивости

Метод ГИС, основанный на измерении магнитной восприимчивости пород путем создания искусственного электромагнитного поля, называют каротажом магнитной восприимчивости

(КМВ). Структура естественного магнитного поля и величины его аномалий зависят от магнитной восприимчивости слагающих разрез пород. Поэтому КМВ часто проводят одновременно со скважинной магниторазведкой, применяя комплексные скважинные приборы.

Существуют три способа измерения магнитной восприимчивости: двухкатушечным зондом индукционного типа, однокатушечным зондом мостового типа, однокатушечным зондом с перестраиваемым генератором.

Первый способ основан на том, что ЭДС в приемной катушке индукционного зонда пропорциональна произведению  $(1 + \kappa)^2 \sigma$  [см. формулу (5.12a)]. Отсюда следует, что при помещении зонда в магнитную среду ЭДС возрастает с увеличением магнитной восприимчивости. Известно, что ЭДС, возникающая при относительно низкочастотном переменном поле за счет изменения магнитной восприимчивости среды, представляет собой реактивную составляющую сигнала, фаза которого сдвинута на угол  $\pi/2$  по отношению к фазе тока генераторной катушки и, следовательно, к ЭДС, обусловленной электропроводностью среды. Измеряя с помощью фазочувствительного детектора напряжение реактивной составляющей сигнала, можно оценить магнитную восприимчивость среды. Аппаратуру этого типа называют двухкатушечной.

Второй способ измерения магнитной восприимчивости основан на использовании мостовой схемы, чувствительным элементом в которой является индуктивное плечо — катушка с ферритовым сердечником, создающая в горных породах электромагнитное поле. Измерительный мост питается переменным током и уравнивается в воздухе, т. е. в условиях немагнитной непроводящей среды. При помещении моста в скважину изменяется индуктивность чувствительного элемента и условие равновесия нарушается. В первом приближении ЭДС разбаланса пропорциональна магнитной восприимчивости пород, окружающих датчик.

Согласно третьему способу катушку с ферритовым сердечником включают в  $LC$ -контур перестраиваемого по частоте генератора. При изменении магнитной восприимчивости среды меняется индуктивность катушки, что приводит к изменению частоты генерируемых колебаний.

Второй и третий способы называют однокатушечными.

Величина магнитной восприимчивости, регистрируемая в процессе КМВ, зависит от ряда факторов и потому является кажущейся или эффективной ( $\kappa_{эф}$ ). Переход от  $\kappa_{эф}$  осуществляется с помощью соответствующих приемов интерпретации.

Однородные пласты на диаграммах  $\kappa_{эф}$ , зарегистрированных однокатушечным зондом, проявляются симметричными аномалиями. Существенные показания приурочены к их середине.

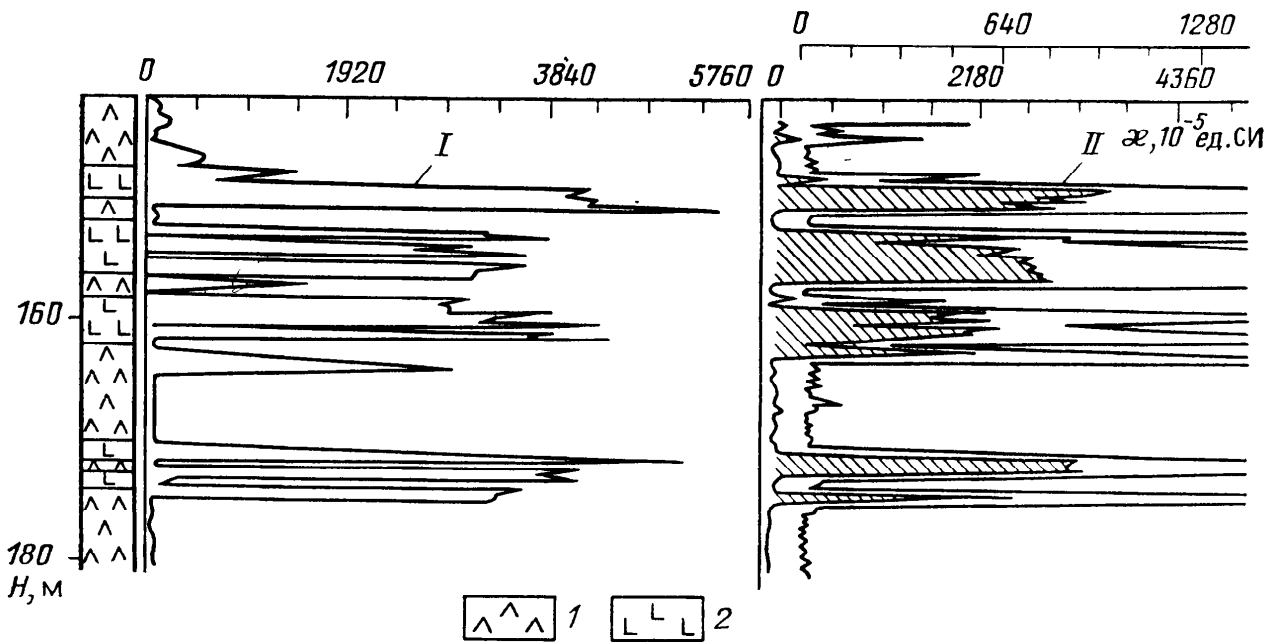


Рис. 119. Диаграммы КМВ (I) и измерения магнитной восприимчивости керна (II) [20].

Диабазовые порфириты: 1 — эффузивные, 2 — интрузивные

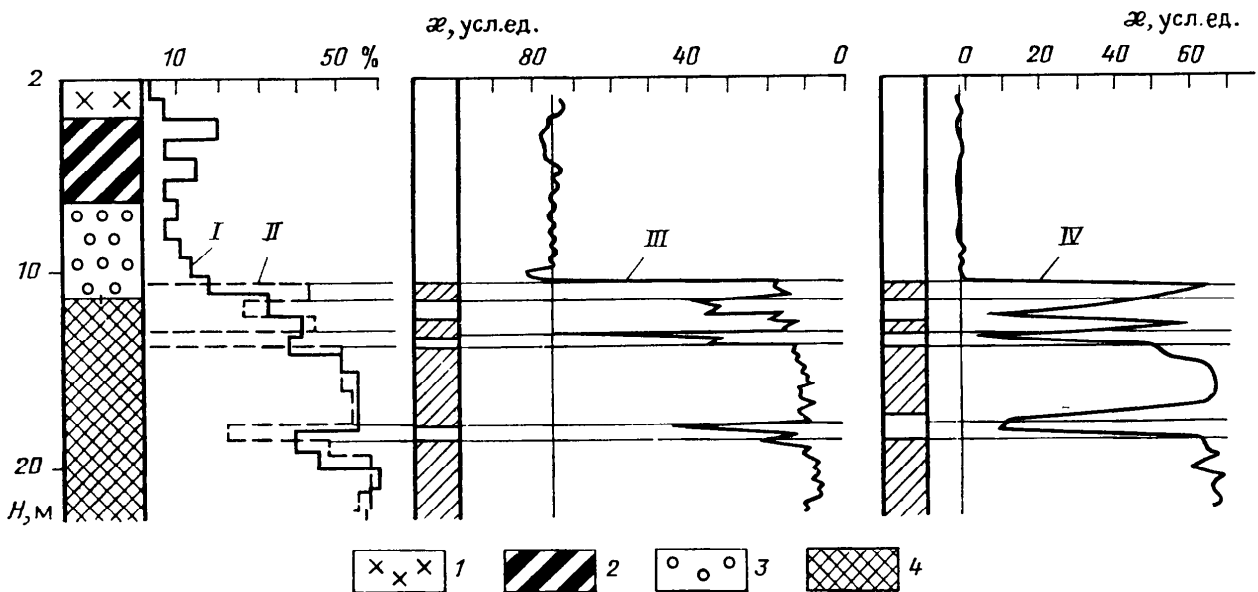


Рис. 120. Применение КМВ для выделения и оценки магнетитовых руд в разрезе подземной скважины [20].

Диаграммы: I, II — содержания железа в породах по данным шламового опробования и КМВ соответственно; III, IV — КМВ с двух- и одно катушечным зондом соответственно; породы: 1 — сиенит, 2 — диорит, 3 — скарн, 4 — магнетитовая руда

В качестве примера на рис. 119 приведены диаграммы КМВ, полученные с однокатушечным зондом в толще интрузивных и эффузивных пород. Интрузивные породы, содержащие магнетитовые руды, имеют магнитную восприимчивость до 0,06 ед. СИ, магнитная восприимчивость эффузивных пород порядка  $10^{-5}$  ед. СИ. Видно, что однокатушечная аппаратура КМВ обладает высоким динамическим диапазоном и хорошей разрешающей способностью по вертикали. Вместе с тем, показания аппаратуры этого типа существенно зависят от влияния скважины и ближ-

ней к ее стенке зоны, в том числе — глинистой корки, скоплений буровой дроби и др. Двухкатушечная аппаратура КМВ в значительной степени свободна от этого недостатка. Если длина двухкатушечного зонда (расстояние между приемной и генераторной катушками) более чем в 2,5 раза превосходит  $d_c$ , влияние скважины практически отсутствует.

Знание магнитной восприимчивости отложений, как указывалось выше, необходимо для интерпретации данных наземной и скважинной магниторазведки. Вместе с тем КМВ имеет и большое самостоятельное значение. Его применяют при исследовании разрезов скважин, пробуренных на магнетитовых и титаномагнетитовых месторождениях в качестве одного из наиболее эффективных методов выделения рудных зон и оценки содержания железа на всех стадиях горно-геологического процесса (см. рис. 150, а).

На рис. 120 приведен пример выделения и оценки магнетитовых руд с помощью КМВ на этапе эксплуатации месторождения. Видно, что данные одно- и двухкатушечных зондов хорошо коррелируются с данными шламового опробования, а в неоднородных участках разреза позволяют уточнить результаты, полученные по шламу. Используется КМВ для выделения бокситов, марганцевых (см. рис. 151, а), хромитовых (см. рис. 151, б), никеленосных, сидеритовых и оловянных руд, а также для корреляции разрезов скважин.

По сравнению с методикой определения магнитной восприимчивости, основанной на изучении естественного магнитного поля (см. гл. 23, § 1), КМВ обладает значительно большей чувствительностью и разрешающей способностью по вертикали, однако отличается существенно меньшей глубиной.

### § 3. Ядерно-магнитный каротаж

Метод ГИС, основанный на изучении магнитного поля, создаваемого ядрами водорода, содержащимися в поровой жидкости, называют ядерно-магнитным каротажем (ЯМК). В отличие от нейтронных методов, чувствительных к интегральному водородсодержанию, ЯМК позволяет определить концентрацию водорода в подвижном флюиде.

Ядра атомов некоторых элементов, образующих горные породы и содержащихся в пластовых флюидах, наряду с механическим моментом  $P$  имеют магнитный момент  $\mu_j$ . В связи с этим их можно представить в виде вращающихся волчков (гироскопов), оси которых описывают конические поверхности (прецессируют), будучи в среднем ориентированы в направлении вектора напряженности магнитного поля Земли  $\vec{H}_3$ . Величину  $\gamma = \mu_j/P$  называют *гиромангнитным отношением*. Резонансная

Таблица 6. Ядерно-магнитные характеристики некоторых изотопов

Изотоп	$\gamma/2\pi$ , кГц/Тл	Относи- тельная ампли- туда ССП	Резонанс- ная частота прецес- сии в по- ле Земли, кГц	Изотоп	$\gamma/2\pi$ , кГц/Тл	Относи- тельная ампли- туда ССП	Резонанс- ная частота прецес- сии в по- ле Земли, кГц
$^1\text{H}$	42 570	1,000	2,178	$^{23}\text{Na}$	11 280	0,093	0,563
$^{13}\text{C}$	10 710	0,016	0,503	$^{25}\text{Mg}$	2 610	0,027	0,130
$^{17}\text{O}$	5 770	0,029	0,288	$^{27}\text{Al}$	11 100	0,207	0,554

(ларморова) частота прецессии определяется модулем напряженности магнитного поля  $H_3$  и гиромагнитным отношением

$$f = \gamma H_3 / 2\pi.$$

Из табл. 6 видно, что максимальной частотой прецессии обладают ядра стабильного изотопа водорода  $^1\text{H}$  — протоны.

Упорядоченная ориентация осей прецессии ядер в направлении вектора  $\vec{H}_3$  в той или иной степени нарушается тепловым движением молекул. Тем не менее, при неизменных условиях в среде возникает динамическое равновесие, характеризующее ядерную намагниченность вещества (ядерный парамагнетизм). Вектор ядерной намагниченности  $\vec{M}_0$  представляет собой сумму ядерных магнитных моментов единицы объема вещества и может быть рассчитан по формуле:

$$\vec{M}_0 = \kappa_{\text{я}} \vec{H}_3,$$

где  $\kappa_{\text{я}}$  — ядерная магнитная восприимчивость, пропорциональная числу ядер атомов данного элемента  $N$  и его гиромагнитному отношению  $\gamma$  в квадрате. Из табл. 6 видно, что максимальным гиромагнитным отношением обладают ядра изотопа водорода  $^1\text{H}$  — протоны. Поскольку  $\kappa_{\text{я}} \sim \gamma^2$ , именно они обуславливают ядерную намагниченность вещества. Поэтому, измеряя составляющую вектора ядерной намагниченности, прецессирующую на частоте, близкой к резонансной частоте водорода в поле Земли, можно было бы оценить водородсодержание. Практически сделать это не удастся, так как отношение сигнал/помеха, обусловленное слабым магнитным полем Земли, мало.

Для повышения отношения сигнал/помеха в ЯМК используют поляризующее магнитное поле  $\vec{H}_n$ , направление которого относительно магнитного поля Земли составляет угол, близкий к  $90^\circ$ . В результате магнитные моменты ядер водорода изменяют ориентацию и в новом равновесном состоянии прецесси-



руют вокруг вектора напряженности суммарного магнитного поля

$$\vec{H} = \vec{H}_n + \vec{H}_z.$$

Поскольку  $|\vec{H}_n| \gg |\vec{H}_z|$  модуль вектора  $|\vec{M}| \gg |\vec{M}_0|$ , а ось его прецессии практически ортогональна  $\vec{H}_z$ .

Новое равновесное состояние вектора ядерной намагниченности устанавливается постепенно. Процесс его перехода из одного состояния в другое называют ядерной магнитной релаксацией. При включении поляризирующего поля ее описывают выражением

$$\vec{M} = \vec{M}_\infty [1 - \exp(-t_n/T_1)], \quad (23.9)$$

где  $\vec{M}_\infty$  — вектор ядерной намагниченности, соответствующий неограниченной длительности поляризации;  $t_n$  — время поляризации,  $T_1$  — постоянная времени, характеризующая скорость изменения составляющей намагниченности, ориентированной вдоль (продольно) направления внешнего поля, называемая *временем продольной релаксации*.

Из теории известно, что прецессионное движение гироскопов можно считать безынерционным. Поэтому, одновременно с выключением поляризирующего поля, прекращается прецессия отдельных ядер и соответственно вектора  $\vec{M}$  вокруг направления вектора  $\vec{H}$ ; начинается их свободная прецессия вокруг направления вектора  $\vec{H}_z$ . Напряженность  $\vec{H}_z = \vec{H}_{z, \text{ср}} \pm \Delta\vec{H}$ , где  $\vec{H}_{z, \text{ср}}$  — среднее значение напряженности;  $\Delta\vec{H}$  — напряженность локального поля, меняющаяся от ядра к ядру, зависящая от типа ядер и их взаимного положения. Распределение локальной напряженности характеризует неоднородность поля и влияет на параметры регистрируемых сигналов. Интенсивные источники локальных полей — ионы парамагнитных веществ, содержащиеся в пластовой жидкости и на поверхности твердой фазы.

Возникшее в результате поляризации поле ядерной намагниченности после выключения поляризирующего поля релаксирует в результате теплового движения молекул и прецессии ядер вокруг поля Земли.

Влияние прецессии объясняется следующим образом.

Вследствие взаимодействия магнитных моментов ядер и влияния неоднородностей, локальные значения  $\vec{H}_z$ , а следовательно и частоты прецессирующих ядер, несколько отличаются. Это приводит к нарастающему в среднем расхождению их фаз

и снижению амплитуды вектора  $\vec{M}$ . Поскольку направление вектора  $\vec{M}$  при этом приближается к направлению поля Земли, можно считать, что уменьшается его поперечная составляющая. Релаксацию такого типа называют поперечной.

Параметры *поперечной релаксации* удается оценить, регистрируя напряжение, индуцируемое в приемной катушке прецессирующими магнитными моментами ядер водорода. Поскольку прецессия происходит в поле Земли, соотношение сигнал/помеха можно увеличить, применяя полосовой фильтр, настроенный на частоту около 2,1 кГц.

Снижение напряжения в результате релаксации поля происходит по закону

$$U(t) = U_0 \exp(-t/T_2) \cos \omega_0 t,$$

где  $U_0$  — амплитуда начального напряжения, пропорциональная начальной величине  $\vec{M}$ ;  $t$  — время, прошедшее с начала прецессии;  $\omega_0$  — средняя циклическая частота прецессии;  $T_2$  — *время поперечной релаксации*.

Начальная амплитуда  $U_0$  сигнала свободной прецессии (ССП) и связанные с ней величины  $T_1$  и  $T_2$  — основные информационные параметры ЯМК.

Время продольной релаксации  $T_1$  растет с увеличением объема содержания водородсодержащей жидкости, а также с повышением подвижности ее молекул. В связи с этим  $T_1$  зависит от типа жидкости, ее вязкости, температуры, степени взаимодействия с поверхностью твердой фазы. Присутствие в жидкости или на поверхности матрицы ионов-парамагнетиков (медь, железо, марганец, хром и др.), легко намагничивающихся и приводящих к образованию локальных неоднородностей  $\Delta \vec{H}$  приводит к снижению  $T_1$ .

По величине  $T_1$  можно в принципе судить о типе флюидов-порозаполнителей (нефть или вода) даже в тех случаях, когда их вязкости отличаются незначительно. Эта возможность основана на том, что нефть, оставшаяся в зоне проникновения, препятствует контакту фильтрата ПЖ с поверхностью твердой фазы, снижая таким образом количество связанной воды. Поэтому величина  $T_1$  оказывается выше, чем в водоносных пластах.

Время поперечной релаксации  $T_2$  всегда меньше, хотя зависит в основном от тех же факторов. Однако зависимость  $T_2$  от наличия неоднородностей значительно выше. Чрезвычайно быстро снижается поперечная составляющая вектора ядерной намагниченности, вызванная ядрами водорода, входящими в кристаллическую решетку, в молекулы жидкости, связанные с поверхностью твердой фазы, в вязкие нефти и битумы.

В целом значения  $T_1$  лежат в пределах от  $10^{-4}$  с для растворов парамагнитных солей до нескольких часов для очень чистых диамагнитных кристаллов. Значения  $T_2$  изменяются от  $10^{-4}$  с для кристаллов до нескольких секунд для диамагнитных жидкостей. Кристаллизация жидкости (например, замерзание воды) сопровождается резким снижением  $T_2$ , что создает предпосылки использования ЯМК для исследования геокриогенных процессов.

Поляризующее поле  $\vec{H}_n$  возбуждают как правило с помощью той же катушки, которая служит для регистрации ССП. Отключение тока поляризации приводит к интенсивным переходным процессам в измерительных цепях. Поэтому ток отключают в два этапа и регистрацию ССП начинают спустя некоторое время  $t_m$ , превышающее 20 мс и называемое «мертвым». Сигналы с  $T_2 < t_m$  затухают до начала измерений. Поэтому кристаллизационная и связанная вода или вязкая ПЖ не вносят вклада в регистрируемый сигнал. Значения  $T_2$ , превышающие 20 мс, свойственны свободному флюиду, способному перемещаться в поровом пространстве под действием перепада давления; они характеризуют эффективную пористость пород и косвенно их проницаемость. В то же время даже при незначительной концентрации парамагнетиков  $T_2 < t_m$ . Полностью исключает возможность применения ЯМК обсадка скважины стальными трубами.

Определяемое с помощью ЯМК количество свободного флюида в единице объема горной породы характеризуют *индексом свободного флюида (ИСФ)*, под которым понимают отношение числа ядер водорода, содержащихся в свободном флюиде, насыщающем горную породу, к числу ядер водорода в дистиллированной воде, занимающей тот же объем, что и порода. Подчеркнем, что при переходе от ИСФ к эффективной пористости необходимо учитывать, что вода, нефть и газ отличаются по удельному содержанию ядер водорода. Вместе с тем, снижение ИСФ при неизменной эффективной пористости может свидетельствовать о газонасыщенности пласта.

Исследования при ЯМК осуществляют циклами. В каждом цикле через катушку, ось которой перпендикулярна к оси скважины, пропускают постоянный ток поляризации. Через время поляризации  $t_n$  ток выключают и поляризующее поле исчезает.

Для определения начальной амплитуды ССП  $U_0$  и времени  $T_2$  измеряют значения сигнала  $U_1, U_2, \dots$  в моменты  $t_1, t_2, \dots$ . Значения  $U_0$  и  $T_2$  получают с помощью вычислительного устройства, расположенного в пульте аппаратуры ЯМК, на основе решения системы:

$$U_1 = U_0 \exp(-t_1/T_2); \quad U_2 = U_0 \exp(-t_2/T_2).$$

Для определения времени продольной релаксации  $T_1$  используют зависимость начальной амплитуды сигнала  $U_0$  от продол-

жительности  $t_n$  действия поляризующего поля. Поскольку  $U_0 \sim \sim |M|$ , на основании выражения (23.9) запишем:

$$U_0(t_n) = U_{0\infty} [1 - \exp(-t_n/T_1)], \quad (23.10)$$

где  $U_0(t_n)$ ,  $U_{0\infty}$  — значения  $U_0$  при длительности действия поляризующего поля соответственно равном  $t_n$  и  $t_n \rightarrow \infty$  (практически при  $t_n \geq 3 T_1$ ). Из выражения (23.10) видно, что

$$-t_n/T_1 = \ln \frac{U_{0\infty} - U_0(t_n)}{U_{0\infty}}.$$

Таким образом, определив  $U_{0\infty}$  и измерив  $U_0(t_n)$ , можно найти значение  $T_1$ , характеризующее тип флюида.

Введем величину  $B = -t_n/T_1$ . Угловым коэффициентом зависимости  $B = f(t_n)$  равен  $-1/T_1$ . Отклонение графика от прямой свидетельствует о наличии двух и более компонент, влияющих на время  $T_1$ . Расчленяя график  $B = f(t_n)$  на составляющие с различными величинами  $T_1$ , можно сделать вывод о типах флюидов, влияющих на формирование ССП.

Диаграмма ЯМК симметрична относительно середины пласта. Вертикальная разрешающая способность определяется длиной катушки зонда  $L_k$ . При мощности пласта  $h > L_k$  его границы отмечают в середине участков подъема и спада диаграммы, существенные показания сни-

мают в середине аномалии. При  $h < L_k$  амплитуда аномалий снижается, а границы отмечаются ближе к ее середине. Для получения исправленных за мощность показаний используют специальные палетки. Показания в единицах ИСФ после внесения поправок за влияние диаметра скважины, мощности глинистой корки, типа флюида-порозаполнителя, соответствуют эффективной пористости  $k_{п.эф.}$

Аномалии на диаграммах ЯМК однозначно свидетельствуют о наличии коллектора. Максимальные показания соответствуют чистым неглинистым песчаникам, минимальные — аргиллитам (рис. 121).

К основным задачам, решаемым с помощью ЯМК, от-

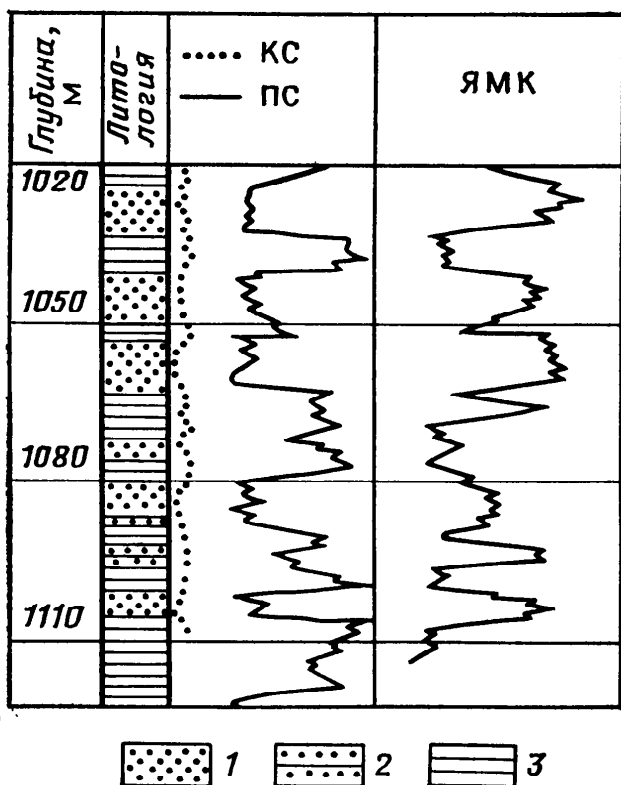


Рис. 121. Пример выделения проницаемых пластов с помощью ЯМК (по В. Д. Неретину):

1 — песчаник; 2 — песчаник глинистый; 3 — глина

носятся: выделение коллекторов и оценка их проницаемости, эффективной пористости и эффективной мощности; определение типа флюида-порозаполнителя; выделение битуминизированных, загипсованных и углистых пластов.

## Глава 24

### СКВАЖИННАЯ ГРАВИРАЗВЕДКА

Метод ГИС, основанный на изучении распределения поля силы тяжести по стволу скважины, называют скважинной гравirazведкой (СГР).

Существуют две модификации СГР. Первую применяют для определения местоположения и параметров геологических объектов, являющихся источниками гравитационных аномалий, вторую — для определения плотности слоев, пересеченных скважиной. Эту модификацию, получившую основное распространение, называют *гравитационным каротажем* (ГрК)<sup>1</sup>.

#### § 1. Физические основы СГР

Согласно закону всемирного тяготения, две точечные массы  $m$  и  $m_1$ , расположенные на расстоянии  $r$  одна от другой, взаимно притягиваются с силой

$$\vec{F} = G \left( mm_1 / r^2 \right), \quad (24.1)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная (постоянная тяготения).

В СИ  $G = 6,674 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ .

Силу притяжения, действующую на единичную массу и численно равную ускорению, сообщаемому этой массе, в гравиметрии называют напряженностью поля притяжения. Для краткости термин «сила притяжения» сохраняют за ускорением, обусловленным силой притяжения.

В качестве единицы ускорения в СИ принимают ускорение  $g$ , получаемое массой 1 кг под действием силы 1 Н, т. е.  $[g] = 1 \text{ Н} / 1 \text{ кг} = 1 \text{ м} / \text{с}^2$ . Эту единицу называют галилео (Гл). В гравиметрии более распространена единица Гал — ускорение, развиваемое массой 1 г под действием силы в  $10^{-5}$  Н:  $1 \text{ Гал} = 1 \text{ см} / \text{с}^2 = 10^{-2} \text{ Гл} = 10^{-2} \text{ м} / \text{с}^2$ . Для практических целей используют миллигал (мГал) и реже микрогал (мкГал) ( $1 \text{ мГал} = 10^{-3} \text{ Гал} = 10^{-5} \text{ Гл}$ ).

Найдем силу  $F$ , с которой масса  $m$ , распределенная в объеме  $V$  с плотностью  $\delta = \delta(\xi, \eta, \zeta)$ , где  $\xi, \eta, \zeta$  — координаты точек

<sup>1</sup> Глубинность ГрК на много порядков больше, чем у других методов каротажа, поэтому его правильнее считать методом скважинной геофизики.

внутри объема  $V$ , притягивает единичную массу, расположенную в точке  $B(x, y, z)$  вне объема  $V$ .

Выделим в объеме  $V$  в точке  $A(\xi, \eta, \zeta)$  элементарную массу  $dm = \delta d\eta d\zeta d\xi$ . Создаваемая ею сила притяжения

$$d\vec{F} = Gdm/r^2, \quad (24.2)$$

где

$$r = [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2]^{1/2}.$$

Проекции вектора  $d\vec{F}$  на координатные оси  $x, y, z$  соответственно:

$$\begin{aligned} dF_x &= dF \cos(dF, x) = G \frac{dm}{r^2} \frac{\xi - x}{r}; \\ dF_y &= dF \cos(dF, y) = G \frac{dm}{r^2} \frac{\eta - y}{r}; \\ dF_z &= dF \cos(dF, z) = G \frac{dm}{r^2} \frac{\zeta - z}{r}. \end{aligned} \quad (24.3)$$

Составляющие силы притяжения, создаваемой всей массой, распределенной в объеме  $V$ , вычислим, интегрируя выражения (24.3) по объему  $V$ . Например

$$F_x = G \int_V \frac{\xi - x}{r^3} dm. \quad (24.4)$$

Численно  $F_x = g_x$ ;  $F_y = g_y$ ;  $F_z = g_z$ . Эти величины являются производными по  $x, y, z$  функции

$$U = G \int_V (1/r) dm, \quad (24.5)$$

в чем легко убедиться непосредственным дифференцированием. Так,

$$\frac{\partial U}{\partial x} = G \int_V \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{r} \right) dm = G \int_V \frac{\xi - x}{r^3} dm = F_x.$$

Функцию  $U$  называют потенциалом притяжения или гравитационным потенциалом. Из выражения (24.5) следует, что

$$U(x, y, z) = G \int_V \frac{\delta d\xi d\eta d\zeta}{[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2]^{1/2}}. \quad (24.6)$$

Видно, что первые производные потенциала притяжения  $U$ , т. е. составляющие напряженности поля, есть проекции силы тя-

жести на координатные оси. Часто применяют обозначения  $U_x = F_x = g_x$ ;  $U_y = F_y = g_y$ ;  $U_z = F_z = g_z$ .

Дифференцируя  $U(x, y, z)$  по координатам и учитывая, что в гравиразведке обычно полагают  $\delta = \text{const}$ , получим:

$$\begin{aligned} g_x = U_x(x, y, z) &= G\delta \int_V \frac{\xi - x}{r^3} d\xi d\eta d\zeta; \\ g_y = U_y(x, y, z) &= G\delta \int_V \frac{\eta - y}{r^3} d\xi d\eta d\zeta; \\ g_z = U_z(x, y, z) &= G\delta \int_V \frac{\zeta - z}{r^3} d\xi d\eta d\zeta. \end{aligned} \quad (24.7)$$

В наземной гравиразведке используют вторые производные потенциала по  $x, y, z$ . Так, производная  $\partial^2 U / \partial z^2$  указывает скорость изменения силы тяжести по оси  $z$ . Однако в СГР их не применяют в связи с трудностью измерения в скважинных условиях.

Гравитационное поле Земли возникает в результате действия силы притяжения Земли, центробежной силы, вызванной ее вращением, и сил притяжения других небесных тел. В СГР силы притяжения небесных тел не учитывают из-за их малости. Мерой гравитационного поля является его напряженность, численно равная величине  $g$ .

Центробежная сила, действующая на единичную массу, пропорциональна расстоянию этой массы от оси вращения, квадрату циклической скорости  $\omega$  суточного вращения Земли и, подобно силе притяжения, численно равна центробежному ускорению. Компоненты центробежного ускорения по осям  $x, y, z$ :

$$P_x = \omega^2 x; \quad P_y = \omega^2 y; \quad P_z = 0. \quad (24.8)$$

Из сказанного следует, что составляющая напряженности гравитационного поля (силы тяжести) по оси  $z$ , которую и измеряют в гравиразведке, имеет вид:

$$g_z = G \int_V \frac{\zeta - z}{r^3} dm.$$

Если поместить начало координат в притягиваемую точку, т. е. принять  $x = y = z = 0$ ,

$$g_z(0) = G \int_V \frac{\zeta}{r^3} dm.$$

В цилиндрической системе координат

$$\xi = r \cos \theta; \quad \eta = r \sin \theta; \quad \zeta = z;$$

$$d\xi d\eta d\zeta = r dr dz d\theta.$$

Отсюда

$$g_z(0) = G \int_V \frac{\delta r z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dz dr d\theta. \quad (24.9)$$

Практический интерес представляет не полное фактически измеренное значение силы тяжести  $g$ , а ее аномалия

$$\Delta g = g - \gamma = g_0 - \gamma_0,$$

где  $\gamma$ ,  $\gamma_0$  — соответственно нормальное значение силы тяжести в точке измерения на реальной поверхности Земли и приведенное — на ее идеальной поверхности, совпадающей с поверхностью геоида;  $g_0$  — значение силы тяжести, приведенное к поверхности геоида. Возникновение аномалии связано с неоднородным распределением масс и свидетельствует об источниках возмущения.

Аномалию силы тяжести, вызванную телом произвольной формы, можно вычислить, интегрируя выражение (24.9) по объему этого тела. Практически тела сложной формы разбивают на систему простых, для которых и выполняют расчеты. Если ось  $z$  совпадает с осью скважины, формулы, выведенные в наземной гравиразведке для тел простой формы, справедливы для скважинной геометрии при условии, что в качестве глубины залегания тела принято его рассмотрение по перпендикуляру до оси скважины. Необходимо однако иметь в виду, что в гравиразведке измеряют  $z$ -составляющие силы тяжести, ориентация которых относительно направления векторов аномальной силы тяжести в скважинной и наземной геометрии различна (рис. 122, а).

Возможность применения скважинной гравиразведки для определения местоположения и параметров геологических объектов рассмотрим на примере тела сферической формы.

Из теории гравиметрии известно, что сила притяжения однородного шара во внешней по отношению к нему области равна силе притяжения материальной точки с массой, равной массе шара и помещенной в его центре. Следовательно, определяя  $\Delta g_z$  шара, можно воспользоваться выражением (24.1) для точечных масс. В частности, для шара массой  $M$ , координаты центра которого  $L$  и  $H$  (рис. 122, б),

$$\Delta g_z = GM \cos \theta / [L^2 + (H - z)^2] = GM (H - z) / [L^2 + (H - z)^2]^{3/2}. \quad (24.10)$$



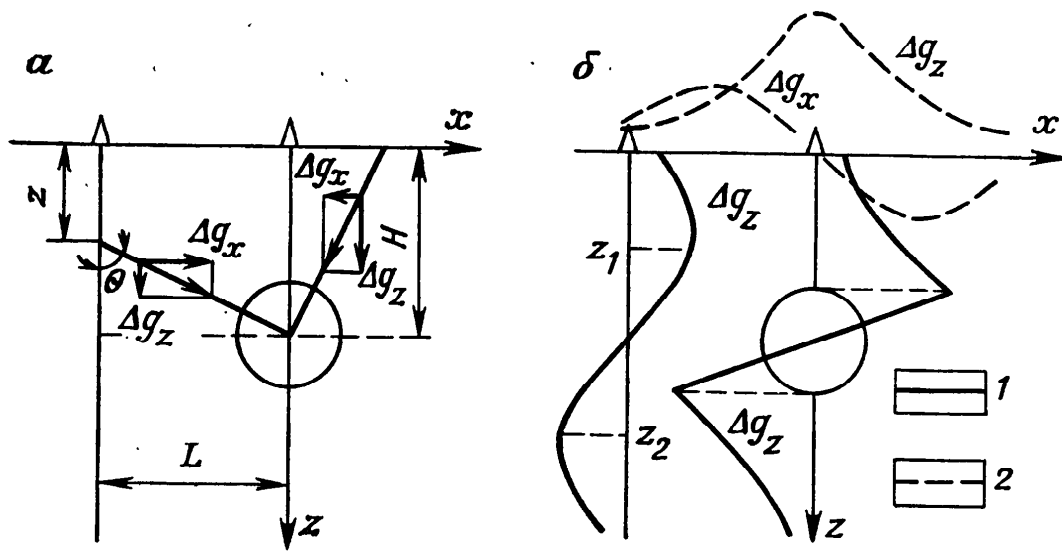


Рис. 122. Составляющие аномалии силы тяжести, вызванной шаром (а) и графики их изменения (б), зарегистрированные в скважине (1) и на поверхности (2) земли

Для точек, расположенных внутри шара на оси  $z$ , т. е. при  $L=0$ , выражение (24.10) принимает вид:

$$\Delta g_z = GM_r / (H - z)^{1/2}, \quad (24.11)$$

где  $M_r$  — масса внутренней, по отношению к точке измерения, части шара. Замена  $M$  на  $M_r$  физически объясняется тем, что влияние элементарных масс, составляющих внешний по отношению к точке измерения сферический слой, взаимно компенсируется.

Анализ выражений (24.10) и (24.11) показывает, что график изменения  $\Delta g_z$  вдоль оси скважины совпадает с графиком изменения  $\Delta g_x$  вдоль наземного профиля (см. рис. 122, б). Поле  $\Delta g_z$  на вертикальных профилях  $x=L$  и  $x=0$  переходит через 0 в точке  $z=H$ , определяя местоположение центра шара. Максимальные значения  $\Delta g_z$  на профиле  $x=L$  определяют верхнюю и нижнюю границы шара. На профиле  $x=0$  максимальные значения  $\Delta g_z$  соответствуют координатам  $z_1 = H - L/\sqrt{2}$  и  $z_2 = H + L/\sqrt{2}$ . Отсюда по разности  $z_2 - z_1$  вычисляют  $L/\sqrt{2}$  и, следовательно,  $L$  — расстояние до центра шара. Формула для разности измеренных значений  $\Delta g_z$  в точках  $z_2$  и  $z_1$ , при  $x=L$  позволяет найти массу шара

$$\Delta (\Delta g_z) = \Delta g_{z_2} - \Delta g_{z_1} = 4MG/3\sqrt{3} L^2.$$

Формула (24.11) дает возможность определить массу шара при  $x=0$ .

Если известен радиус шара  $R$ , можно рассчитать его плотность

$$\delta = M/V = 9\sqrt{3} \Delta (\Delta g_z) L^2 / 16\pi GR^3.$$

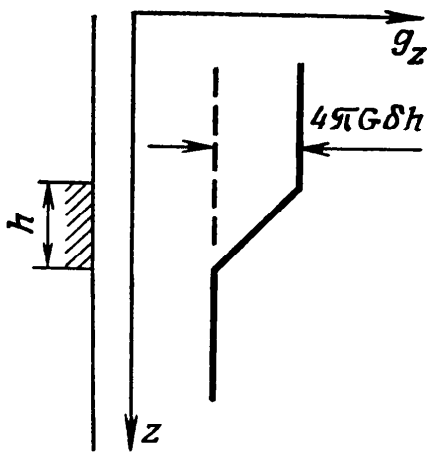


Рис. 123. Изменение силы тяжести при переходе через горизонтальный пласт повышенной плотности

Одновременно определить  $\delta$  и  $R$  нельзя, так как при выполнении условия  $\delta_1 R_1^3 = \delta_2 R_2^3$  аномальные поля совпадают, иначе говоря, имеет место теоретическая эквивалентность.

Для обоснования плотностной модификации, т. е. возможности определения средней плотности слоев бесконечного простиранья по данным гравитационного каротажа, найдем выражение для вертикальной составляющей притяжения цилиндрического кольца в точке, расположенной выше кольца на оси цилиндра. Положив начало координат в этой точке, с помощью формулы (24.9) определим

$$\Delta g_z = G\delta \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} \int_{H_1}^{H_2} \frac{rz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} dr dz d\theta,$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы соответственно внутренней и внешней цилиндрических поверхностей кольца;  $H_2$  и  $H_1$  — расстояния от точки наблюдения до нижнего и верхнего основания кольца.

После интегрирования по  $\theta$  и  $r$  получим

$$\Delta g_z = 2\pi G\delta \int_{H_1}^{H_2} \left( \frac{z}{\sqrt{r_1^2 + z^2}} - \frac{z}{\sqrt{r_2^2 + z^2}} \right) dz. \quad (24.12)$$

Для перехода от кольца к слою бесконечного простиранья примем  $r_1 \rightarrow 0$ , а  $r_2 \rightarrow \infty$ . Выражение (24.12) в этом случае примет вид

$$\Delta g_z = 2\pi G\delta (H_2 - H_1) = 2\pi G\delta h,$$

где  $h$  — толщина слоя.

Воспользовавшись значением постоянной тяготения ( $6,674 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^{-2}$ ) и перейдя к миллигалам, получим

$$\Delta g_z = 0,0419\delta h. \quad (24.13)$$

Таким образом, измерив вертикальную составляющую силы тяжести, и зная толщину слоя, можно определить его плотность. Практически методика определения плотности несколько сложнее, так как необходимо исключить влияние на результаты измерений других аномалиеобразующих объектов (см. гл. 24, § 2)

Расположим точку наблюдения под кольцом и сохраним смысл величин  $H_1$  и  $H_2$ . В этом случае

$$\Delta g_z = -2\pi G\delta h = -0,0419\delta h. \quad (24.14)$$

Из выражений (24.13) и (24.14) следует, что при переходе через горизонтальный пласт бесконечного простираения, напряженность поля силы тяжести  $g_z$  изменится на величину  $4\pi G\delta h = 0,0838 \delta h$  (рис. 123).

## § 2. Аппаратура, методика и применение СГР

Аппаратура СГР содержит чувствительные системы, аналогичные применяемым в наземных гравиметрах. Специфика скважинных гравиметров в том, что они должны быть телеуправляемыми, отличаться небольшим диаметром, работать в широком диапазоне температур, давлений и наклонов скважин. Этим требованиям отчасти удовлетворяют струнные и, в несколько меньшей степени, кварцевые гравиметры.

В кварцевых гравиметрах для скважины, как и в их наземных аналогах, в качестве упругого элемента используют кварцевую нить с закрепленной на ней с помощью рычага измерительной массой. При изменении силы тяжести момент рычага меняется, что приводит к изменению деформации нити — ее дополнительному закручиванию или раскручиванию (такую систему называют крутильной). Приращение деформации упругого элемента служит мерой изменения силы тяжести.

Как правило приращение силы тяжести измеряют компенсационным методом, возвращая подвижную часть упругой системы в исходное положение. В скважинных гравиметрах компенсацию осуществляют электрическим путем. Это можно сделать с помощью конденсатора, одна обкладка которого неподвижна, а вторая — закреплена на подвижном рычаге упругой системы. Если на пластины подать разность потенциалов, между ними возникает сила притяжения. Измеряя разность потенциалов, необходимую для удержания подвижной пластины в исходном состоянии, можно определить действующую на измерительную массу силу тяжести.

В струнных гравиметрах массу подвешивают на вертикальной нити — струне, верхний конец которой закреплен неподвижно. Если подать на идеально упругую струну переменное напряжение, она начинает вибрировать. Изменение силы тяжести приводит к изменению частоты колебаний. Включив полученный таким образом электромеханический вибратор в частотоподающую цепь генератора и регистрируя частоту генерируемых им колебаний, можно оценить силу тяжести, растягивающую струну.

Кварцевую или струнную чувствительную систему устанавливают в подвесе Кардана и помещают в сосуд Дьюара или в электрический термостат. Погрешность современных скважинных гравиметров не превышает 0,05 мГал.

**Методика скважинных измерений** предполагает определение значений силы тяжести в точках наблюдения. Положение точек в скважине выбирают, исходя из особенностей решаемой задачи, точности измерений и имеющейся априорной информации о разрезе. Обычно их размещают через равные промежутки или против известных литолого-стратиграфических границ. Для сопоставления результатов, полученных в разных скважинах, в каждой из них определяют показания, соответствующие единой условной поверхности, — поверхности относимости, в качестве которой обычно принимают уровень моря. При измерениях, как правило, обеспечивают стопроцентное повторение в обратном ходе.

**Методика интерпретации результатов измерений** предусматривает предварительное введение ряда поправок — *редукций*, что необходимо для сопоставимости значений сил тяжести, наблюдаемых в разных пунктах.

При определении местоположения и параметров геологических объектов вносят поправки за нормальное значение силы тяжести, высоту точки наблюдения и влияние промежуточного слоя подобно тому, как это делают в наземной гравиразведке. Определение плотности слоев — гравитационный каротаж — предполагает внесение поправки только за высоту точки наблюдения. При пересеченном рельефе в обоих случаях требуется внесение поправок за влияние рельефа.

Приведенное нормальное значение силы тяжести  $\gamma_0$  при известной географической широте точки наблюдения определяют по таблицам или вычисляют. Во всех точках скважины  $\gamma_0$  постоянно.

Поправка за высоту точки наблюдения, или редукция Фая, заключается в приведении силы тяжести  $\gamma_0$  к уровню точки наблюдения, т. е. к величине  $\gamma$ . Поправку вычисляют по формуле

$$\Delta g_{\text{ф}} = (\partial g / \partial z) H,$$

где  $H$  — высота точки наблюдения над уровнем моря (в м) при условии, что ось  $z$  направлена вниз. Нормальный вертикальный градиент силы тяжести  $\partial g / \partial z = 0,3086$ . Поэтому

$$\Delta g_{\text{ф}} = 0,3086H.$$

Соответственно

$$\gamma = \gamma_0 - 0,3086H. \quad (24.15)$$

Поправка  $\Delta g_{\text{пс}}$  за промежуточный слой (редукция Буге) необходима для исключения влияния пород, залегающих ме-

жду поверхностью относимости и исследуемым объектом. Как правило эти породы условно заменяют плоскопараллельным слоем и используют формулу притяжения такого слоя (24.13), в соответствии с которой

$$\Delta g_{\text{пс}} = 0,0419\delta H. \quad (24.16)$$

Параметры промывочной жидкости, обсадной колонны и диаметр скважины на измеренные значения силы тяжести практически не влияют. Наклон скважины приводит к уменьшению расстояния между точками и должен учитываться.

Поправка за промежуточный слой (пласт), которую вносят в данные как скважинной, так и наземной гравиразведки, требует знания плотности этого слоя. Плотность можно определить по данным плотностного гамма-гамма-каротажа (см. гл. 17, § 1). Однако глубинность ГГК-П и СГР, а также исследуемые ими объемы горных пород, существенно различны. В связи с этим при интерпретации данных гравиразведки целесообразно использовать плотность, определяемую с помощью гравитационного каротажа. Знание плотностей слоев, определенных с помощью ГрК, необходимо и для интерпретации результатов других (в первую очередь сейсмических) методов, а также для решения задач, имеющих самостоятельное значение.

Аномалия силы тяжести в точке измерения обусловлена влиянием исследуемого слоя и источников фонового поля, учет которых невозможен. При определении плотности слоя необходимо исключить влияние этих источников.

Согласно формулам (24.13)—(24.16) для точек  $i$  и  $i-1$ , расположенных на глубинах  $H_i$  и  $H_{i-1}$  ниже и выше слоя мощностью  $h$ , можно записать:

$$\Delta g_i = g_i - \gamma_i = g_i + 0,3086H_i - \gamma_0 = -0,0419h\delta + \varphi_i; \quad (24.17)$$

$$\Delta g_{i-1} = g_{i-1} - \gamma_{i-1} = g_{i-1} + 0,3086H_{i-1} - \gamma_0 = 0,0419h\delta + \varphi_{i-1},$$

где  $\varphi_i$  и  $\varphi_{i-1}$  — фоновые поля от неучтенных источников возмущения.

Решая систему (24.17) и принимая во внимание, что для двух соседних точек  $\varphi_i \approx \varphi_{i-1}$ , найдем плотность исследуемого слоя

$$\delta = \frac{g_{i-1} - g_i - 0,3086(H_i - H_{i-1})}{0,0838h}. \quad (24.18)$$

**Применение СГР** возможно в обсаженных и необсаженных скважинах на всех этапах горно-геологического процесса. Проведение измерений на разных глубинах и в разных скважинах, т. е. с разных сторон от возмущающих тел, повышает

эффективность решения обратных задач гравиразведки в целом.

На региональной и зональной стадиях СГР применяют для изучения глубинного строения регионов и перспективных геологических объектов, в частности для выявления литологических и тектонических границ пород разной плотности, для корреляции разрезов скважин, выявления глубинного карста, зон дробления и т. д.

На поисковой и разведочной стадиях СГР (в модификации ГрК) применяют для выявления нефтегазовых коллекторов, отличающихся пониженной плотностью по сравнению с вмещающими породами. При эксплуатации нефтегазовых месторождений и подземных хранилищ газа ГрК позволяет следить за динамикой контактов, оценивать количество извлеченного продукта. Создание малогабаритных скважинных гравиметров способствует применению СРГ для выявления рудных тел и изучения горно-технических условий разработки месторождений твердых полезных ископаемых.

Определение с помощью гравитационного каротажа плотности слоев, слагающих разрезы скважин, наряду с самостоятельным назначением — корреляцией разрезов, поисками полезных ископаемых и контролем их разработки — необходимо для интерпретации данных скважинной и наземной гравиразведки. В благоприятных условиях плотности, определенные с помощью ГрК, можно с успехом использовать при построении эффективной сейсмической модели среды (см. гл. 10, § 3).

## Часть V

# ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН В ПРОЦЕССЕ БУРЕНИЯ

---

Рост глубины скважин и объемов направленного бурения ведет к снижению геологической и экономической эффективности ГИС приборами на кабеле. В результате быстрое развитие получают исследования непосредственно в процессе бурения. К ним относят методы, основанные на использовании буровой техники, газовый каротаж, исследования каменного материала. Некоторые специалисты считают, что к концу 90-х годов это направление, получившее за рубежом название «Measurement while drilling», во многих случаях станет основным при геофизических исследованиях скважин.

### Глава 25

#### МЕТОДЫ ГИС, ОСНОВАННЫЕ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ БУРОВОЙ ТЕХНИКИ

Методы ГИС, основанные на использовании буровой техники, позволяют проводить электрический, ядерно-физический и другие виды каротажа непосредственно в процессе бурения, а также утилизировать геологическую информацию, заложенную в технологических параметрах бурения. К рассматриваемой группе относят каротаж приборами, транспортируемыми буровым инструментом, методы, основанные на анализе технологических параметров бурения, а также акустический каротаж в процессе бурения (АКПБ)

#### § 1. Каротаж приборами, транспортируемыми буровым инструментом

Каротаж приборами, транспортируемыми буровым инструментом (ТБИ), выполняют, как правило, в процессе бурения, что сокращает время простоя скважин и обеспечивает повышение экономической и геологической эффективности ГИС. Повышение геологической эффективности связано с тем, что размещение датчиков в непосредственной близости от долота позволяет получить информацию до или в процессе образования зоны проникновения. Кроме того приборы ТБИ используют в наклонных и осложненных бурением скважинах, скважинах с горизонтальными и восстающими стволами, пробуренными из штолен и горных выработок (скважины подземного бурения),

а также в тех случаях, когда применение кабеля нежелательно по соображениям техники безопасности.

Приборы ТБИ включают в компоновку бурового инструмента, располагая их в специальных вставках вблизи долота. В скважинах подземного бурения приборы транспортируют на забой буровыми штангами.

Современные приборы ТБИ, как правило, комплексные. С их помощью проводят исследования методами электрического каротажа макро- и микрозондами (методы КС, МКЗ, БК, БМК), плотностного гамма-гамма-каротажа (ГГК-П), нейтронных видов каротажа (НГК и ННК). В комплекс обычно включают инклинометрический блок, выдающий информацию об угле и азимуте наклона ствола скважины, датчики различных технологических параметров, а также канал ГК, который играет не только самостоятельную роль, но и служит для увязки данных, полученных разными приборами. Кроме того приборы ТБИ применяют для исследований в процессе испытаний нефтегазовых скважин, измеряя термодинамические параметры поступающих из пласта флюидов — давление, температуру, расход.

Физика явлений, происходящих при исследовании приборами ТБИ, и методика обработки результатов в принципе те же, что и при исследовании приборами на кабеле. Некоторые отличия возникают из-за изменения положения датчиков относительно оси скважины, а также специфики их конструктивного исполнения. Так, в приборах электрического каротажа нефокусированными зондами применяют кольцевые электроды, расположенные на электроизоляционном корпусе.

Организация телесистемы забой — устье скважины для приборов ТБИ связана с серьезными трудностями. Поэтому на первом этапе основное распространение получили автономные скважинные приборы, в которых информация записывается с помощью скважинных магнитных регистраторов. В качестве магнитного носителя в этом случае используют магнитную проволоку, реже — магнитную ленту. Для снижения влияния нестабильности протяжки применяют цифровую форму записи.

Поскольку протяжка магнитного носителя в автономном приборе не синхронизирована с движением прибора, диаграммы регистрируются в функции времени. Их перезапись в функции глубины скважины является сложной проблемой. Кроме того информация поступает на поверхность лишь после прекращения бурения и извлечения бурового инструмента. Эти недостатки сужают область применения автономных приборов. В настоящее время их применяют главным образом при исследованиях рудных и угольных скважин.

При исследовании нефтегазовых скважин распространение получили телеметрические системы.



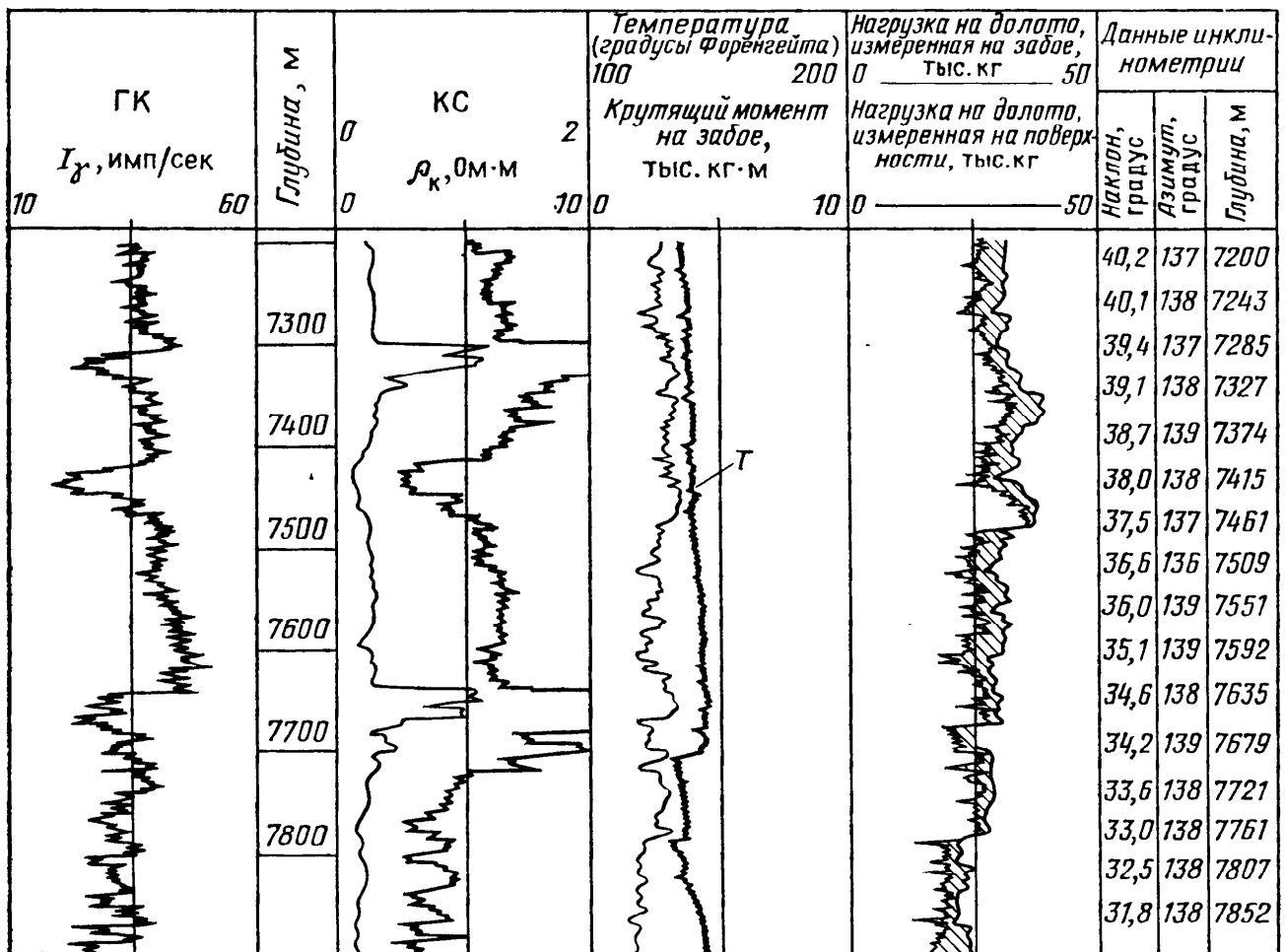


Рис. 124. Результаты исследований в процессе бурения комплексным прибором ТБИ с гидравлическим каналом связи (по материалам фирмы Шлюмберже)

В приборах, предназначенных для работы с электробурами, осуществляют проводную связь забой — устье, используя силовую кабель системы питания электробура. Реализация электрических методов каротажа в разрезах, сложенных породами с высоким УЭС, возможна на основе использования бурильных труб в качестве одной из линий двухпроводного канала связи. Второй линией является горная порода. Бурильные трубы применяют также для организации акустического канала связи.

Широкое распространение при создании приборов ТБИ получают гидравлические каналы связи по ПЖ, основанные на излучении скважинным передатчиком упругих колебаний, амплитуда или частота которых пропорциональна значениям измеряемых параметров. Использование мощных низкочастотных излучателей обеспечивает необходимую дальность передачи и удовлетворительную помехозащищенность. Важное достоинство таких приборов — комплексный характер получаемой информации (рис. 124).

Питание приборов ТБИ, не имеющих электрической линии связи с поверхностью, осуществляют от статических и динами-

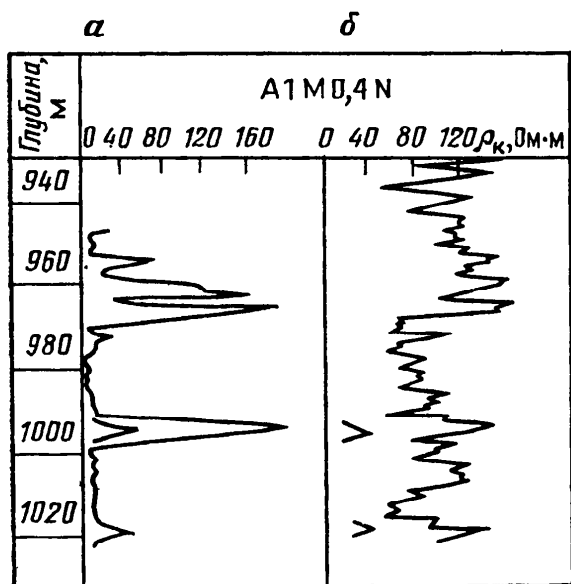


Рис. 125. Выявление проницаемых пропластков по изменению показаний  $\rho_k$ , полученных в процессе бурения (а) и прибором на кабеле (б) (по А. А. Молчанову)

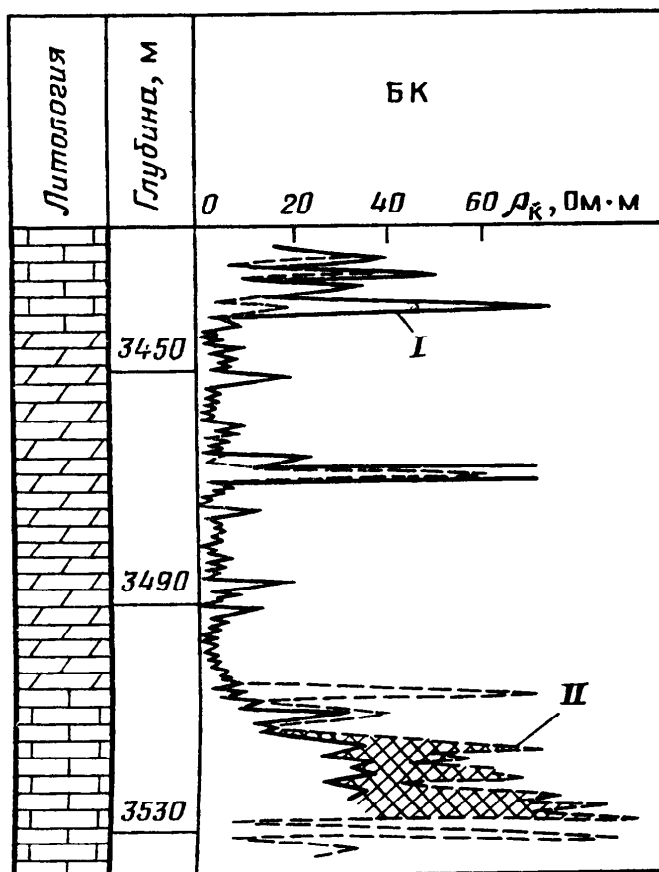


Рис. 126. Выделение коллекторов по методике «каротаж — испытание — каротаж» (по Б. Ю. Вендельштейну).

Заштрихован участок, соответствующий продуктивному коллектору; I, II — диаграммы БК до и после испытаний соответственно

ческих источников. В качестве статических используют ртутно-цинковые аккумуляторы, отличающиеся высокой удельной энергоемкостью, стабильностью и относительной термостойкостью. Динамический источник представляет собой электромашинный генератор, ротор которого приводит во вращение малогабаритная турбина, омываемая потоком ПЖ.

Исследования скважин приборами ТБИ позволяют получить ценную информацию о разрезе до образования зоны проникновения, уточнить интервалы испытаний, оптимизировать процесс вскрытия нефтегазовых коллекторов и бурения в целом. Комплексная обработка результатов каротажа приборами ТБИ и на кабеле дает возможность исследовать динамику образования зоны проникновения, надежно выявляя проницаемые участки разреза по изменению показаний во времени. Так,  $\rho_k$  непроницаемых пропластков, залегающих в интервалах 960—970 м и 990—995 м, во времени практически не меняется, в то время как  $\rho_k$  коллекторов растет из-за проникновения пресного фильтра ПЖ (рис. 125). На тех же принципах основана методика «каротаж — испытание — каротаж», реализуемая приборами, установленными в приемной части испытателей пластов на бурильных трубах. Ее суть в том, что в процессе отбора испытателем пластового флюида, параметры пласта меняются во вре-

мени в зависимости от его коллекторских свойств и характера флюидонасыщения, что позволяет выявить продуктивные интервалы (рис. 126). Приборы ТБИ эффективны также при исследованиях наклонных и осложненных скважин, а также скважин подземного бурения.

## § 2. Изучение разрезов скважин на основе анализа технологических параметров бурения

Технологические параметры, характеризующие процесс бурения, существенным образом зависят от прочностных, коллекторских и других свойств горных пород. В первую очередь это касается механической скорости бурения, затрачиваемой на него энергии и расхода ПЖ. На регистрации этих параметров основаны механический каротаж, каротаж энергоемкости и фильтрационный каротаж.

**Механический каротаж (МК)** заключается в измерении *механической скорости бурения* или обратной ей величины — *продолжительности проходки единичного интервала* — с целью решения задач геологического и технологического характера.

Механическая скорость

$$v = H/t_n,$$

где  $H$  — длина интервала бурения, м;  $t_n$  — время его проходки, мин. Длина интервала равна расстоянию между точками измерения (шагу квантования) и в зависимости от расчлененности разреза, диапазона изменения механической скорости и специфики решаемой задачи составляет 1,0; 0,5; 0,4; 0,25; 0,2; 0,1 м. На практике, как правило, регистрируют не скорость, а продолжительность проходки  $T = 1/v$ .

Механическая скорость бурения — обобщенный параметр, зависящий как от технологических факторов, так и от свойств горных пород. Большое влияние на скорость оказывают нагрузка на долото, степень очистки забоя от шлама, число оборотов долота, скорость циркуляции ПЖ и ее свойства. Технологические факторы, которые в данных условиях доминируют, следует контролировать для внесения поправок при интерпретации, или для автоматического исправления (нормализации) диаграммы продолжительности бурения непосредственно в процессе ее регистрации.

Из свойств горных пород основное влияние на скорость бурения оказывает их *твердость по штампу*  $p_{ш}$ , измеряемая в паскалях (Па). Этот показатель характеризует сопротивление материала внедрению в него абсолютно твердого тела — штампа. Различают твердость минералов и пород. Последняя зависит от твердости составляющих породу минералов и прочности связи

Таблица 7. Твердость некоторых горных пород

Порода	$\rho_{ш}$ , Па	Порода	$\rho_{ш}$ , Па
Известняк	1000—2000	Глина	100—250
Песчаник	250—2500	Мергели	50—250
Глина песчаная	250—500	Кремнистые породы	5000 и выше

между ними. По степени твердости породы делят на мягкие, средние и твердые. Каждой литологической разности соответствует определенный диапазон изменения твердости. Наименьшей твердостью отличаются глины и мергели, наибольшей — кремнистые разности (табл. 7). Твердость известняков и песчаников в значительной степени зависит от их пористости.

Увеличение пористости приводит к уменьшению твердости и, следовательно, снижению продолжительности бурения. Рост проницаемости также способствует снижению продолжительности бурения, так как проникающая в породы ПЖ ускоряет отделение частиц от массива. Еще один фактор, влияющий на механическую скорость — пластовое давление: чем оно выше, тем ниже твердость и выше скорость. Максимальная скорость соответствует зонам повышенного и аномально высокого пластового давления (АВПД) воды, нефти или газа. Поровое давление в толще глин и пластовое — в перекрываемых ими коллекторах находятся в равновесном состоянии и на контактах между ними равны. Поэтому по мере приближения к зонам АВПД поровое давление в глинах увеличивается, что сопровождается ростом скорости бурения.

В целом МК может быть применен для оценки прочностных свойств горных пород, детального литологического расчленения разреза, выделения пористых и проницаемых разностей, а также полезных ископаемых, отличающихся по твердости от вмещающих пород (например, полиметаллических руд, залегающих среди характеризующихся большой твердостью долеритов). Механический каротаж обладает высокой разрешающей способностью по вертикали. Его данные хорошо коррелируются с данными других методов каротажа.

Важная область применения МК — оценка порового давления в глинах и прогноз на этой основе зон повышенных и аномально высоких пластовых давлений непосредственно в процессе бурения. Наличие такой информации позволяет поддерживать оптимальный уровень гидростатического давления ПЖ, который с одной стороны исключает образование глубоких зон проникновения (и связанную с этим закупорку призабойной зоны продуктивных пластов), а с другой — дает возможность

избежать выбросов пластовых флюидов. Реализуемый при этом режим бурения называют равновесным.

**Каротаж энергоемкости (КЭ)** заключается в определении энергоемкости горных пород с целью решения геологических и технологических задач.

*Удельная энергоемкость*  $A_V'$  — количество энергии, необходимое для разрушения единицы объема горной породы. Она связана с механической скоростью  $v$  соотношением:

$$A_V' = N_3/S_3v,$$

где  $N_3$  — затрачиваемая мощность;  $S_3$  — площадь забоя. Поскольку  $N_3$  определяется технологическими факторами, а  $v$  — технологическими и геологическими, параметр  $A_V'$  в значительной степени свободен от влияния технологии бурения. В этой связи КЭ имеет преимущество перед МК. В то же время его можно рассматривать как нормализованный вариант МК, в связи с чем решаемые этими методами задачи, аналогичны.

Найдены корреляционные зависимости между  $A_V'$  и пористостью, и проницаемостью. В благоприятных условиях диаграммы КЭ хорошо дифференцированы и надежно коррелируются с диаграммами других методов каротажа.

**Фильтрационный каротаж (ФК)** заключается в регистрации расхода ПЖ с целью выделения коллекторов. Предложены две модификации ФК: дебитометрическая и расходометрическая.

*Дебитометрическая модификация* заключается в регистрации разности  $\Delta Q$  дебитов ПЖ, нагнетаемой в скважину и изливающейся из нее. В процессе проходки непроницаемых интервалов  $\Delta Q = 0$ . При вскрытии коллектора  $\Delta Q$  становится больше нуля, если пластовое давление меньше забойного, или меньше нуля, если пластовое давление превышает забойное.

*Расходометрическая модификация* ФК основана на выявлении коллекторов по снижению или повышению уровня ПЖ в приемных емкостях.

Фильтрационный каротаж перспективен для решения задач нефтегазового и гидрогеологического характера.

### § 3. Акустический каротаж в процессе бурения

Акустический каротаж в процессе бурения (АКПБ) заключается в измерении параметров вибраций (колебаний) колонны бурильных труб с целью получения информации о характере разбуриваемых пород и режиме работы породоразрушающего инструмента. За рубежом этот метод известен как SNAP-Log.

Колебания колонны бурильных труб возникают в результате вращения шарошек долота, ударов зубьев о забой (зубцовые колебания), разрушения породы, пульсации промывочной жид-

кости, собственных колебаний колонны и некоторых других причин. Частоты собственных колебаний колонны и пульсаций ПЖ не превышают 10 Гц; частота колебаний, связанная с вращением шарошек, заключена в диапазоне 15—50 Гц; частотный диапазон зубцовых колебаний 100—500 Гц; колебаний, обусловленных разрушением породы, — 1—10 кГц. Таким образом, колебания каждого типа имеют свой характерный частотный диапазон и могут быть выделены с помощью системы полосовых фильтров.

Информацию о свойствах разреза несут распространяющиеся по системе бурильных труб продольные волны, связанные с зубцовыми колебаниями и колебаниями, вызванными разрушением породы.

Интенсивность  $I_p$  зубцовых колебаний растет с ростом частоты вращения инструмента, нагрузки на долото и твердости горной породы. Если технологические факторы контролируются, по величине  $I_p$  можно судить о твердости пород, их литологии, а если литология известна — о степени пористости. Исследования показывают, что найденные для конкретных отложений зависимости  $I_p - k_{п}$  обладают высоким коэффициентом корреляции (более 0,9). Кроме того величина  $I_p$  пропорциональна произведению  $\delta v_p$  — волновому сопротивлению пород. Его знание необходимо, в частности, при построении синтетических сейсмограмм (см. гл. 10, § 3).

На практике определяют относительный параметр

$$I_{P_0} = \frac{1}{\Delta l} \ln \frac{I_{P_{i+1}}(\Delta \omega)}{I_{P_i}(\Delta \omega)},$$

где  $I_{P_{i+1}}$  и  $I_{P_i}$  — интенсивности колебаний в одном и том же диапазоне частот  $\Delta \omega$  в точках, отстоящих одна от другой на величину  $\Delta l$ . Интервал  $\Delta l$  выбирают в зависимости от дифференцированности разреза, а также из тех соображений, чтобы технологические параметры бурения не успели претерпеть существенных изменений. В этой связи параметр  $I_{P_0}$  зависит главным образом от твердости пород, а при прочих равных условиях — от их пористости.

При увеличении твердости, частота зубцовых колебаний и колебаний, обусловленных разрушением пород, растет. Поэтому наряду с относительным параметром  $I_{P_0}$  регистрируют параметр

$$\alpha = I_p(\omega_1) / I_p(\omega_2),$$

где  $I_p(\omega_1)$  и  $I_p(\omega_2)$  — интенсивности колебаний на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , связанных условием  $\omega_2 > \omega_1$ . В зависимости от принятой методики, частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$  выбирают в диапазонах 100—500 Гц

Рис. 127. Функциональная схема измерений при АКПБ (по В. Н. Рукавицыну)

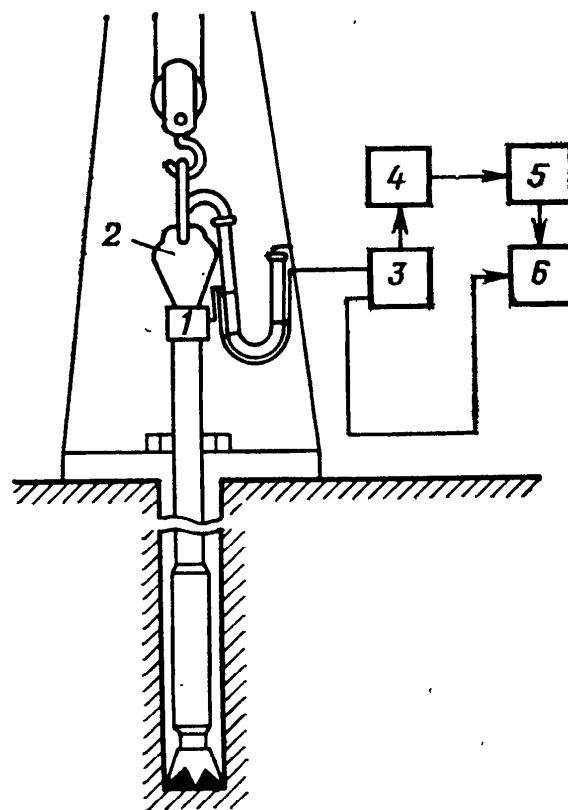
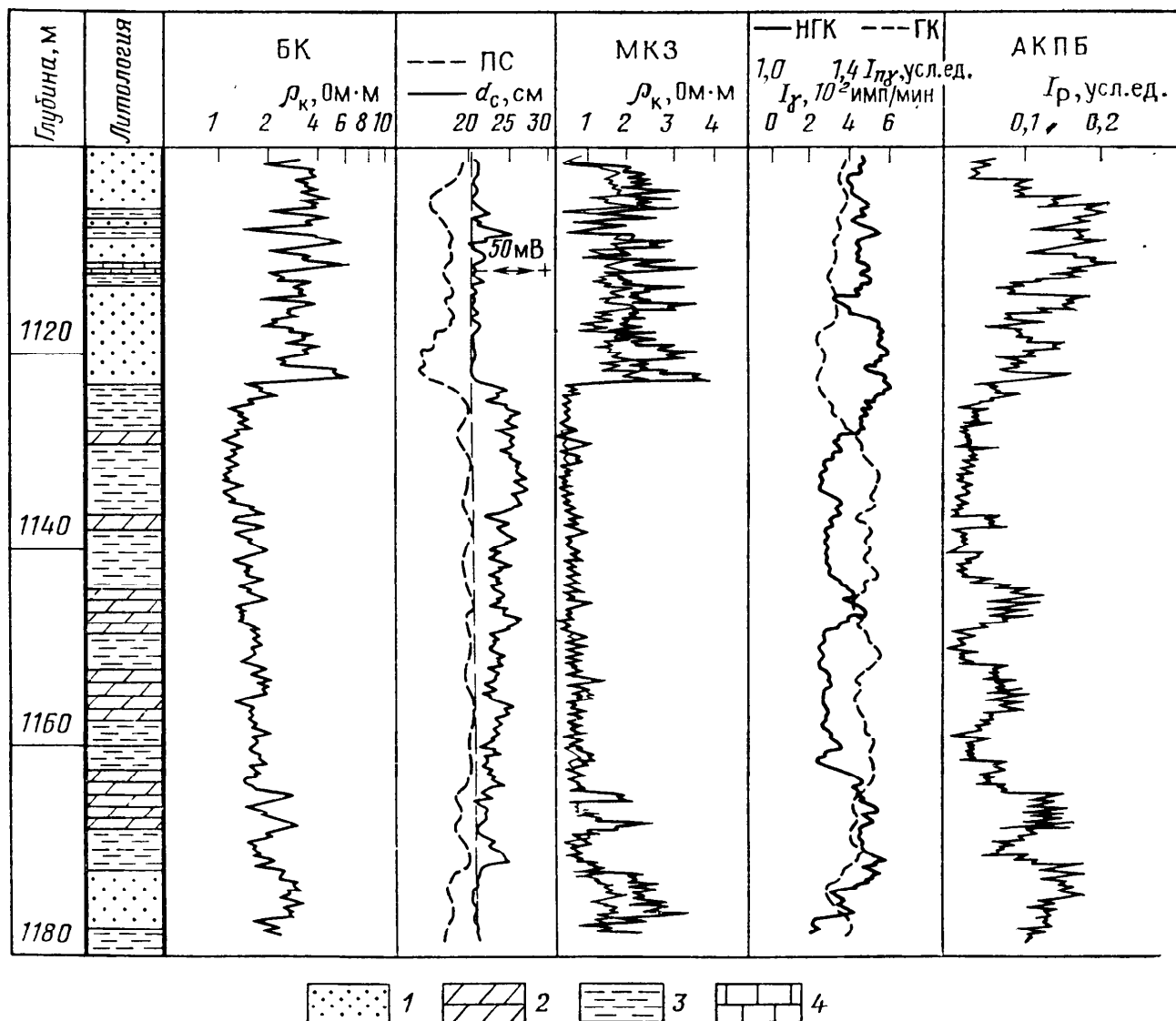


Рис. 128. Литологическое расчленение разреза комплексом методов ГИС, содержащим АКПБ (по В. Н. Рукавицыну):

1 — песчаник пористый; 2 — мергели; 3 — аргиллиты; 4 — песчаник плотный



или 1—10 кГц. Параметр  $\alpha$  в значительной степени свободен от влияния технологических факторов.

Функциональная схема измерений при АКПБ показана на рис. 127. Датчик упругих колебаний 1 размещают на вертлюге 2, который имеет механический контакт с колонной бурильных труб, хотя и не участвует, в отличие от нее, во вращательном движении. Сигнал от датчика 1 поступает на усилитель 3, затем на блок полосовых фильтров 4, вычислительное устройство 5 и регистратор 6. Одновременно сигнал с выхода усилителя поступает непосредственно на регистратор 6.

Акустический каротаж в процессе бурения применяют для литологического расчленения разрезов, оценки волновых сопротивлений пород, оперативного выделения пластов-коллекторов, прогноза зон АВПД. Одновременно с его помощью удается контролировать технологические параметры, характеризующие процесс бурения. Диаграммы АКПБ хорошо дифференцированы по вертикали и надежно коррелируются с диаграммами других методов каротажа (рис. 128).

## Глава 26

### ГАЗОВЫЙ КАРОТАЖ

Метод, основанный на определении количества и состава углеводородных газов в промывочной жидкости называют газовым каротажем.<sup>1</sup> Поскольку относительное содержание и состав углеводородных газов прямым образом связаны с нефтегазоносностью отложений, газовый каротаж является прямым методом выявления и изучения нефтегазовых коллекторов. Этим он выгодно отличается от рассматривавшихся ранее методов ГИС.

#### § 1. Физико-химические основы газового каротажа

Углеводородные газы в горных породах находятся в свободном, растворенном и сорбированном состояниях, а также в виде конденсата в водах и нефтях.

Основные газы, содержащиеся в пластовой воде — азот, метан, этан, пропан и другие гомологи метана, кислород, иногда — углекислый газ аргон, гелий, сероводород. В водах, контактирующих с залежами нефти и газа, относительное количество углеводородов нарастает, а их компонентный состав приближается к таковому для соответствующей залежи. Вместе с тем растворимость углеводородных газов и соответственно их

---

<sup>1</sup> Иногда газовый каротаж относят к геохимическим методам исследования скважин.



Таблица 8. Углеводородный состав газовых, газоконденсатных и нефтяных залежей (по М. Маскету), %

Компоненты	Тип залежи			Компоненты	Тип залежи		
	газовая	газоконденсатная	нефтяная		газовая	газоконденсатная	нефтяная
Метан $\text{CH}_4$	93,5	82,0	48,0	Пентан $\text{C}_5\text{H}_{12}$	0,1	1,5	2,0
Этан $\text{C}_2\text{H}_6$	3,0	4,5	3,0	Гексан $\text{C}_6\text{H}_{14}$	Следы	1,0	2,0
Пропан $\text{C}_3\text{H}_8$	2,0	3,5	2,5	Гептан $\text{C}_7\text{H}_{16}$	»	3,0	40,0
Бутан $\text{C}_4\text{H}_{10}$	1,0	4,5	2,5	и выше			

количество в нефти и воде существенно различно. В свою очередь различен количественный суммарный и компонентный состав газов нефтяных, газовых и газоконденсатных месторождений (табл. 8). Так, газы нефтяных месторождений обогащены тяжелыми компонентами, в частности гептаном, в то время как на газовых — основным компонентом является метан. Газоконденсатным залежам свойственна несколько более высокая концентрация тяжелых углеводородов, чем газовым. Сорбированный газ обогащен тяжелыми компонентами. Максимальной сорбирующей способностью отличаются глины.

Существенно, что покрышки — отложения, перекрывающие нефтегазовые залежи, содержат углеводородные газы, концентрация которых нарастает по мере приближения к кровле продуктивного пласта.

При бурении газы переходят в ПЖ и в процессе ее циркуляции транспортируются на поверхность. Количество газа и его компонентный состав в объеме ПЖ, прошедшем через забой в процессе разбуривания того или иного пласта, соответствует количеству и компонентному составу газа в этом пласте. Поэтому определяя суммарное и компонентное содержание горючих газов в ПЖ, можно прогнозировать продуктивные отложения до их вскрытия, выделять коллекторы и оценивать характер их насыщения.

## § 2. Основные элементы методики и аппаратуры газового каротажа

Методика газового каротажа предусматривает дегазацию ПЖ на устье скважины с помощью специальных устройств — дегазаторов. Выделяющийся газ, увлеченный потоком воздуха, поступающего от компрессора, попадает на вход анализирую-

ших устройств непрерывного действия. Часть газовой смеси отбирают в пробоотборники для компонентного анализа. Через определенные интервалы проходки отбирают пробы ПЖ. Основные параметры, измеряемые в процессе газового каротажа, — *суммарное содержание газов* в газовой смеси и их *компонентное содержание* в пробах газовой смеси и ПЖ. С помощью газового каротажа определяют также газосодержание шлама и керна.

Суммарное газосодержание  $\Gamma_{\text{сум}}$  в единице объема газовой смеси зависит не только от нефтегазонасыщенности и пластового давления, но и от параметров бурения — его механической скорости  $v$  и расхода  $Q$  промывочной жидкости. Увеличение  $v$  или снижение  $Q$  обуславливают рост  $\Gamma_{\text{сум}}$ . Неучет этих факторов может привести к выделению ложных аномалий и пропуску продуктивных объектов.

Для учета влияния параметров бурения регистрируют приведенное (нормализованное) значение суммарного газосодержания

$$\Gamma_{\text{пр}} = 10^{-3} K_{\text{д}} \Gamma_{\text{сум}} E_{\text{рб}},$$

где  $K_{\text{д}}$  — коэффициент дегазации ПЖ;  $E_{\text{рб}}$  — коэффициент разбавления, равный объему промывочной жидкости, прошедшей через забой при разбуривании одного кубического метра породы. Можно показать, что

$$E_{\text{рб}} = 46,3 \cdot 10^3 Q / (d_{\text{н}} v),$$

где  $d_{\text{н}}$  — номинальный диаметр скважины.

Для разделения пластов с близким компонентным составом предложена методика, основанная на определении *остаточного газосодержания*  $F_{\text{г}}$  и *остаточного нефтегазосодержания*  $F_{\text{нг}}$ .

Значения  $F_{\text{г}}$  и  $F_{\text{нг}}$  вычисляют по величине  $\Gamma_{\text{пр}}$ :

$$F_{\text{г}} = 0,37 \Gamma_{\text{пр}} z T / P_{\text{пл}}; \quad F_{\text{нг}} = \left( \frac{1760}{h} + 0,28 \right) \Gamma_{\text{пр}},$$

где  $z$  — коэффициент сжимаемости газа;  $T$  — температура;  $P_{\text{пл}}$  — пластовое давление;  $h$  — глубина залегания пласта.

По величине  $F_{\text{г}}$  пласты делят на газоносные и водоносные, а по величине  $F_{\text{нг}}$  — на нефтегазоносные и водоносные с растворенным газом и остаточной нефтью. Так, в районах Саратовского Поволжья при  $F_{\text{г}} < 1\%$  пласт относят к водоносным, при  $F_{\text{г}} = 2 \div 5\%$  — к газоносным с высокой проницаемостью, при  $F_{\text{г}} = 6 \div 11\%$  — к газоносным со средней проницаемостью, при  $F_{\text{г}} > 11\%$  — к газоносным с низкой проницаемостью.

Величина  $F_{\text{нг}} < 5\%$ , как правило, характерна для водоносных пластов, а  $F_{\text{нг}} \geq 5\%$  — для нефтегазоносных.

Для более надежного выделения нефтегазоносных пластов и оценки характера их насыщения проводят компонентный анализ проб газовой смеси и промывочной жидкости.

Привязка данных газового каротажа по глубине связана с большими сложностями, обусловленными тем, что транспортировка газа от забоя до устья занимает значительное время, зависящее от ряда трудноучитываемых факторов — производительности насосов, наличия каверн, сужений, поглощения ПЖ и притоков воды в скважину. Действующая глубина забоя  $h_d$ , определяемая по длине бурового инструмента, за это время успевает существенно измениться, в связи с чем истинная глубина  $h_n$  пласта, явившегося источником газопроявлений, оказывается неизвестной. Разницу  $\Delta h$  между  $h_d$  и  $h_n$  называют глубиной отставания.

Применяют два способа определения  $\Delta h$  — индикаторный и расчетный.

В первом случае определяют скорость циркуляции ПЖ с помощью индикаторов — красителей, обрезков фольги и др., запускаемых внутрь буровых труб. Зная скорость, рассчитывают время, необходимое для транспортировки газа на поверхность, а по нему —  $\Delta h$ .

В соответствии со вторым способом

$$\Delta h = 27,6 \cdot 10^{-2} vV/Q,$$

где  $V$  — объем затрубного пространства скважины, определяемый экспериментально.

Привязанные по глубине с помощью описанных способов диаграммы газового каротажа дополнительно корректируют путем сопоставления с диаграммами других методов ГИС.

**Аппаратура газового каротажа** входит в состав газокаротажной станции. Ее основными элементами являются дегазаторы, газоанализаторы, хроматографы.

*Дегазаторы* служат для извлечения газов из ПЖ. Различают дегазаторы непрерывного действия, устанавливаемые, как правило, на буровой в желобе с ПЖ (степень обеспечиваемой ими дегазации невелика), и дегазаторы дискретного действия, служащие для глубокой дегазации проб. Принцип действия существующих дегазаторов заключается в снижении давления в исследуемой жидкости ниже давления насыщения.

*Газоанализаторы* служат для непрерывного определения суммарного содержания горючих газов в газовой смеси. Существуют термохимические, термокондуктивные и пламенно-ионизационные газоанализаторы.

*Термохимические* газоанализаторы основаны на эффекте каталитического сжигания горючих газов в газовой смеси у поверхности платиновой нити, накаливаемой электрическим током. Выделяющаяся при сгорании теплота увеличивает

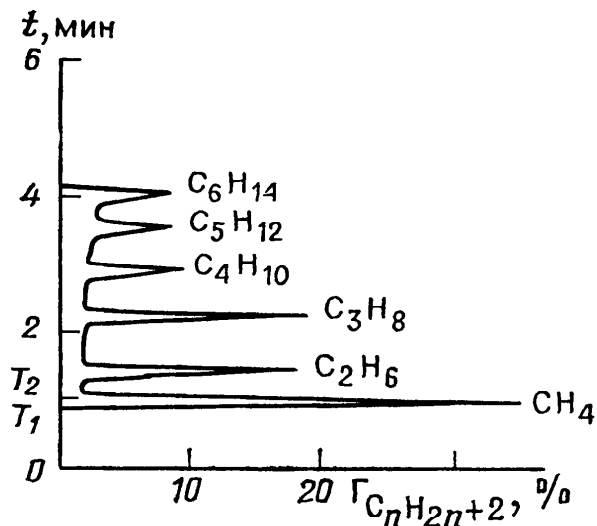


Рис. 129. Пример хроматограммы компонентного анализа на предельные углеводороды от метана до гексана (по Л. И. Померанцу)

температуру нити, что приводит к повышению ее сопротивления. По изменению сопротивления определяют суммарное содержание горючих газов.

Термокондуктивные газоанализаторы позволяют определить суммарную концентрацию газов по их теплопроводности. Динамический диапазон термокондуктивных газоанализаторов шире, а надежность выше, чем у термохимических.

Пламенно - ионизационные газоанализаторы основаны на ионизации молекул газа при его сгорании в пламени горелки. Под влиянием разности потенциалов возникает ионизационный ток, пропорциональный числу образовавшихся ионов и, следовательно, концентрации газа в газозооной смеси. Пламенно-ионизационные детекторы чувствительнее термохимических и термокондуктивных, однако их устройство значительно сложнее.

Ведущим способом компонентного анализа при газовом каротаже является *хроматография*. Она основана на различной скорости движения газов через слой сорбирующего вещества. Диаграмма показаний хроматографа (рис. 129), зарегистрированная в функции времени, представляет собой ряд пиков, моменты появления которых ( $T_1$ ,  $T_2$  и т. д.) характеризуют наличие в газовой смеси тех или иных компонентов, а площади — содержание этих компонентов.

**Применение газового каротажа** целесообразно для прогнозирования, выделения и оценки характера насыщения нефтегазовых залежей. Получаемая на его основе информация позволяет обеспечить оптимальный режим вскрытия (разбуривания) нефтегазовых коллекторов, уточнить интервалы проведения испытаний и отбора образцов из стенок скважины.

При разведке угольных месторождений газовый каротаж применяют с целью определения концентрации метана, являющегося взрывоопасным газом. Он перспективен также при поисках и разведке коксующихся углей.

Шлам, непрерывно поступающий на поверхность в процессе бурения, и керн, отбираемый из перспективных интервалов, объединяют под общим названием «каменный материал». Его исследования непосредственно в процессе бурения позволяют получить ценную геологическую информацию о разрезе, а также повысить эффективность петрофизического обеспечения ГИС. Несмотря на принципиальное сходство методик экспрессного анализа шлама и керна, они обладают и рядом существенных различий.

### § 1. Экспрессный анализ шлама

Шлам, являющийся продуктом разрушения горных пород, несет информацию об их литологии, минералогическом составе, содержании полезных ископаемых, характере насыщения, фильтрационно-емкостных, прочностных и других свойствах. Поэтому все большее внимание уделяют созданию методов исследования шлама непосредственно в процессе бурения.

Исследования шлама (каротаж по шламу) проводят одновременно с газовым каротажем. Наряду с традиционными методами исследования — люминесцентно-битуминологическим, газометрическим — развитие получают ядерно-физические методы, ЯМР-анализ, инфракрасная спектроскопия.

**Люминесцентно-битуминологический анализ (ЛБА)** основан на способности битумов люминесцировать под воздействием ультрафиолетовых лучей. Интенсивность люминесценции зависит от количества битумов, а цвет — от компонентного состава. Анализ подвергают пробу жидкости, извлеченную из шлама с помощью растворителя. Также ЛБА применяют для исследования ПЖ.

**Газометрический анализ шлама** заключается в определении количества и компонентного состава содержащегося в нем газа методами, в основном сходными с применяемыми при исследовании ПЖ. Для глубокой дегазации шлама используют термовакуумную дегазацию, основанную на нагреве проб до 60 ÷ 70 °С с одновременным снижением давления.

**Ядерно-физические методы анализа шлама** позволяют оценить интегральную радиоактивность проб, содержание в них естественных радиоактивных ( $^{40}\text{K}$ , U, Th) и ряда петрогенных (Si, Al, Ca, Fe) элементов. Применяемые для этой цели методы — измерение интегральной радиоактивности, спектрометрия естественного излучения, рентгено-радиометрический (на элементы, имеющие  $Z \geq 20$ ) и нейтронно-активационный ана-

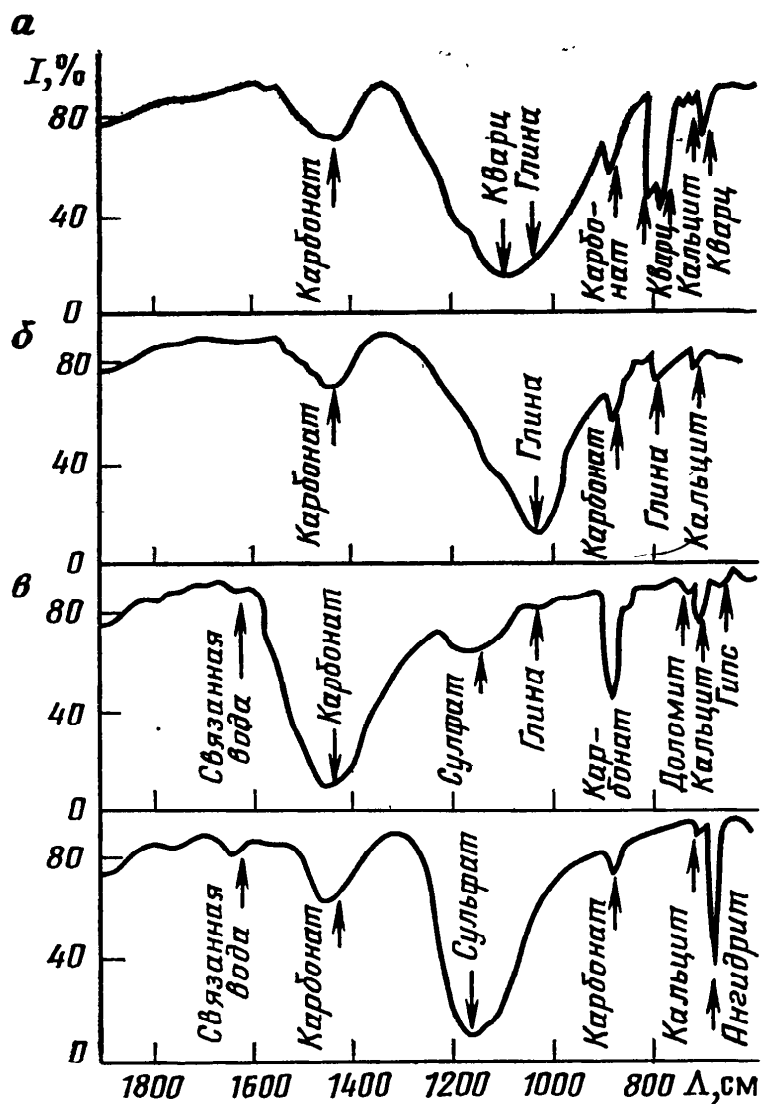


Рис. 130. Типичные ИК-спектры поглощения некоторых осадочных пород (по А. С. Моисеенко):

а — песчаник; б — глина (монтмориллонит); в — известняк; г — ангидрит

лизы — являются лабораторными аналогами соответствующих скважинных методов (см. ч. III). Существуют предпосылки проведения в полевых условиях рентгено-радиометрического анализа на легкие элементы, начиная с магния ( $Z=12$ ).

**ЯМР-анализ** основан на явлении ядерно-магнитного резонанса (см. гл. 23, § 3). С его помощью определяют пористость проб шлама, содержание в них воды и нефти. Измерения проводят на кусочках шлама размером 3—20 мм, помещая их в пробирку с жидкостью, не содержащей водород.

**Инфракрасная спектроскопия шлама** основана на изучении инфракрасных (ИК) спектров, характеризующих поглощение ИК-излучения веществом. Это поглощение селективно, поскольку происходит на частотах, совпадающих с собственными частотами колебаний атомов в молекулах вещества (например в нефти), а в кристаллических веществах (например в кристаллических минералах) — с частотой колебаний кристаллической решетки. Если в ИК-спектре фиксируются полосы поглощения, характерные для нефти или определенных минералов, нефть или эти минералы имеются в анализируемой пробе. Для смеси минералов ИК-спектр является суммарным, а отношение  $I$  (в %) интенсивности основных полос поглощения каждого ми-

нерала к неослабленному излучению, характеризует содержание этого минерала (рис. 130).

**Методика исследований шлама** предусматривает отбор проб с шагом, обусловленным неоднородностью разреза. Достаточным считают отбор трех проб на интервале, равном минимальной мощности перспективных пластов. Продолжительность отбора отдельной пробы зависит от необходимой для анализов массы вещества. Эффективное использование информации, полученной при анализе шлама, возможно при надежной привязке отобранных проб по глубине.

Привязку осуществляют в два этапа.

На первом — рассчитывают ориентировочную глубину отбора пробы

$$h = t (v_{ц} - v_{сед}),$$

где  $t$  — время, прошедшее с момента разбуривания горной породы до выхода шлама на поверхность;  $v_{ц}$  и  $v_{сед}$  — скорости циркуляции ПЖ и оседания (седиментации) в ней частиц шлама. Произведение  $tv_{ц}$ , равное глубине отставания  $\Delta h$ , и величину  $v_{ц}$  определяют по одной из методик, принятых в газовом каротаже (см. гл. 26, § 2), скорость седиментации — по формуле Реттингема:

$$v_{ц} = K_{ф} [d (\delta_{п} - \delta_{ж}) / \delta_{ж}]^{1/2},$$

где  $K_{ф}$  — коэффициент, учитывающий форму частиц;  $d$  — диаметр шара, вес которого равен весу частицы шлама;  $\delta_{п}$  и  $\delta_{ж}$  — плотности породы и ПЖ соответственно.

На втором этапе глубину отбора пробы уточняют путем сопоставления диаграмм каротажа с диаграммами, полученными на основе анализа шлама. Если разрез хорошо дифференцирован по естественной радиоактивности, используют диаграмму интегральной радиоактивности шлама. В противном случае уточнение проводят по литологическим признакам. Таким образом результаты анализа шлама привязывают не к абсолютным отметкам глубин, а к данным обычного каротажа приборами на кабеле.

**Задачи, решаемые на основе анализа шлама**, весьма разнообразны. В благоприятных условиях с его помощью осуществляют прогноз зон АВПД, построение литолого-стратиграфических разрезов скважин, выделение и оценку содержания полезных ископаемых, выделение нефтегазовых коллекторов и оценку их коллекторских свойств, оптимизацию процесса бурения. Особенно велика роль шлама при недостаточном выносе керна.

## § 2. Экспрессный анализ керна

Керн — важный источник геолого-геофизической информации. С его помощью в стационарных лабораториях детально изучают литологические, структурно-текстурные, фильтрационно-емкостные, прочностные и другие характеристики горных пород, оценивают их продуктивность, получают петрофизические зависимости. Однако во многих случаях, в частности при изучении нефтегазовых месторождений, всесторонним исследованиям подвергается лишь незначительная часть образцов. В этой связи развитие получают массовые экспрессные исследования керна непосредственно в процессе бурения. Основные задачи, решаемые с помощью таких исследований — оптимизация отбора образцов для лабораторных исследований, снижение погрешности определения средних значений подсчетных параметров, привязка керна к данным ГИС по глубине, получение информации для принятия оперативного решения об испытаниях, а также о дальнейшем отборе керна как при бурении, так и из стенок скважины.

Остановимся кратко на некоторых из перечисленных задач.

**Оптимизация отбора представительных образцов для лабораторных исследований** необходима для обеспечения репрезентативности выборок. Репрезентативной считают выборку, содержащую достаточное, с точки зрения статистических критериев, число образцов с параметрами, перекрывающими весь диапазон изучаемого свойства.

Отбор представительных образцов осуществляют на основе ранее выявленной для данных отложений и непрерывно уточняемой корреляционной зависимости. На рис. 131 приведен график зависимости коэффициента пористости образцов месторождения Урихтау (северо-западный Казахстан) от проницаемости. Точки, соответствующие представительным образцам, лежат внутри доверительной зоны, обозначенной пунктиром. Таким образом, для данного месторождения методика отбора представительных образцов должна предусматривать определение коэффициентов пористости и проницаемости или связанных с ними, но легче определяемых в полевых условиях параметров (например, плотности и скорости продольных волн). В более сложных случаях необходимо использовать многомерные регрессионные зависимости.

**Снижение погрешности определения средних значений подсчетных параметров** основано на применении косвенных методов оценки.

Распространенные в настоящее время прямые методы оценки заключаются в том, что среднее значение подсчетного параметра определяют на малой выборке, состоящей из  $n$  образцов, попавших в лабораторию.



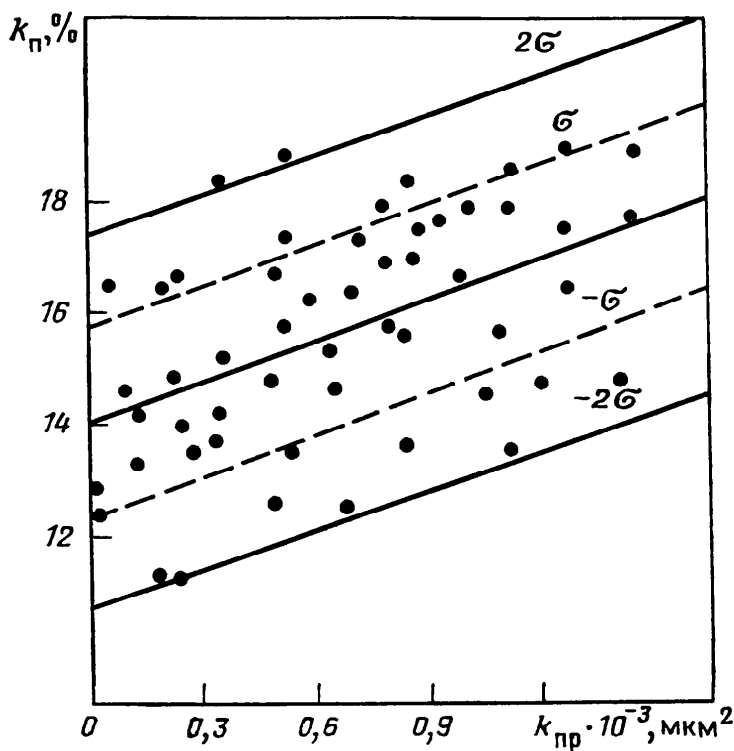


Рис. 131. Зависимость коэффициента пористости образцов от их проницаемости.  
 $\sigma$  — величина стандартного отклонения

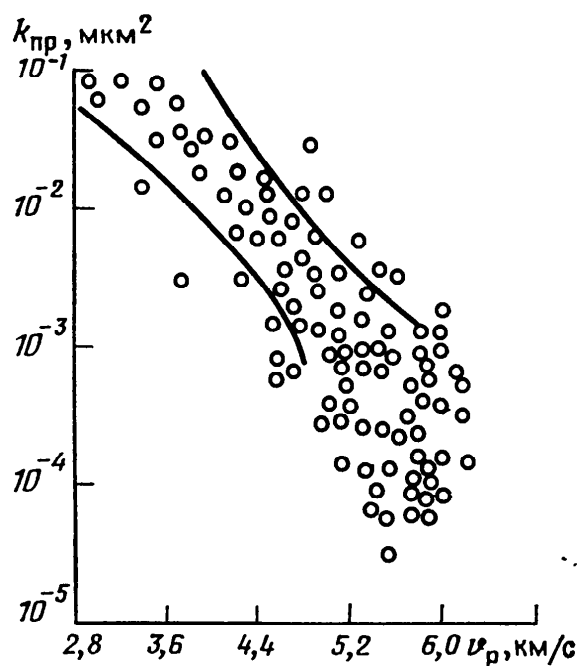


Рис. 132. Зависимость  $k_{пр} = f(v_p)$  для отложений второй карбонатной толщи месторождения Урихтау (северо-западный Казахстан)

При косвенной оценке среднее значение результирующего параметра получают через информацию о факторном параметре, связанном с результирующим линейной корреляционной зависимостью. Результирующими называют параметры, определение которых является целью исследования, но которые в силу технических трудностей удастся определить только в лаборатории на малой выборке  $n$ . Факторными называют параметры, определение которых сравнительно несложно и которые поэтому удастся определить на выборке объема  $N \gg n$ . Такой выборкой можно считать всю совокупность образцов, поднятых на поверхность.

Найдя по выборке объема  $n$  уравнение линейной регрессии  $y = ax + b$ , где  $y$  — результирующий, а  $x$  — факторный параметры, находят затем среднее значение результирующего параметра  $y_{ср}$  через среднее значение факторного параметра  $x_{ср}$ , определенное на выборке объема  $N$ , т. е. считая, что  $y_{ср} = ax_{ср} + b$ .

Этот вид косвенной оценки называют *оценкой по регрессии*. Из теории выборочных методов известно, что при  $N \gg n$  отношение стандартной ошибки  $S_r$  оценки по регрессии к стандартной ошибке  $S_d$  прямой оценки равно  $(1 - r^2)^{1/2}$ , где  $r$  — коэффициент корреляции найденного регрессионного соотношения. Легко видеть, что  $S_r < S_d$  при всех значимых  $r$ , т. е. во всех

случаях, когда между  $y$  и  $x$  существует линейная корреляция. Так, если  $r=0,7$ , погрешность оценки по регрессии приблизительно на 30% меньше, чем погрешность при прямой оценке. Такого же снижения погрешности можно достичь только увеличением  $n$  вдвое.

В качестве примера факторного параметра, легко определяемого в полевых условиях, можно привести плотность, результирующим параметром для которой является коэффициент пористости  $k_{п}$  (как правило  $r \geq 0,8$ ). Сам  $k_{п}$ , измеренный при атмосферных условиях,— факторный параметр для коэффициента пористости, определенного при пластовом давлении и температуре. В терригенных коллекторах со средними значениями проницаемости регрессионная зависимость с относительно высоким коэффициентом корреляции связывает  $k_{пр}$  и  $k_{гд}$ . Для карбонатных отложений факторным параметром по отношению к проницаемости может служить скорость продольных волн первого рода. Корреляционная связь между  $k_{пр}$  и  $v_p$  исчезает в этом случае при низких значениях  $k_{пр}$  т. е. практически для неколекторов (рис. 132). Еще более чувствителен к изменению  $k_{пр}$  коэффициент поглощения  $b_p$  продольных волн (см. рис. 51, а).

В конкретных условиях факторные параметры могут быть найдены и для других подсчетных параметров.

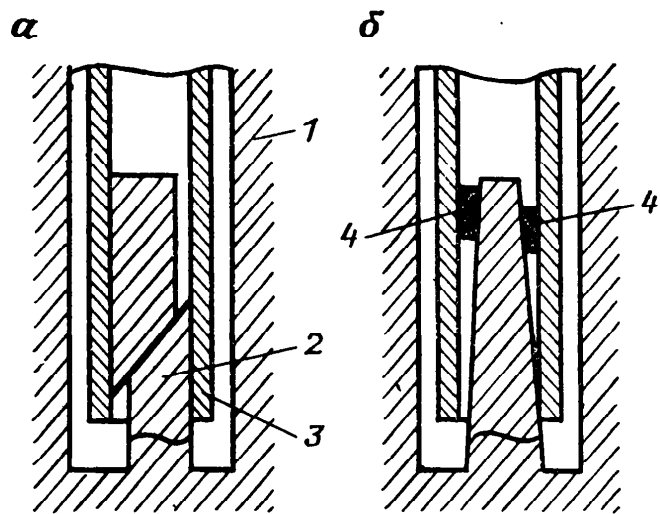
**Привязка керна к данным ГИС по глубине** необходима при поиске корреляционных петрофизических зависимостей по системе керн—ГИС, суть которой в том, что подсчетные параметры (например,  $k_{п}$ ,  $k_{пр}$ ) определяют по керну, а соответствующие им физические (например  $\Delta t$ ,  $\rho_{п}$ ) — по диаграммам ГИС в точках отбора образцов, т. е. *in situ*. Привязка необходима также для проверки эффективности системы интерпретации путем сопоставления подсчетных параметров, полученных по ГИС и по контрольной выборке керна.

Трудности с привязкой возникают по двум причинам. Во-первых, между глубиной начала интервала бурения с отбором керна (интервала долбления), найденной по каротажному кабелю и по буровому инструменту, существует расхождение  $\Delta$ , распределенное по нормальному закону со стандартным отклонением  $\sigma = H/1000$ , где  $H$  — ориентировочная глубина начала интервала долбления. Во-вторых, привязка внутри интервала также затруднена, так как вынос керна, как правило, далек от 100%, причем «исчезнувшими» оказываются пласты, представленные различными литотипами и залегающие в разных частях интервала отбора. Поэтому привязку выполняют в два этапа: на первом устраняют неопределенность  $\Delta$  в положении интервалов, на втором — проводят привязку внутри интервалов.

При устранении неопределенности  $\Delta$  учитывают специфику бурения с отбором керна.

Рис. 133. Заклинивание керна в керноприемной камере в результате раскалывания (а) и зашламления (б):

1 — порода; 2 — керн; 3 — керноприемник; 4 — частица шлама



Установлено, что основным явлением, приводящим к частичной или полной потере керна консолидированных пород, является заклинивание (рис. 133), которое возникает из-за раскалывания керна или заполнения шламом клиновидного зазора между керном и корпусом керноотборника (такой зазор образуется за счет постепенного увеличения в процессе бурения внутреннего отверстия буровой коронки). При заклинивании керн оказывается жестко связан с корпусом керноприемника, перекрывает его вход и «бурит» нижележащие пласты или «разбурируется» ими. В результате вынос керна из этих пластов сокращается или оказывается равным нулю. Вместе с тем керн, уже попавший в керноприемник и заклинившийся в нем, разбурируется лишь до прекращения заклинивания. Оставшаяся часть проталкивается внутрь керноприемника, в связи с чем первый попавший в него образец сохраняется и соответствует началу интервала долбления. Таким образом расстояния между первыми образцами серии долблений известны и равны длинам интервалов этих долблений, в то время как расстояния между остальными сохранившимися (неверхними) образцами неизвестны.

На первом этапе, используя результаты экспрессных исследований, керны классифицируют. Аналогичным образом, используя данные ГИС, классифицируют пласты, слагающие разрез. Затем по верхним образцам долблений строят кернограмму, которую перемещают в интервале  $\Delta$  до наилучшего совпадения указанных на ней кодов с кодами разреза, полученного по ГИС. Так, если в разрезе шесть пластов, классификационные коды которых 1, 5, 2, 4, 3, 2 (табл. 9), четвертый вариант положения кернограммы, составленной для верхних образцов серии из пяти долблений, обеспечивает наиболее вероятную привязку интервалов, т. е. устранение неопределенности в их положении.

На втором этапе проводят привязку внутри каждого интервала. Для этого, используя ту же методику классификации,



Специфика геофизических исследований обусловлена типом полезного ископаемого, условиями его залегания, стадией горно-геологического процесса. Рассмотрим вопросы применения ГИС при поисках, разведке и эксплуатации нефтегазовых, угольных и рудных месторождений. Общим во всех перечисленных случаях является комплексирование различных методов, применение ЭВМ для интерпретации полученных результатов, использование каротажа для изучения технического состояния скважин.

## Глава 28

### ИЗУЧЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ СКВАЖИН

Изучение технического состояния скважин — важная область применения геофизических методов на всех стадиях горно-геологического процесса. Получаемая информация необходима для оптимизации процессов бурения, испытаний и эксплуатации скважин, а также для интерпретации результатов отдельных геофизических методов.

Основные направления изучения технического состояния — инклинометрия, кавернометрия, профилометрия, контроль качества цементирования, выделение мест притоков, поглощений и затрубной циркуляции жидкости.

#### § 1. Инклинометрия

Метод ГИС, предназначенный для определения угла наклона (искривления) ствола скважины и азимута искривления, называют инклинометрией.

В процессе бурения ствол глубокой скважины отклоняется от вертикали в силу причин геологического или технологического характера. Все большее распространение получает направленные бурение, при котором ствол специально отклоняют от вертикали для достижения участков исследования или эксплуатации, расположенных в стороне от места заложения скважины. Такая задача актуальна в районах массовой застройки или расположения промышленных объектов, при кустовом бурении на шельфе, на заболоченных участках, в зоне вечной мерзлоты и в ряде других случаев.

Фактическое отклонение оси скважины от вертикали назы-

вают искривлением. Его определяют по углу искривления  $\psi$  и азимуту  $\varphi$ . Угол между осью и горизонтальной плоскостью, равный  $90^\circ - \psi$ , называют *углом наклона ствола*, угол между направлением на северный магнитный полюс и горизонтальной проекцией оси скважины, взятой в сторону увеличения глубины, — *магнитным азимутом искривления*. Плоскость, проходящую через вертикаль и ось скважины, называют плоскостью искривления.

**Приборы для измерения угла наклона и азимута искривления** называют *инклинометрами*. В скважину их опускают на кабеле или транспортируют буровым инструментом. Существуют инклинометры с магнитной системой и гироскопические.

В инклинометрах с магнитной системой применяют свободно вращающуюся рамку, ось которой совмещают с осью прибора, а центр тяжести смещают таким образом, что плоскость рамки оказывается всегда перпендикулярной к плоскости искривления скважины. В рамке располагают датчики азимута и угла искривления: буссоль, которая всегда принимает горизонтальное положение, отвес и два переменных электрических резистора (реохорда). При измерениях магнитная стрелка буссоли и отвес подключают к измерительным цепям те части реохордов, которые пропорциональны измеряемым углам. Наличие магнитной системы не позволяет применять инклинометры этого типа в обсаженных скважинах, на рудных месторождениях и в приборах, транспортируемых буровым инструментом.

Гироскопические инклинометры свободны от указанного недостатка, однако они значительно сложнее в конструктивном отношении. Принцип действия гироскопического инклинометра основан на том, что ось гироскопа с тремя степенями свободы стремится сохранить первоначальное направление. Поэтому она может служить исходным ориентиром для определения азимута и угла искривления.

Первичные данные инклинометрии представляют в виде таблицы (см. рис. 124). В дальнейшем по ним строят план скважины.

**Применение инклинометрии** необходимо для обеспечения заданного положения забоя, определения его глубины, глубин залегания и нормальной мощности объектов исследования или эксплуатации, выявления участков резких искривлений, осложняющих спуск буровой колонны, аппаратуры и оборудования.

## § 2. Кавернометрия и профилеметрия

Диаметр скважины и форма ее сечения, перпендикулярного к оси, зависят от ряда факторов технологического и геологического характера. Если диаметр скважины  $d_c$  равен диаметру долота, его называют *номинальным* и обозначают  $d_n$ .

В плотных непроницаемых пластах  $d_c = d_n$ . Увеличение диаметра ( $d_c > d_n$ ) характерно для глин, неконсолидированных разностей и гидрoхимических осадков, а уменьшение ( $d_c < d_n$ ) — для пород-коллекторов, в которых обычно образуется глинистая корка.

Несоответствие формы сечения необсаженной скважины окружности свидетельствует о наличии желобов, образующихся, как правило, в результате воздействия бурового инструмента. Деформация сечения ствола может возникнуть и после обсадки за счет неравномерности механических напряжений по сечению колонны или в результате проведения прострелочно-взрывных работ.

Метод ГИС, предназначенный для измерения усредненного диаметра скважины, называют *кавернометрией*, соответствующий прибор — *каверномером*, а диаграмму изменения диаметра — *кавернограммой*.

Метод ГИС, предназначенный для определения формы сечения скважины называют *профилеметрией*, а соответствующий прибор — *профилемером*.

**Конструкция каверномеров и профилемеров** в принципе аналогична. Существуют приборы с механическими и акустическими измерительными системами.

Измерительная система механического каверномера обычно состоит из трех подпружиненных рычагов (или пружинных ресор), расположенных вокруг корпуса прибора через  $120^\circ$ . Перемещение рычагов преобразуется в электрический сигнал, пропорциональный среднему диаметру скважины. В механических профилемерах рычаги расположены попарно в нескольких вертикальных плоскостях, причем сигналы от каждой пары регистрируют отдельно. При опускании приборов рычаги необходимо складывать, а при измерениях — раскрывать. С этой целью в современных каверномерах предусмотрены телеуправляемые гидравлические устройства.

Измерительные системы акустических каверномеров и профилемеров основаны на принципе импульсной эхолокации (см. гл. 11). Достоинство приборов с акустическими измерительными системами — принципиальная возможность исключить сложные кинематические и гидравлические узлы, характерные для механических приборов. Их недостаток — большое затухание высокочастотных волн в вязкой ПЖ.

**Применение кавернометрии.** Метод направлен на решение следующих задач: расчет объема цемента, требующегося для заполнения затрубного пространства при цементировании колонны, контроль состояния ствола скважины в процессе бурения, учет скважинных условий при интерпретации результатов отдельных методов ГИС, выявление коллекторов по наличию глинистой корки.

**Применение профилометрии.** Метод необходим для выявления желобов, опасных с точки зрения возможности прихвата инструмента, для более точного расчета объема затрубного пространства, а также для интерпретации результатов цементометрии скважин.

### § 3. Контроль качества цементирования скважин

Цементирование затрубного пространства необходимо для крепления ствола скважины и изоляции пластов. Нарушение изоляции, разобщающей нефтеносные и водоносные коллекторы, приводит к обводнению продукции — нефти и газа — и сокращению производительности.

Качество цементирования обусловлено высотой подъема цемента, степенью его затвердевания, распределением в затрубном пространстве, надежностью сцепления с колонной и особенно с породой.

Основные методы, применяемые для контроля качества цементирования, — термический, акустический и гамма-гамма-каротаж в соответствующих модификациях.

**Применение термического каротажа для оценки качества цементирования** основано на том, что при затвердевании цемента выделяется тепло, и температура в затрубном пространстве поднимается. Положительные температурные аномалии наблюдаются на тех участках, где цемента больше (в частности против каверн), отрицательные — против пород с повышенной теплопроводностью и там, где количество цемента понижено. В целом зацементированный интервал отмечается дифференцированностью термограммы и повышенными значениями температуры на фоне ее общего возрастания с глубиной (см. рис. 97). В результате удастся установить верхнюю границу подъема цемента и выделить участки, где он отсутствует.

**Применение акустического каротажа для оценки качества цементирования** основано на зависимости параметров акустических волн от состояния цементного камня и качества сцепления цемента с колонной и породой. Существует акустическая цементометрия на головных и отраженных волнах. С ее помощью удастся установить высоту подъема цемента, его распределение в затрубном пространстве, изучить состояние контактов цемента с колонной и породой (см. гл. 10, 11).

**Применение гамма-гамма-каротажа для оценки качества цементирования** основано на том, что плотности цемента и промысловой жидкости существенно различны. С помощью приборов и методики ГГК-П, предназначенных специально для изучения качества крепления скважин, удастся установить высоту подъема цемента, исследовать его распределение в затрубном пространстве, выявить переходную зону от верхней границы це-



ментного камня к ПЖ (зона гель-цемента), установить местоположение дефектов (раковин и каналов) в цементном камне, определить эксцентриситет колонны, оценить толщину ее стенки (см. гл. 17, § 1).

#### § 4. Выделение притоков, поглощений и затрубной циркуляции жидкости

Задача выделения мест притоков и поглощения жидкости актуальна на всех стадиях горно-геологического процесса. Основные методы, применяемые для ее решения,— резистивиметрия, термометрия, метод фильтрационных потенциалов.

Резистивиметрия основана на различии минерализации пластовых вод и ПЖ. Место притока пластовых вод в скважину выделяют по изменению УЭС скважинной жидкости после

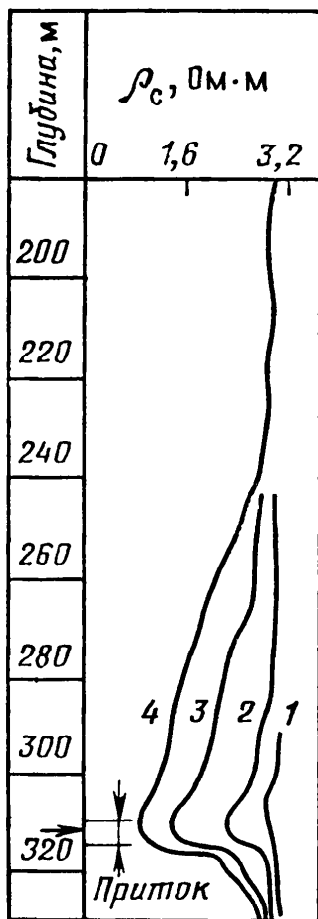


Рис. 134. Определение мест притока жидкости с помощью резистивиметра (по Д. И. Дьяконову):

1—4 — диаграммы  $\rho_c$ , замеренные в разное время

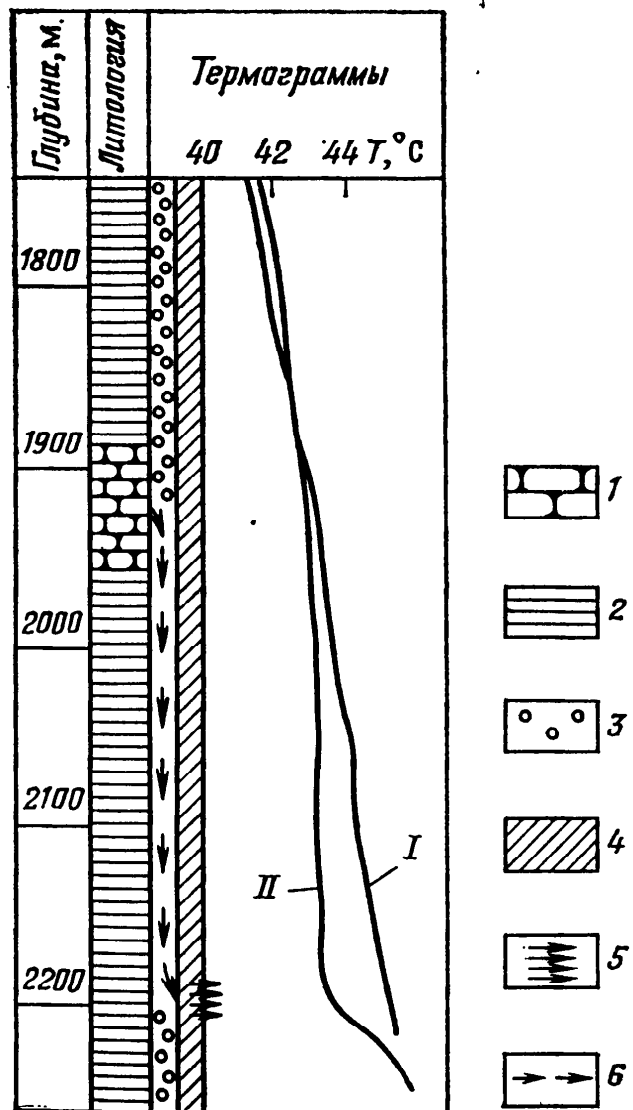


Рис. 135. Определение места притока и интервала затрубной циркуляции жидкости методом термометрии (по Д. И. Дьяконову):

I, II — термограммы, зарегистрированные в разное время; 1 — водоносный песчаник; 2 — глина; 3 — цемент; 4 — колонна; 5 — интервал перфорации; 6 — направление движения жидкости

начала или прекращения промывки (рис. 134). Термический метод базируется на изменении температуры ПЖ на участке притока (рис. 135). Места поглощения жидкости выделяют по отрицательной аномалии ПС, связанной с возникновением фильтрационных потенциалов (см. гл. 2, § 2).

Затрубная циркуляция вод может привести к обводнению продукции в процессе эксплуатации или неправильным выводам о характере насыщения пласта в процессе его испытаний. Для выделения интервалов затрубной циркуляции применяют термометрию и активационный каротаж.

Применение термометрии основано на том, что на участке затрубной циркуляции устанавливается сравнительно постоянная температура (см. рис. 135).

Применение активационного каротажа для выделения мест затрубной циркуляции вод основано на активации ядер кислорода быстрыми нейтронами, испускаемыми импульсным генератором нейтронов (см. гл. 21, § 2). Продукт активации — изотоп азота  $^{16}\text{N}$  с периодом полураспада 7,352 с — вновь превращается в кислород  $^{16}\text{O}$  в результате распада, сопровождающегося жестким  $\gamma$ -излучением. Энергия этого излучения 6,13 и 7,12 МэВ, тогда как энергия  $\gamma$ -квантов естественных и других активированных изотопов не превышает 3 МэВ. Содержание кислорода, а соответственно и интенсивность регистрируемого излучения, пропорциональны количеству воды в затрубном пространстве. Располагая детекторы по обеим сторонам от источника нейтронов и сравнивая их показания, можно судить о наличии затрубной циркуляции и направлении движения пластовых вод.

## Глава 29

### **ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН ПРИ ПОИСКАХ, РАЗВЕДКЕ И КОНТРОЛЕ РАЗРАБОТКИ НЕФТЕГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ**

Выше указывалось, что ГИС играют важную роль на всех стадиях горно-геологического процесса. В наибольшей степени это касается поисков, разведки и контроля разработки нефтегазовых месторождений, где из-за больших глубин, высоких темпов бурения и особенностей нефти и газа, связанных с их подвижностью, исследования керна не могут обеспечить получения всей необходимой информации.

#### **§ 1. Поиски и разведка нефтегазовых месторождений**

Основные задачи ГИС на стадиях поисков и разведки нефтегазовых месторождений делят на оперативные, связанные с исследованием отдельных скважин, и сводные, связанные

с исследованием месторождения в целом. К первым относят литологическое расчленение разрезов, выделение коллекторов, оценку их коллекторских свойств и эффективных мощностей. Ко вторым — построение типовых и нормальных геолого-геофизических разрезов, корреляционных схем, профильных геолого-геофизических разрезов, структурных карт, карт равных мощностей, определение граничных значений параметров и т. д.

**Литологическое расчленение разрезов нефтегазовых скважин** в современной трактовке, предполагающей применение ЭВМ, — задача классификационного характера. Ее суть — в разделении изучаемых объектов (пластов) на классы (литотипы) согласно набору наиболее существенных признаков, определяемых по комплексу методов ГИС.

В терригенном разрезе наиболее информативными, с точки зрения литологического расчленения, в общем случае являются кавернометрия, методы КС, микрозондирование, ПС, ИК, ГК, ГГК-П и НГК. В карбонатном разрезе наиболее информативны с этой точки зрения кавернометрия, БК, БМК, ГК, ГГК-П, НК и АК. В обоих случаях перспективно применение спектрометрических модификаций ядерно-физических методов.

Приведем пример расчленения терригенного разреза и выделения коллекторов (рис. 136). Глины отличаются минимальными показаниями на диаграммах КС, ПС, БК, НГК, максимальными — на диаграммах ИК, кавернометрии и ГК. Для нефтенасыщенных песчаников характерны: глинистая корка; максимальное расхождение показаний микрозондов; высокие значения  $U_{пс}$  и  $r_k$ , средние  $I_{ny}$ ; минимумы на диаграммах ИК. В водоносных песчаниках амплитуды  $U_{пс}$  достигают максимумов, кажущееся сопротивление снижается, а проводимость растет.

Пример расчленения карбонатного разреза приведен на рис. 137. Плотные известняки выделяют по максимумам на диаграммах НК, и минимумам на диаграммах АК ( $\Delta t$ ) и ГГК-П. Для глинистых известняков характерно повышенное, а для аргиллитов — высокое значение естественной радиоактивности.

Существует несколько методик литологического расчленения. Кратко рассмотрим некоторые из них.

Согласно методике *диагностических кодов* используют не численное (точное) значение параметра, а факт принадлежности его к тому или иному интервалу изменения исследуемого свойства. Каждый интервал характеризуют тем или иным кодом. Располагая коды, соответствующие различным методам в определенном порядке, получают диагностический код, по которому судят о литологии пласта.

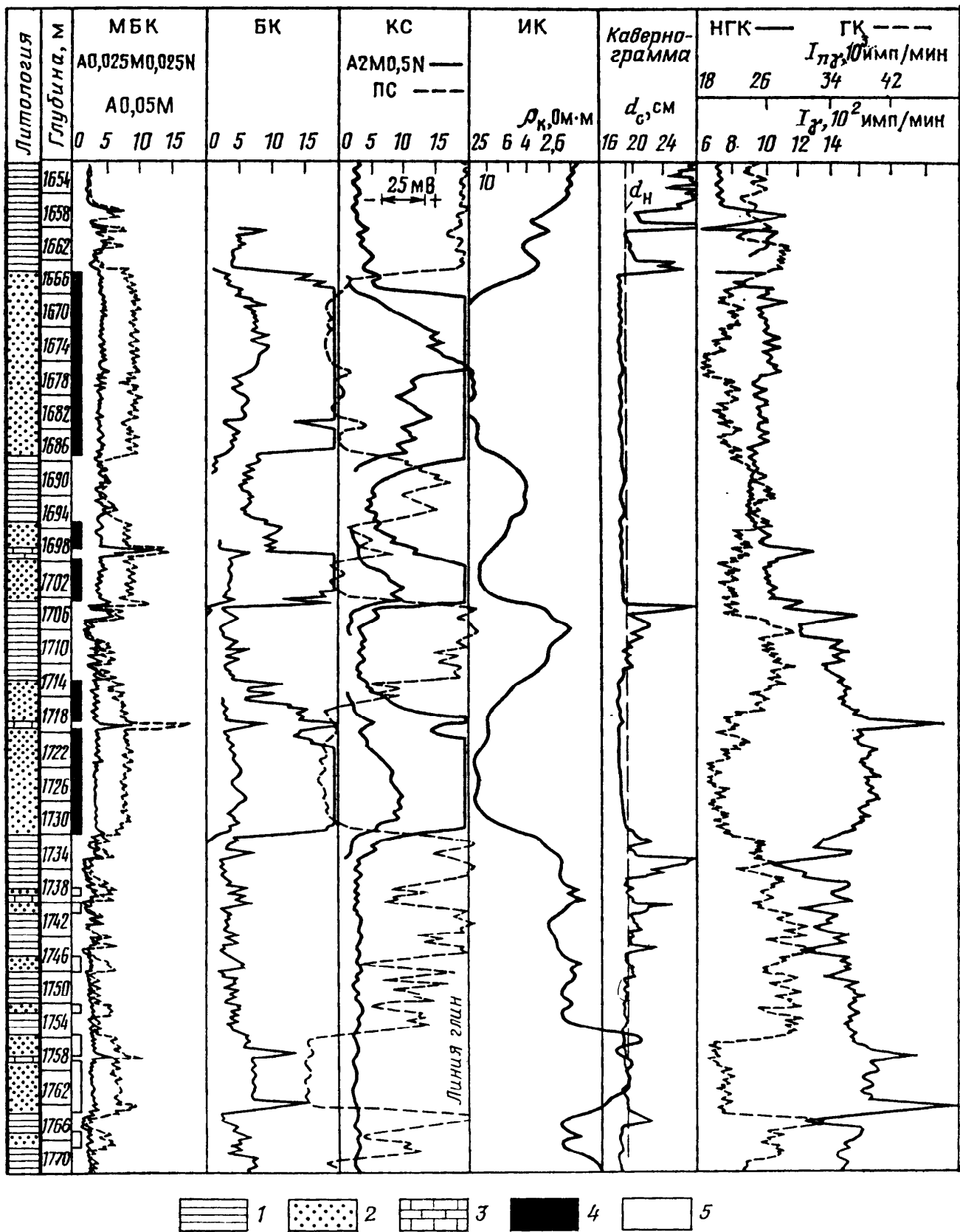


Рис. 136. Пример литологического расчленения терригенного разреза и выделения коллекторов по комплексу методов ГИС:

1 — глины; 2 — пористые песчаники; 3 — плотные песчаники; 4, 5 — нефтенасыщенные и водонасыщенные интервалы соответственно

Другой способ литологического расчленения — нормализация диаграмм различных методов. Поясним его суть.

Пусть показания  $M_1$  и  $M_2$  двух методов ГИС, зависящие от свойства  $A_1$ , преобразованы таким образом, чтобы их можно

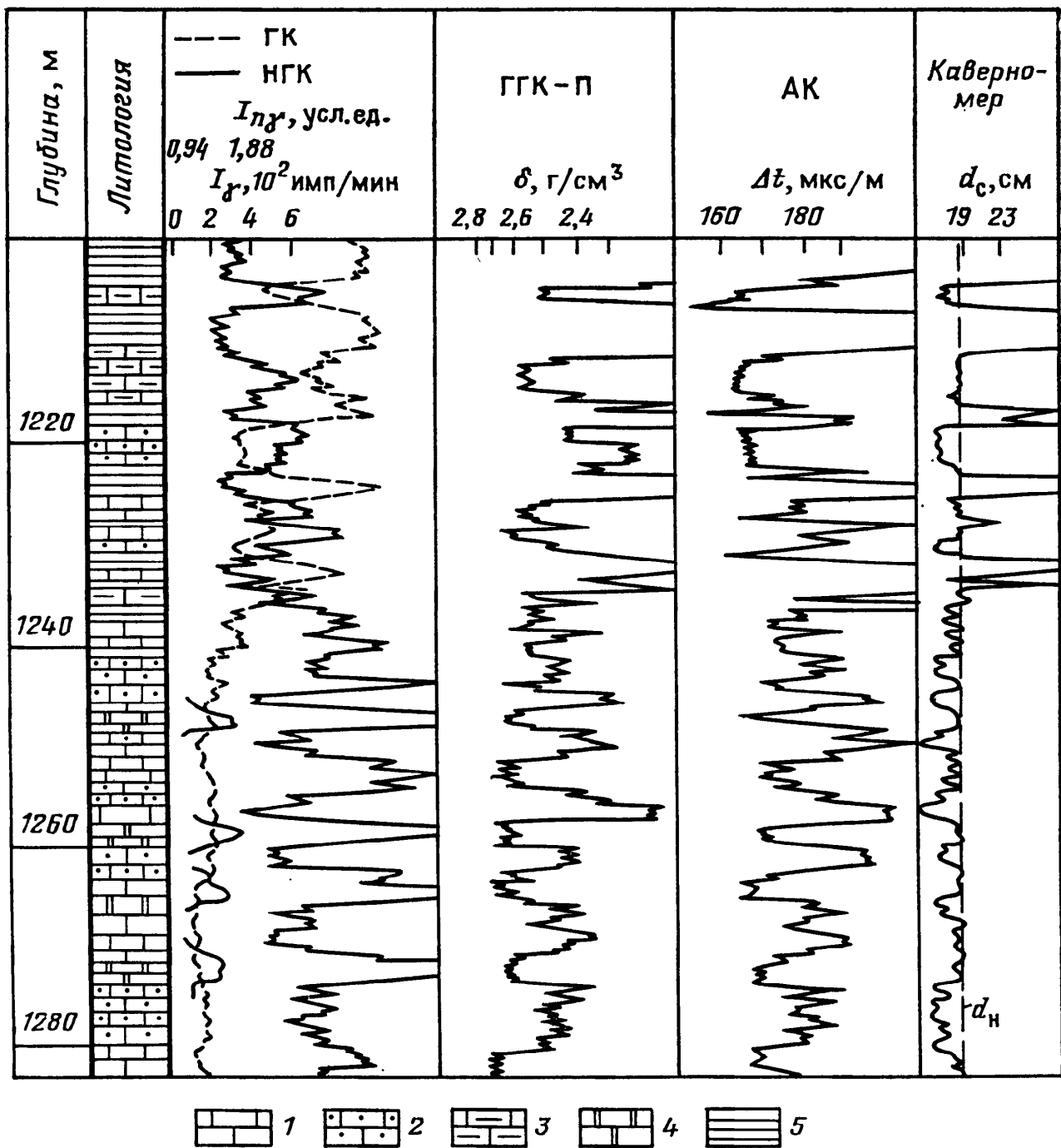


Рис. 137. Пример литологического расчленения карбонатного разреза и выделения коллекторов по комплексу ГИС.

Известняки: 1 — плотный, 2 — пористый, 3 — глинистый, 4 — доломитизированный; 5 — аргиллит

было выразить в одинаковых единицах, характеризующих свойство  $A_1$ . Пусть также имеется свойство  $A_2$ , по-разному влияющее на показания рассматриваемых методов. Поскольку оба параметра —  $M_1$  и  $M_2$  — зависят от  $A_1$  и выражены в единицах, характеризующих это свойство, между ними можно найти линейную регрессионную зависимость. Ее ищут для пластов, где значение свойства  $A_2$  заведомо равно нулю. Координатную плоскость с графиком зависимости  $M_1 = f(M_2)$  называют *кросс-плотом*. Отклонение точек на кросс-плоте от линии регрессии свидетельствует об отклонении значения свойства

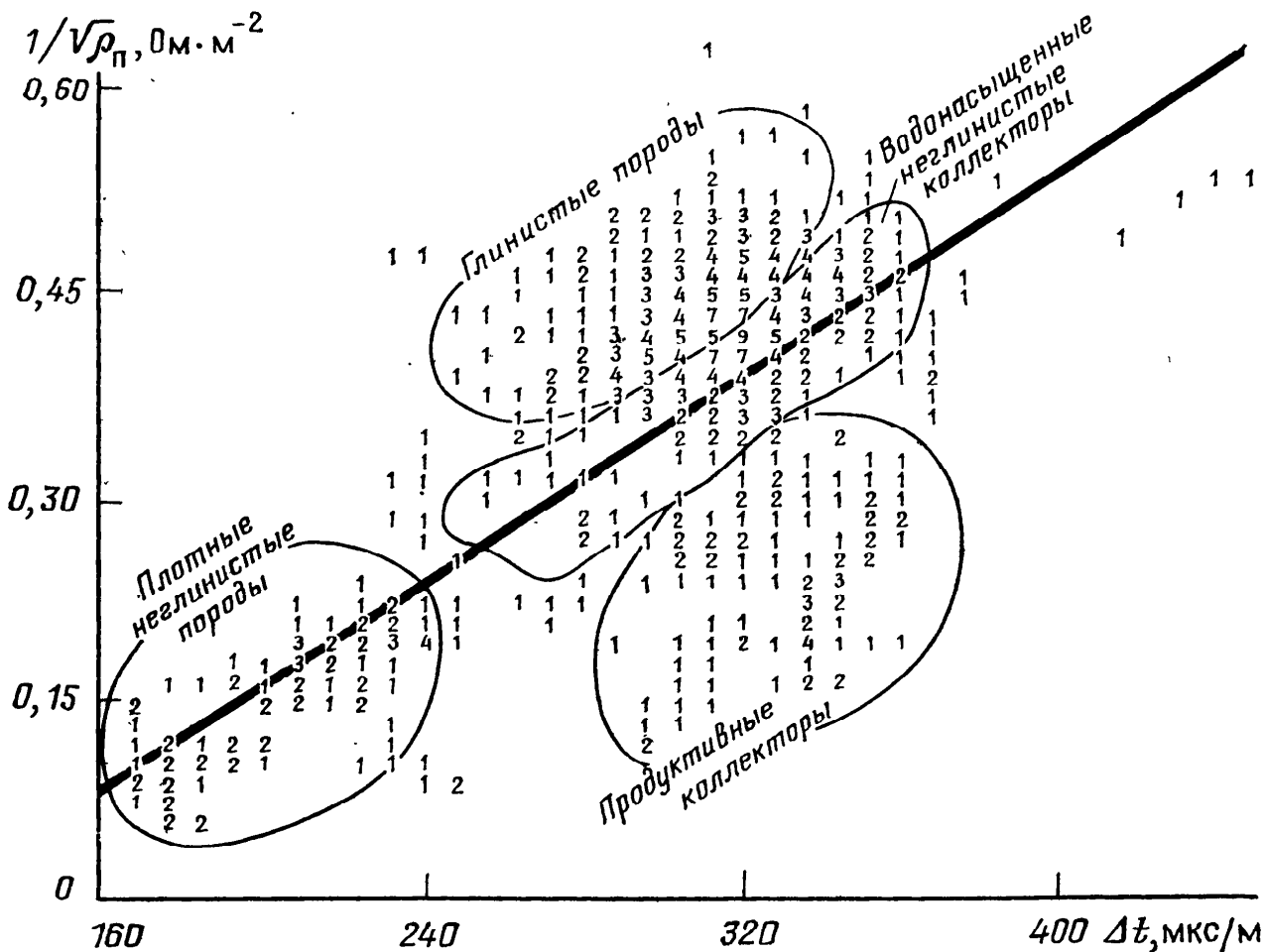


Рис. 138. Пример литологического расчленения пород методом нормализации данных акустического и электрического каротажа (по материалам ЦГЭ)

$A_2$  от нуля. Так, из формулы (2.4) следует, что для неглинистых водонасыщенных пород  $1/\sqrt{\rho_{п}} \sim k_{п}$ . Справедливо для этих пород и следующее приближенное равенство:  $\Delta t = k_{п}(\Delta t_{ж} - \Delta t_{ск}) + \Delta t_{ск}$  (см. гл. 10, § 3). Построив на кросс-плоте  $1/\sqrt{\rho_{п}} = f(\Delta t)$  линию регрессии для заведомо неглинистых водонасыщенных пород, выделяют области, соответствующие глинистым породам и продуктивным коллекторам (рис. 138). Если нормализация величин  $M_1$  и  $M_2$  обеспечивает не только линейную зависимость между ними, но и равенство амплитуд, а диаграммы совмещены против опорного пласта с нулевыми значениями свойства  $A_2$ , расхождение диаграмм в других пластах характеризует численное значение свойства  $A_2$ . Так, эффективные результаты при изучении литологии и пористости пород дает нормализация показаний АК и НК (Н. З. Заляев, 1981 г.). Ее суть в следующем. Интервальное время  $\Delta t$  линейно зависит от  $k_{п}$ . Скорость счета при нейтронном каротаже связана с  $k_{п}$  приближенной зависимостью типа (19.12):

$$I_{НК} = B \exp(-\beta k_{п} l_3),$$

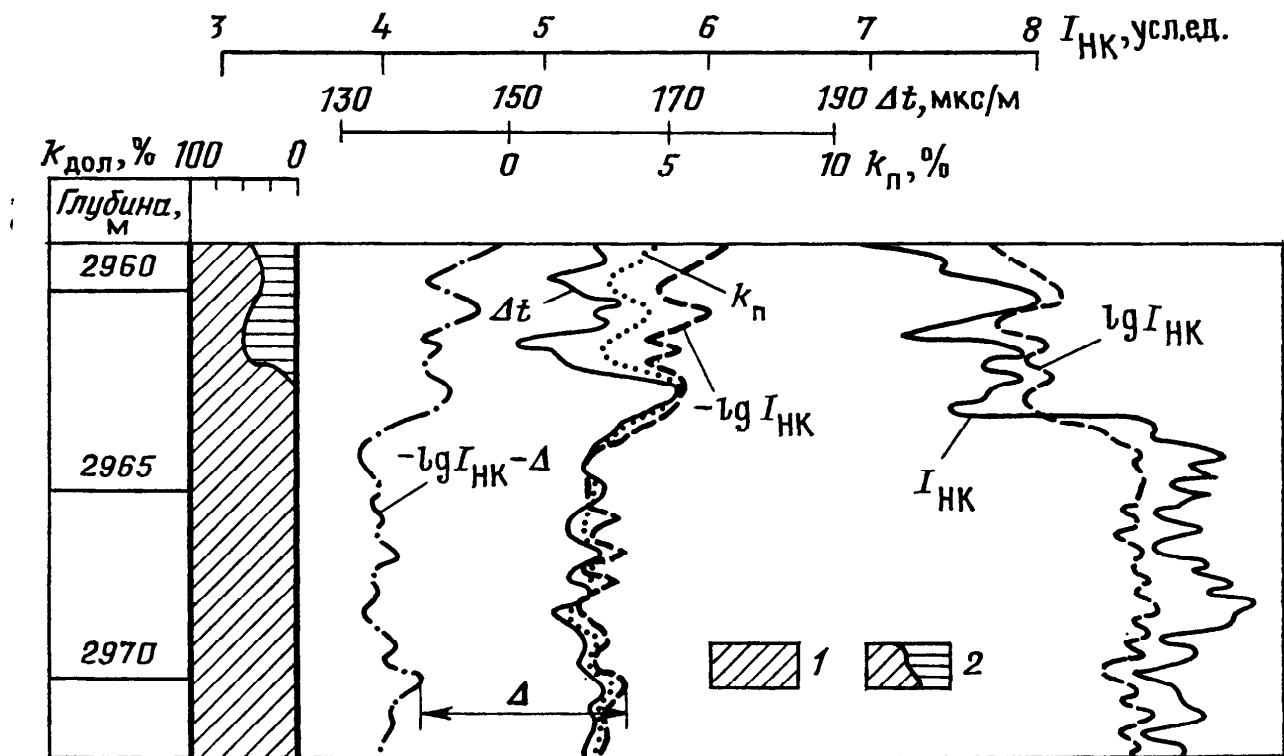


Рис. 139. Пример литологического расчленения карбонатного разреза и определения коэффициентов пористости и доломитизации путем нормализации данных нейтронного и акустического каротажа:  
1 — известняк; 2 — доломитизированный известняк

где  $\beta$  — коэффициент пропорциональности. Прологарифмировав это выражение, получим

$$-\lg I_{\text{НК}} = 0,43\beta k_{\text{п}} l_3 - \lg B.$$

Следовательно, прологарифмированная и повернутая относительно вертикальной оси диаграмма НК ( $-\lg I_{\text{НК}}$ ) в случае соответствующего подбора масштабных коэффициентов должна повторять диаграмму  $\Delta t$  (рис. 139). Совпадение диаграмм при изменении показаний свидетельствует об изменении пористости при неизменной литологии, расхождение — об изменении литологии. Если на расстоянии  $\Delta$ , равном максимальному расхождению диаграмм  $-\lg I_{\text{НК}}$  и  $\Delta t$  при полной замене одного литотипа другим (например, чистых известняков доломитами) зарегистрировать вспомогательную диаграмму  $-\lg I_{\text{НК}} - \Delta$ , относительная величина расхождения будет характеризовать степень доломитизации в процентах. Так, на рис. 139 разрез ниже 2962 м представлен чистыми известняками, а выше — известняками доломитизированными. Коэффициент доломитизации  $k_{\text{д}}$  меняется от нуля до 50 %. Исследования показывают, что отклонения диаграмм  $-\lg I_{\text{НК}}$  и  $\Delta t$  при изменении доломитизации равны по величине и противоположны по знаку. Поэтому диаграмма коэффициента пористости проходит по середине между ними:  $k_{\text{п}} = (-\lg I_{\text{НК}} + \Delta t) / 2$ . В чистых известняках все три диаграммы совпадают.

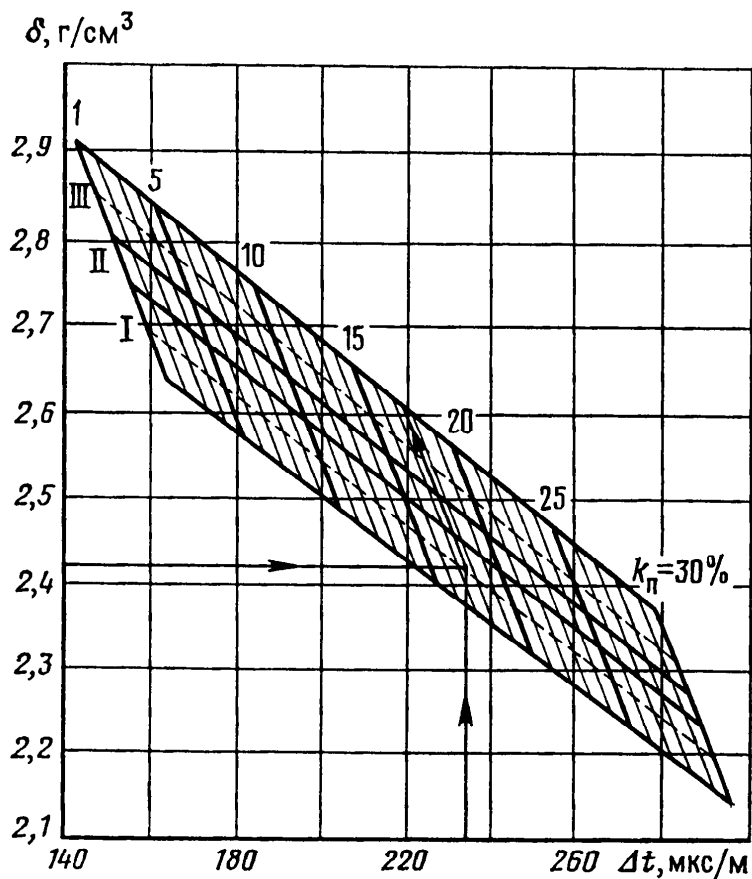


Рис. 140. Палетка для определения коэффициента пористости и литологии карбонатов по комплексу ГГК-П+АК (по данным ВНИГИК):

I — известняк; II — доломит известковистый; III — доломит;  $\sigma_{ж} = 1$  г/см<sup>3</sup>;  $\Delta t_{ж} = 610$  мкс/м

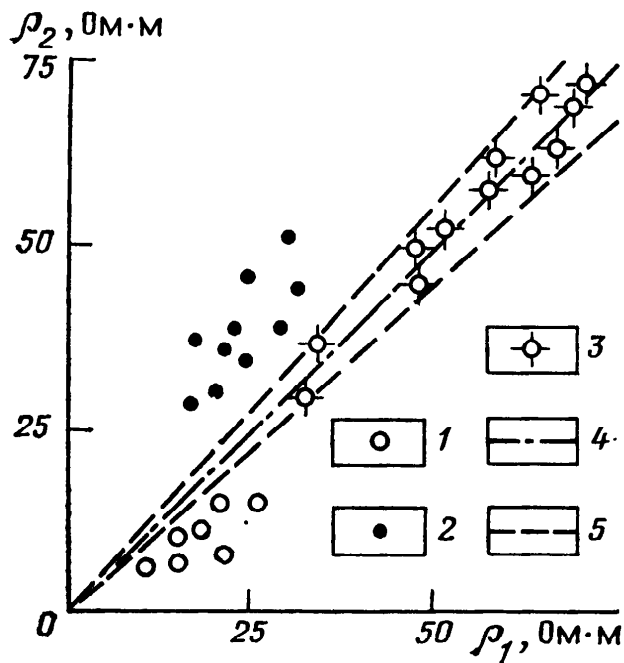


Рис. 141. Выделение коллекторов и разделение их по характеру насыщения путем сопоставления значений  $\rho_1$  (БМК) и  $\rho_2$  (БК) (по Б. Ю. Вендельштейну).

Коллекторы: 1 — водоносный, 2 — нефтеносный; 3 — неколлектор; 4 — линия  $\rho_1 = \rho_2$ ; 5 — границы зоны неоднозначности

При ручной интерпретации и относительно простых минеральных ассоциациях задача литологического расчленения может быть решена на основе применения парных комплексов ГИС: ГГК-П+НГК, НГК+АК, ГГК-П+АК с помощью палеток, учитывающих тип аппаратуры и условия измерений. Одна из таких палеток приведена на рис. 140.

**Выделение коллекторов** — важнейшая задача ГИС на стадиях поисков, разведки и эксплуатации месторождений. По существу эта задача также является классификационной. Используемые признаки, а соответственно и применяемый комп-



лекс ГИС, связаны с отличием коллекторов от вмещающих пород по проницаемости, пористости, глинистости и в общем случае определяются характером разреза, типом порового пространства, условиями бурения.

Выделение коллекторов в терригенном разрезе проводят на основе прямых и косвенных признаков.

*Прямые признаки* позволяют решить задачу на качественном уровне при ручной интерпретации или путем использования диагностических кодов при машинной интерпретации. К ним относят сужение диаметра скважины ( $d_c < d_n$ ) и расхождение диаграмм микрозондов ( $\rho_{пмз} > \rho_{гмз}$ ), вызванные наличием глинистой корки (см. рис. 136), радиальный градиент УЭС, устанавливаемый по изменению показаний электрических и электромагнитных методов с разной глубиной (рис. 141), изменение показаний геофизических методов при повторных исследованиях, возникающее за счет формирования или расформирования зоны проникновения (см. рис. 109), а также за счет специального воздействия на эту зону.

Исследования с воздействием проводят в сложных случаях в параметрических и оценочных скважинах в перспективных участках разреза. Такие исследования называют *специальными*. Воздействие осуществляют утяжеляя или облегчая ПЖ, меняя ее свойства и разбуривая ствол скважины долотом большего диаметра. Последняя операция приводит к разрушению глинистой корки и зоны кольматации, проникновению в коллектор жидкости с измененными свойствами и, следовательно, расхождению диаграмм, зарегистрированных до и после разбуривания. Одна из наиболее распространенных модификаций специальных исследований — «каротаж — испытание — каротаж» основана на комплексном применении методов ГИС и испытателей пластов на бурильных трубах, позволяющих отобрать пробу пластовой жидкости значительного объема. Возникающие при этом в зоне проникновения изменения приводят к расхождению диаграмм, зарегистрированных до и после испытаний, что свидетельствует о проницаемости пласта (см. рис. 126). Этот метод особенно эффективен при использовании приборов ТБИ (см. гл. 25, § 1).

*Косвенные признаки* выделения коллекторов основаны на использовании количественных критериев, т. е. значений  $k_p$ ,  $k_{гл}$ ,  $\alpha_{пс}$ ,  $\Delta I_{\gamma К}$ ,  $\Delta t$  и других параметров, соответствующих границе коллектор—неколлектор.

Граничные значения параметров  $k_{п.гр}$ ,  $k_{гл.гр}$  и других устанавливают, используя их корреляционные связи с коэффициентом проницаемости  $k_{пр}$ . Так, на рис. 142 граничному значению  $k_{пр} = 10^{-3}$  мкм<sup>2</sup> соответствует  $k_{п.гр} = 16\%$ . Граничные значения геофизических параметров  $\alpha_{пс гр}$ ,  $\Delta \gamma_{К гр}$ ,  $\Delta t_{гр}$  и др. устанавливают, используя их корреляционные связи с  $k_p$ ,  $k_{пр}$ ,  $k_{гл}$  и т. д.

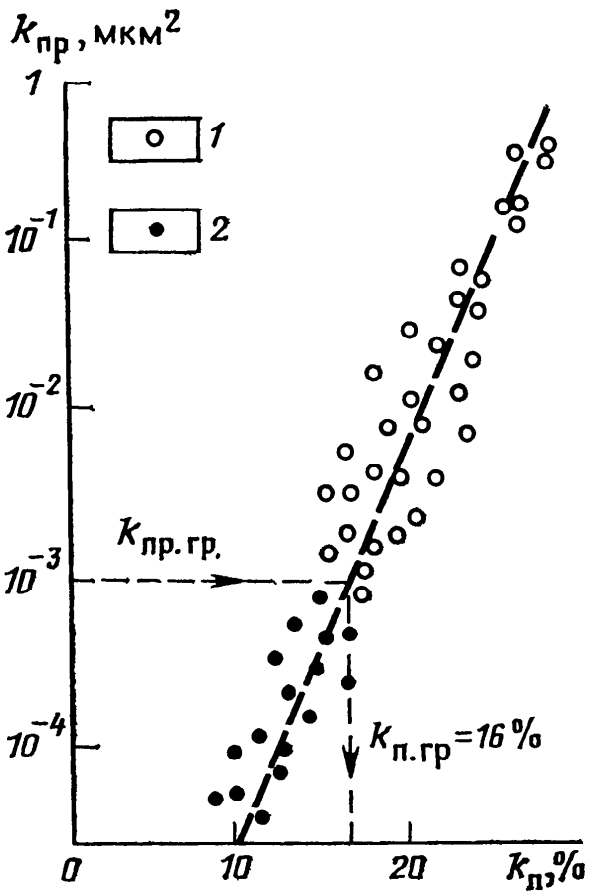


Рис. 142. Разделение пород на коллекторы (1) и неколлекторы (2) по критическим значениям коэффициентов проницаемости  $k_{пр}$  и пористости  $k_{п}$  (по Б. Ю. Вендельштейну)

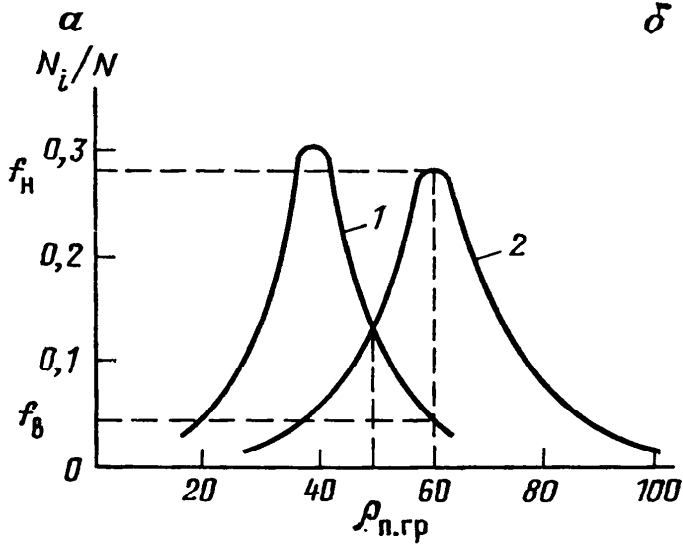


Рис. 143. Применение дифференциальных (а) и интегральных (б) графиков распределения для нахождения критических значений параметров и оценки вероятности отнесения объекта к тому или иному классу:

1, 2 — водоносные и нефтеносные коллекторы соответственно

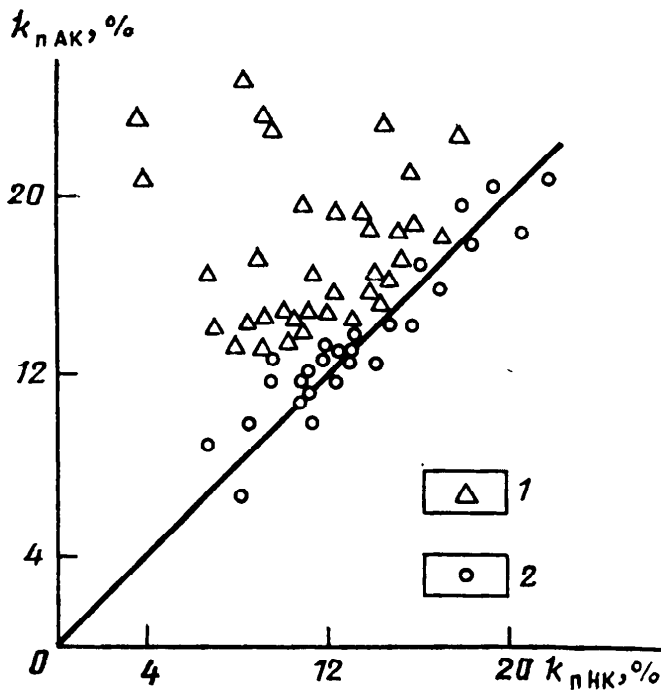
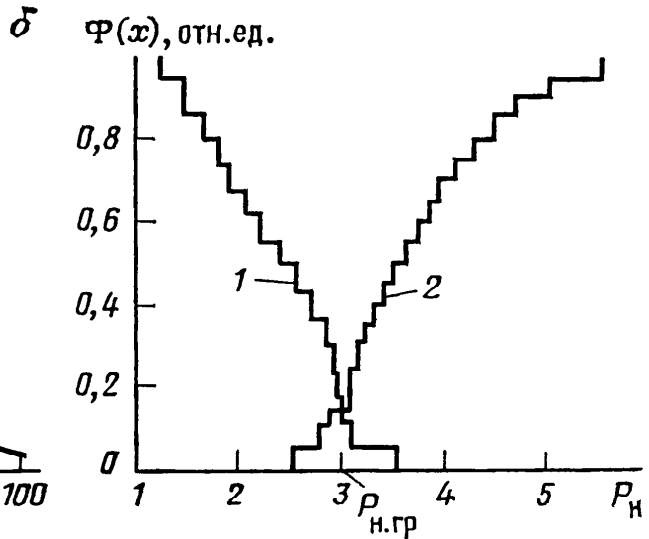


Рис. 144. Выделение газонасыщенных и водонасыщенных пластов по комплексу акустического и нейтронного каротажа: 1, 2 — газонасыщенные и водонасыщенные коллекторы соответственно

*Выделение межзерновых коллекторов* в карбонатном разрезе проводят, в принципе, как и в терригенном, т. е. используя комплекс прямых и косвенных признаков. Большое распространение получил способ нормализации, аналогичный применяемому при литологическом расчленении разреза. При этом нормализуют и связывают линейной корреляционной зависимостью, найденной для заведомо непроницаемых пород, методы, имеющие разную глубинность например БК+НГК, ИК+НГК, БК+АК, БК+БМК. Отклонение точек на кросс-плоте или расхождение диаграмм, совмещенных в плотных пластах, свидетельствует о зоне проникновения и соответственно — проницаемости пласта.

*Выделение коллекторов трещинного типа* является сложной задачей. Ведущий метод ее решения — акустический каротаж, обладающий наибольшей, сравнительно с другими методами ГИС, чувствительностью к структуре порового пространства. Обычно его комплексировуют с методами, чувствительными только к объему пор, например с ГГК-П или НК. Увеличение трещиноватости проявляется в повышенном затухании поперечных волн и волн Лэмба, искажении линий фазовой корреляции на ФКД (см. рис. 66), а в ряде случаев — превышении коэффициентов пористости, определенных с помощью АК ( $k_{пАК}$ ) над коэффициентами пористости, определенными ядерно-физическими методами ( $k_{пНК}$  или  $k_{пГГК}$ ).

**Оценку характера насыщения коллекторов** проводят нормализуя показания различных методов, определяя граничные значения параметров, применяя специальные исследования.

Для обнаружения продуктивных пластов нормализуют показания методов электрического или электромагнитного каротажа разной глубинности, или методов электрического каротажа с показаниями методов, чувствительных к пористости. Продуктивные коллекторы выделяются в интервалах превышения показаний  $\rho_k$  над показаниями метода пористости.

Если имеется достаточный статистический материал, полученный в результате прямых определений продуктивности — испытаний, находят граничные значения параметров. Для этого строят графики дифференциальных или интегральных распределений информационных параметров для продуктивных и водонасыщенных отложений (рис. 143). Абсцисса точки пересечения графиков распределений дает граничные значения параметров  $\rho_{п.гр}$  или  $P_{н.гр}$ . Чем уже область неоднозначности, тем надежнее идентификация. По графикам распределений можно оценить вероятность отнесения конкретного пласта к тому или иному классу. На рис. 143, а, пласт с  $\rho_{п}=60$  Ом·м может быть отнесен к нефтеносным с вероятностью  $f_{н}/(f_{н}+f_{в})=0,86$ , и к водоносным — с вероятностью  $f_{в}/(f_{н}+f_{в})=0,14$ .

Разделение продуктивных пластов на нефте- и газонасыщенные в скважинах, пробуренных на водном (фильтрующемся) растворе — сложная задача, так как методы, чувствительные к газосодержанию — АК, НК, ГГК-П, имеют малый радиус исследований, во многих случаях соизмеримый с радиусом наиболее измененной (промытой) зоны пласта. К тому же газ, невытесненный из этой зоны, интенсивно растворяется фильтратом ПЖ. Тем не менее в гранулярных коллекторах при невысоких давлениях и неглубоких зонах проникновения газонасыщенные пласты выделяют, нормализуя показания АК и НК, так как даже небольшое количество свободного газа приводит к превышению  $k_{пАК}$  над  $k_{пНК}$ . На кросс-плоте (рис. 144) газонасыщенные пласты группируются выше линии регрессии, построенной по пластам, лежащим за контуром газоносности. Удовлетворительные результаты в этих условиях может дать также комплекс НК+ГГК-П. В более сложных случаях задачу решают с помощью нейтронных методов в скважинах, пробуренных на нефилтрующих ПЖ или проводя повторные замеры в процессе расформирования зоны проникновения после обсадки скважины.

• **Оценку нефтегазонасыщенности** выполняют, используя электрические, электромагнитные и ядерно-физические методы ГИС.

В общем случае коэффициент нефтегазонасыщенности

$$k_{нг} = 1 - k_b.$$

Удельное электрическое сопротивление продуктивного пласта  $\rho_{нг}$  связано с  $k_b$  соотношением (2.5). Определив  $\rho_{нг}$  в продуктивной части коллектора и  $\rho_{вп}$  в его части, залегающей ниже ВНК, ГВК или за контуром нефтегазонасыщенности, определяют  $k_b$  и соответственно  $k_{нг}$ . Такой подход эффективен лишь для чистых (неглинистых) коллекторов, однородных по вертикали и латерали. В пластах, отличающихся изменчивостью характеристик, используют формулу

$$k_b = \left( \frac{a_n a_m \rho_b}{k_{п}^m \rho_{нг}} \right)^{1/n},$$

полученную путем простых преобразований выражений (2.4) и (2.5), или семейство зависимостей  $k_b = f(k_{п}, \rho_{нг})$ . Коэффициент пористости определяют по данным анализа керна, или с помощью АК, НК, ГГК-П.

Для глинистых коллекторов с рассеянной глинистостью для определения  $k_{нг}$  пользуются семейством зависимостей  $P_n = f(k_b)$  с шифром графиков  $\alpha_{пс}$ .

При невысокой минерализации пластовых вод резко усложняется задача определения коэффициента нефтенасыщенности

$k_n$ . Если минерализация превышает 100 г/л,  $k_n$  определяют в обсаженных скважинах или при неглубокой зоне проникновения по временному декременту затухания плотности тепловых нейтронов  $\lambda_t$  (см. гл. 20, § 2). В необсаженных скважинах с неглубокой повышающей зоной проникновения  $k_n$  определяют с помощью метода диэлектрического каротажа (см. гл. 5, § 2).

Определение коэффициента газонасыщенности проводят, как правило, по результатам методов нейтронного каротажа в обсаженных скважинах после и в процессе расформирования зоны проникновения.

• **Определение коэффициента пористости  $k_p$  чистых (неглинистых) водонасыщенных коллекторов с гранулярной пористостью формально возможно по данным какого-либо одного метода ГИС — электрического, нейтронного, акустического.** Во всех остальных случаях необходимо комплексирование методов. Фактически любая применяемая на практике методика является комплексной.

В песчано-глинистых коллекторах  $k_p$  определяют по данным методов сопротивления (КС, БК, ИК) и глинистости (ПС). В породах с двухкомпонентным скелетом (кальцит-доломит или кварц-кальцит) удовлетворительные результаты при гранулярной пористости дают комплексы АК+НК, АК+ГГК-П, НК+ГГК-П, поскольку нормализация позволяет снизить влияние меняющегося соотношения компонент. Коэффициент пористости и другие характеристики нефтегазонасыщенных пород сложного состава определяют, решая систему интерпретационных уравнений, составленную для конкретной петрофизической модели. В качестве примера приведем систему уравнений, описывающую петрофизическую модель терригенного разреза, породы которого содержат пять компонент — песчано-алевритовую и глинистую (рассеянную) в минеральном скелете, воду, нефть и газ в объеме пор (М. Г. Харрис, Р. Б. Мак-Каммон, 1971 г.):

$$\begin{aligned} \omega_{ск}k_{ск} + \omega_{гл}k_{гл} + (\omega_g k_g + \omega_{вн}k_{вн}) k_p &= \omega_p; \\ \delta_{ск}k_{ск} + \delta_{гл}k_{гл} + (\delta_g k_g + \delta_n k_n + \delta_v k_v) k_p &= \delta_p; \\ \Delta t_{ск}k_{ск} + \Delta t_{гл}k_{гл} + (\Delta t_g k_g + \Delta t_{вн}k_{вн}) k_p &= \Delta t_p; \\ k_{ск} + k_{гл} + k_p &= 1; \\ k_g + k_n + k_v &= 1. \end{aligned} \tag{29.1}$$

Здесь  $k_{ск}$  — объемное содержание в породе зерен скелетной фракции (песчаных и алевритовых);  $\omega_p, \omega_{ск}, \omega_{гл}, \omega_g, \omega_{вн}$  — водородные индексы (см. гл. 19, § 2) породы по данным НК, зерен скелета и глинистых частиц, газа, жидкой фазы (вода + нефть);  $\delta_p, \delta_{ск}, \delta_{гл}, \delta_g, \delta_n, \delta_v$  — плотность породы по данным ГГК-П, скелетных зерен, глинистых частиц, газа, нефти и воды;

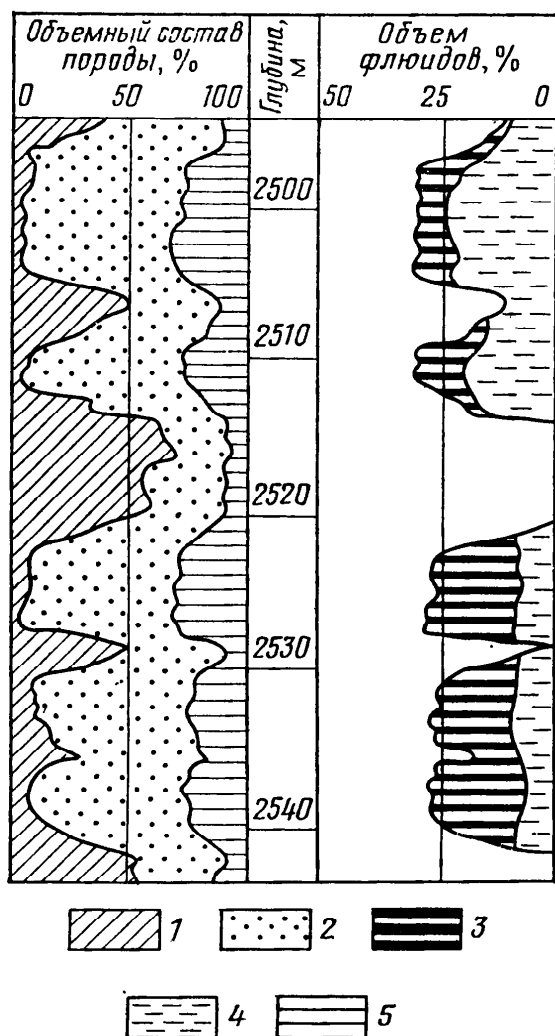


Рис. 145. Пример графического изображения результатов комплексной машинной интерпретации данных ГИС в терригенном разрезе:

1 — глины; 2 — песчаники; 3 — углеводороды; 4 — вода; 5 — пористость

$\Delta t_{\text{п}}$ ,  $\Delta t_{\text{ск}}$ ,  $\Delta t_{\text{гл}}$ ,  $\Delta t_{\text{г}}$ ,  $\Delta t_{\text{вн}}$  — интервальное время породы по данным АК, скелетных зерен, глинистых частиц, газа, жидкой фазы;  $k_{\text{вн}} = k_{\text{в}} + k_{\text{н}}$  — коэффициент водонефтенасыщенности пор;  $k_{\text{гл}}$ ,  $k_{\text{г}}$ ,  $k_{\text{н}}$ ,  $k_{\text{в}}$  — коэффициенты глинистости, газонасыщенности, нефтенасыщенности, водонасыщенности соответственно.

Искомые неизвестные —  $k_{\text{ск}}$ ,  $k_{\text{гл}}$ ,  $k_{\text{в}}$ ,  $k_{\text{г}}$ ,  $k_{\text{н}}$ ,  $k_{\text{п}}$ ; параметр компонент твердой фазы —  $\omega_{\text{ск}}$ ,  $\omega_{\text{гл}}$ ,  $\delta_{\text{ск}}$ ,  $\delta_{\text{гл}}$ ,  $\Delta t_{\text{ск}}$ ,  $\Delta t_{\text{гл}}$  — находят по таблицам или определяют, анализируя керновый материал; параметры воды, нефти и газа рассчитывают известными способами, учитывая результаты анализов и термобарические условия в исследуемом интервале разреза. Для замыкания системы, в которой число неизвестных превышает число уравнений, привлекают данные ПС или ГК (для оценки  $k_{\text{гл}}$ ), электрического, диэлектрического и нейтронного каротажа (для оценки  $k_{\text{в}}$  и  $k_{\text{н}}$ ), используют априорную информацию.

В системе интерпретационных уравнений, описывающих петрофизическую модель карбонатного разреза, в общем случае учитывают содержание кальцита, доломита, ангидрита, гипса, а также вторичную пористость (трещины, каверны).

Полученные таким образом для разрезов различного типа, т. е. для различных петрофизических моделей, системы интерпретационных уравнений решают для каждого пласта в исследуемом интервале. Очевидно, что обработка столь обширного материала предполагает применение ЭВМ. Результаты интерпретации выдаются на цифропечать или графопостроитель в наглядной форме (рис. 145).

**Определение эффективной мощности** в отличие от определения других характеристик коллектора, которое в принципе можно выполнить по керну или путем испытаний, возможно только на основе анализа сплошной информации о разрезе, получаемой с помощью ГИС.

В однородных коллекторах с однофазным насыщением эффективная мощность  $h_{эф}$  и мощность пласта  $h$  совпадают. В однородных коллекторах с многофазным насыщением (газ, нефть, вода) выделяют эффективные мощности нефтенасыщенной  $h_{эф.н}$  и газонасыщенной  $h_{эф.г}$  частей. В неоднородных коллекторах с однофазным насыщением

$$h_{эф} = h - \sum_{i=1}^n h_i,$$

где  $h_i$  — мощность  $i$ -го прослоя неколлектора. Если мощность прослоев такова, что они не могут быть выделены даже с помощью высокоразрешающих методов ГИС, используют интегральные показания геофизических методов и уравнения, связывающие эти показания с соответствующими параметрами прослоев коллектора и неколлектора и их суммарной мощностью. Так, для коллектора со слоистой глинистостью

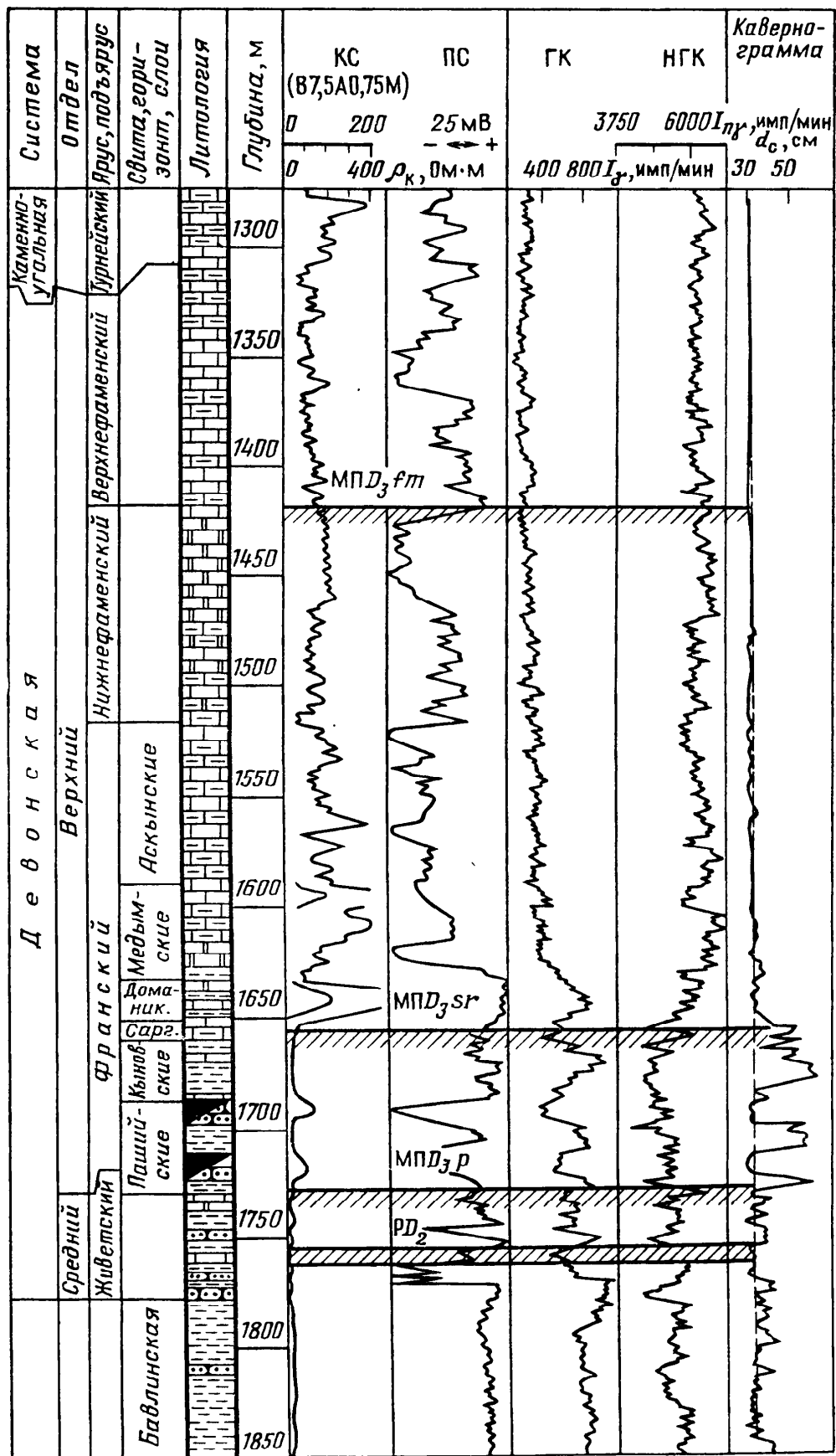
$$h_{эф} = h (1 - \chi_{гл}),$$

где  $\chi_{гл}$  — суммарная мощность глинистых прослоев, определяемая одним из методов ГИС [8].

В неоднородных коллекторах с многофазным насыщением определяют положения газонефтяного, водонефтяного или газоводяного контактов (ГНК, ВНК или ГВК), после чего изучают характер неоднородностей в пределах интервалов с одинаковым насыщением.

**Построение типовых и нормальных геолого-геофизических разрезов** проводят на основе данных, полученных при исследовании скважин, бурящихся с максимальным отбором керна, поскольку такие данные позволяют увязать показания методов ГИС с литологией пород. Результатом увязки является *типовой геолого-геофизический разрез* — комплекс диаграмм наиболее информативных в данном районе методов, сопоставленный со стратиграфией и литологией изучаемых отложений (рис. 146). *Нормальный геолого-геофизический разрез* отличается тем, что в нем указываются истинные мощности пластов, горизонтов и свит, полученные умножением их видимых мощностей на косинусы средних углов падения. Наиболее эффективна для определения углов и направления падения пластов *пластовая наклонметрия* (см. гл. 4, § 2). Типовые и нормальные разрезы позволяют установить существенные признаки и их характерные численные значения, используемые в дальнейшем для литологического и стратиграфического расчленения разрезов скважин, пробуренных без отбора керна.

**Корреляцию разрезов скважин по геофизическим данным** проводят с целью выяснения характера изменения мощности и литологии отложений, слагающих разрез изучаемой площади.



- 1
- 2
- 3
- 4
- 5
- 6

Рис. 146. Типовой геолого-геофизический разрез девонских отложений месторождения Туймазы (по В. Б. Шамковой и Р. Ф. Сабитову):  
 1 — песчаник; 2 — аргиллит; 3 — известняк; 4 — глинистый известняк; 5 — доломит; 6 — нефтеносный песчаник



Корреляция требует предварительного выделения реперов (Р)—участков диаграмм, конфигурация которых выдержана в пределах исследуемой площади или района. Для тех же целей служат маркирующие поверхности (МП), отчетливо прослеживающиеся на диаграммах от скважины к скважине. Выделение реперов и маркирующих поверхностей осуществляют с помощью типовых и нормальных разрезов. В примере, показанном на рис. 146, репером служит пласт известняка  $PD_2$ , выделяемый по максимуму  $\rho_k$  характерной конфигурации диаграммы ПС, минимуму ГК, повышенным показаниям НГК и хорошо выдерживающемуся диаметру скважины. В качестве маркирующих поверхностей используют подошву пашийских слоев  $MPD_{3p}$ , подошву саргаевских известняков  $MPD_{3sr}$  франского яруса и контакт верхне- и нижнефаменских известняков  $MPD_{3fm}$ .

При составлении корреляционной схемы на диаграммах выделяют основные реперы и соединяют их подошву и кровлю корреляционными линиями; затем проводят ту же операцию по второстепенным, не прослеживающимся по всей площади реперам.

**Построение профильных геолого-геофизических разрезов** обычно проводят вдоль направлений, ориентированных вкрест и реже вдоль главных элементов (осей, крыльев) изучаемых структур, используя корреляционные схемы. Важную роль при этом играют данные пластовой наклонометрии.

Эффективность построения профильных разрезов существенно повышается при комплексном применении методов каротажа, скважинной и наземной геофизики, в первую очередь — сейсморазведки (см. гл. 10, § 3; рис. 72). В этом случае информацию о разрезе удастся получить при значительно меньшем числе скважин.

Корреляционные схемы и разрезы используют для построения структурных карт, карт равных мощностей и других геологических документов.

## § 2. Контроль разработки нефтегазовых месторождений

Основные задачи, решаемые методами ГИС на стадии разработки нефтегазовых месторождений — контроль перемещения ВНК, ГНК, ГВК и выделение обводненных интервалов залежи; наблюдение за продвижением фронта вод, нагнетаемых в пласт для поддержания пластового давления; определение коэффициентов текущей и остаточной нефтегазонасыщенности.

**Контроль перемещения ВНК, ГНК и ГВК**, проводят, сравнивая текущее положение контактов с существовавшим в момент начала разработки. Положение ВНК определяют методами КС, БК и ИК по снижению УЭС в специальных оценоч-

ных или еще необсаженных эксплуатационных скважинах. В обсаженных скважинах положение контактов контролируют с помощью стационарных и импульсных нейтронных методов. При насыщении пор минерализованной водой, отличающейся повышенным хлорсодержанием, водонасыщенная часть пласта отличается более высокими показаниями метода НГК и пониженными — методов ННК-Т и ИННК. Стационарные нейтронные методы эффективны при  $k_n \geq 15\%$  и минерализации вод, превышающей 100 г/л, импульсные — при минерализации, превышающей 20—30 г/л (см. гл. 20, § 2). Для надежной идентификации нефтенасыщенных и обводненных пластов используют методики нормализации и определения граничных значений параметров, аналогичные описанным в предыдущем параграфе.

В последнее время появились примеры успешного контроля перемещения газожидкостных контактов с помощью гравитационного каротажа.

**Наблюдение за продвижением фронта вод, нагнетаемых в скважины для поддержания пластового давления, необходимо для обеспечения оптимального режима эксплуатации месторождения.**

Обводнение продуктивного пласта минерализованными водами контролируют в необсаженных скважинах по снижению УЭС, а в обсаженных — по данным ядерно-физических методов. Чаще, однако, заводнение осуществляют пресными водами. Для контроля процесса заводнения в необсаженных скважинах в этом случае применяют метод ПС. Поскольку продуктивные пласты в общем случае наряду с нефтью содержат минерализованную воду, которая при заводнении оттесняется пресной водой, амплитуда ПС снижается. При слабой минерализации пластовых вод для выделения обводняемых интервалов применяют диэлектрический каротаж.

В обсаженных скважинах контроль осуществляют с помощью ядерно-физических методов (см. рис. 111). В случае обводнения пласта пресными водами положительные результаты дает ИННК.

Большое распространение при контроле продвижения фронта нагнетаемых вод, а также при изучении фильтрационных свойств залежи получает *метод меченого вещества*. Его суть в том, что нагнетаемый флюид «метят», вводя в него вещества, обладающие аномальной естественной радиоактивностью или аномальным сечением захвата тепловых нейтронов. В первом случае для контроля за продвижением фронта применяют метод ГК, во втором — ИНК.

Для уменьшения радиационной опасности при закачке радиоактивных веществ применяют изотопы с периодом полураспада не более 60—70 дней. Положение ВНК отмечают по повышению интенсивности  $\gamma$ -излучения против водоносной части

пласта. Нейтронный метод меченого вещества при использовании в качестве измерительного инструмента генератора нейтронов практически безопасен, однако требует закачки в пласты больших объемов меченой жидкости.

Высокой эффективностью при контроле заводнения обладают термические методы. Поскольку температура нагнетаемых вод как правило ниже температуры пластовых, обводняемые интервалы выделяются отрицательными температурными аномалиями (см. рис. 115).

**Определение коэффициентов текущей и остаточной нефтенасыщенности** в необсаженных оценочных скважинах проводят методами электрического каротажа, а в обсаженных — с помощью ИННК. Коэффициент текущей газонасыщенности в обсаженных скважинах находят по данным НГК и НКК-Т.

## Глава 30

### **ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН ПРИ ПОИСКАХ, РАЗВЕДКЕ И ЭКСПЛУАТАЦИИ УГОЛЬНЫХ И РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ**

Роль ГИС при поисках, разведке и эксплуатации угольных и рудных месторождений весьма значительна. В большей степени это касается угольных месторождений, поскольку из-за низкой механической прочности углей вынос керна из них весьма мал.

#### **§ 1. Поиски, разведка и эксплуатация угольных месторождений**

Угли и близкие к ним по свойствам горючие сланцы залегают в виде пластов или протяженных линз в песчано-глинистых, реже — в карбонатных породах. В одних случаях залежи отличаются ритмичным строением и выдержанностью по простиранию, в других — наличием разрывных нарушений с амплитудой от единиц до сотен метров. В некоторых угольных бассейнах развит карст.

Пласты углей и горючих сланцев имеют мощность от нескольких сантиметров до десятков метров. Контакты чаще четкие. Однако встречаются плавные переходы к углистым породам, характеризующимся более низким содержанием органического вещества.

**Физические свойства углей** зависят от степени их метаморфизма, влажности и минерального состава. Существуют угли бурые, каменные и антрациты. *Бурые угли* наименее метаморфизованы, характеризуются сравнительно небольшим содержа-

нием углерода (60—70 %) и значительной влажностью (до 40 %). *Каменные угли* содержат 80—95 % углерода и до 5 % влаги. *Антрациты*, отличающиеся наибольшей степенью метаморфизма, включают более 95 % углерода и практически не содержат влаги.

По физическим свойствам угли можно разбить на четыре группы.

*Первая группа* — высокопористые бурые угли, характеризующиеся низкими УЭС, скоростью и плотностью, а также малыми отрицательными значениями ПС. К ним относятся, в частности, угли Подмосковского бассейна, мало отличающиеся по своим электрическим свойствам от вмещающих пород (см. рис. 39, а).

*Вторая группа* наиболее многочисленна. Это каменные и отличающиеся большей, чем в первой группе, степенью метаморфизма бурые угли. Они характеризуются высоким УЭС, значительными отрицательными потенциалами ПС и некоторым увеличением плотности. Скорость упругих волн с повышением степени метаморфизма понижается, становится минимальной в коксовых углях, а затем начинает нарастать, достигая максимума в антрацитах. Угли этого типа, характерные, в частности, для Печорского бассейна, существенно отличаются по своим свойствам от вмещающих пород (см. рис. 39, б).

*Третья группа* объединяет полуантрациты и тощие угли, приближающиеся по своим характеристикам к полуантрацитам. Им свойственно невысокое УЭС и переход потенциалов ПС от отрицательных к положительным значениям, что связано со сменой ионной проводимости на электронную (см. рис. 39, в). Угли этого типа, распространенные, в частности, в Донецком бассейне, отличаются дальнейшим ростом плотности и скорости упругих волн, которые однако остаются ниже, чем во вмещающих породах.

*Четвертая группа* включает полуантрациты с улучшенными свойствами и антрациты. Эти угли, также распространенные в Донецком бассейне, имеют электронную или близкую к ней проводимость, соответственно минимальные УЭС и высокие положительные амплитуды ПС (см. рис. 39, г). В полуантрацитах и особенно антрацитах пористость минимальна, а скорость упругих волн и плотность выше, чем в бурых и каменных углях.

Несмотря на рост плотности углей по мере увеличения степени метаморфизма, она всегда остается на 0,4—1,0 г/см<sup>3</sup> ниже плотности вмещающих пород. Практически всегда ниже, чем у вмещающих пород и естественная радиоактивность углей, что позволяет во многих случаях надежно выделять их по комплексу ГК+ГГК-П (см. рис. 93). Кроме того, угли обладают сравнительно низким эффективным атомным номером,

обусловленным их высоким углеродсодержанием (для углерода  $Z=6$ ). Для вмещающих пород  $Z_{эф} = 13 \div 15$ .

Важнейшим показателем свойств всех углей является их *зольность* ( $A_c$ ) — параметр, характеризующий остаток, образующийся после сгорания органики и разложения минеральных примесей. В высококачественных разностях зольность составляет 2—8%, в низкокачественных — 30—55%. Превышение верхнего предела зольности означает переход от углей к углестым породам.

**Основные задачи, решаемые методами ГИС при поисках и разведке угольных месторождений:** литологическое расчленение разрезов скважин, выявление пластов углей и горючих сланцев, определение их мощности и строения, оценка качества (в первую очередь — зольности).

**Литологическое расчленение разрезов угольных скважин,** которые как правило бурятся в осадочных породах, осуществляют, в принципе, теми же методами, что и нефтегазовых. Однако в общем случае комплекс ГИС уже, чем при расчленении разрезов нефтегазовых скважин. Основную роль играют ГК, ГГК, НГК, электрический каротаж — КС, ИК, ПС и токовый.

Трещиноватые и разуплотненные породы, а также минерализованные разности выделяют с помощью кавернометрии, методов АК, ГГК-П, КС, НГК. Встречающиеся в разрезах угольных скважин концентрации серного колчедана идентифицируют по минимумам на диаграммах КС и ГГК-П и по максимумам на диаграммах НГК.

**Выявление пластов углей и горючих сланцев** проводят комплексом методов ГИС, аналогичным применяемому для литологического расчленения разрезов. Однако из-за малой мощности продуктивных пластов возрастает роль микромодификаций и модификаций с экранированием тока.

Удовлетворительные результаты при выделении пластов угля мощностью  $h \geq 10 \div 15$  см всех четырех групп дают коллимированные зонды ГГК-П (см. рис. 93). Пласты мощностью  $h \geq 8$  см выделяют с помощью прижимных коллимированных зондов ГГК-С длиной 10—15 см. Повышенная относительно ГГК-П разрешающая способность ГГК-С объясняется тем, что на его показания влияет как низкая плотность углей и горючих сланцев, так и их низкий эффективный атомный номер (см. рис. 100). Разработаны микрозонды ГГК-С длиной 5 см (мкГГК-С), позволяющие выделять пласты с  $h \geq 3$  см. Поскольку в пластах угля как правило образуются каверны, искажающие показания ГГК-П и ГГК-С, в комплекс включают кавернометрию.

Угли первой и второй групп (бурые и каменные), отличающиеся повышенной пористостью, можно выделить с помощью

НГК. В связи с большим водородсодержанием угли этого типа выделяются минимумами даже на фоне глин и аргиллитов. Разрешающая способность НГК по вертикали и контрастность получаемых с его помощью результатов хуже, чем у методов ГГК, однако на его показания меньше влияет кавернозность стенок скважин (см. рис. 93).

В сложных случаях для повышения надежности выделения угольных пластов первой и второй групп, а также для корреляции разрезов скважин применяют методы КС, ПС, токовый каротаж, метод электродных потенциалов (МЭП).

Выделение пластов третьей и четвертой групп — антрацитов и полуантрацитов — проводят с помощью методов КС, ПС, МЭП (рис. 147). Будучи контактным, метод МЭП обеспечивает выделение продуктивных прослоев с  $h \geq 1 \div 2$  см. При большой толщине глинистой корки используют диаграммы градиента ПС ( $MN = 2 \div 5$  см). В сложных случаях для интерпретации привлекают данные ГГК-П, НГК, ГК, КС, ИК.

Пачки горючих сланцев во многих случаях характеризуются сложным строением и тонкой слоистостью. Наиболее эффективен при их исследовании мкГГК-С.

**Оценка зольности углей и горючих сланцев** может быть выполнена на основе корреляционных связей между этим параметром и показаниями методов ГИС. С зольностью связаны естественная радиоактивность, удельное электрическое сопротивление, плотность, эффективный атомный номер.

Связь зольности с естественной радиоактивностью обусловлена тем, что основную часть минеральных веществ составляет глинистый материал, адсорбирующий радиоактивные элементы. Однако точность оценки зольности методом ГК невысока из-за недостаточной разрешающей способности метода по вертикали и низкой интенсивности излучения, характерной в первую очередь для высококачественных малозольных углей.

При увеличении зольности, УЭС каменных и бурых углей убывает, а у антрацитов — возрастает. Однако зависимость показаний электрических методов от ряда трудноучитываемых факторов также приводит к большим погрешностям.

Плотность углей с увеличением зольности растет, что позволяет применять для оценки зольности ГГК-П. Однако и в этом случае точность оценки невысока, что объясняется недостаточной чувствительностью ГГК-П к изменению зольности и большими размерами зондов.

Тесная связь существует между зольностью и эффективным атомным номером, так как величина  $Z_{эф}$  непосредственно определяется соотношением органической и минеральной компонент углей и горючих сланцев. В этой связи для определения зольности можно применять мкГГК-С и ГГК-С. Преимуществом обладает имеющая большую разрешающую способность

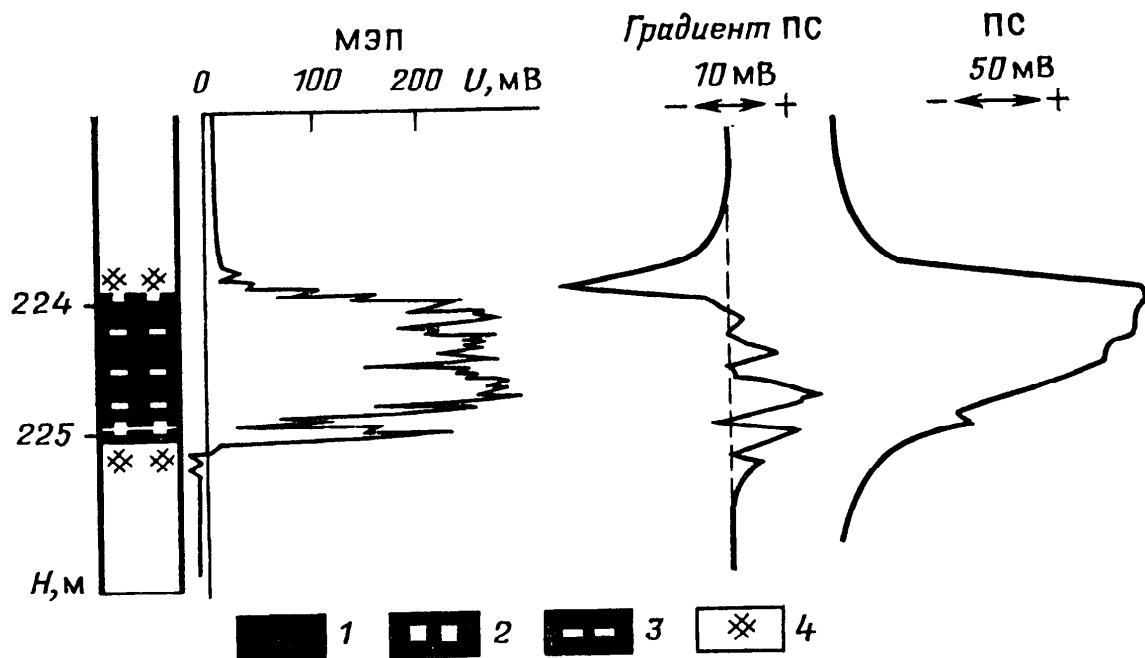


Рис. 147. Пример выделения пласта антрацита и изучения его строения (по А. Н. Макарову):

1 — антрацит; 2 — высокозольный антрацит; 3 — углистая порода; 4 — порода со следами угля

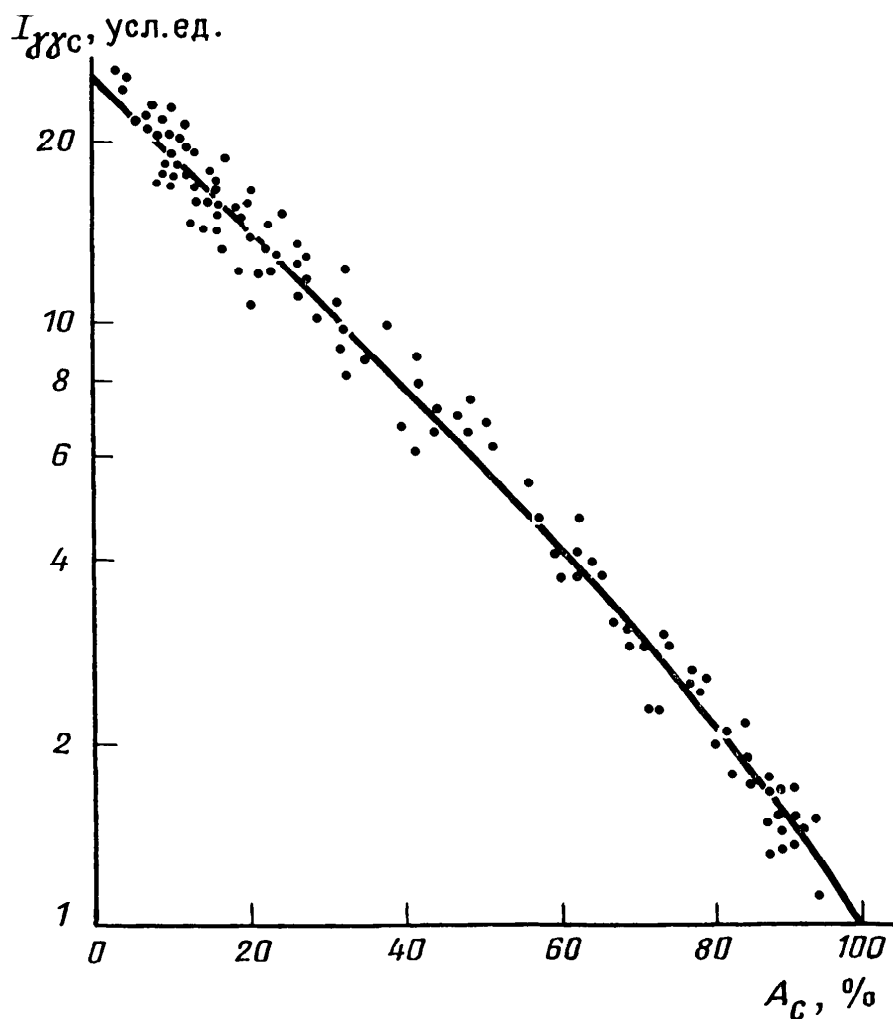


Рис. 148. Зависимость показаний микромодификации ГГК-С от зольности углей Донбасса (по А. Н. Макарову)

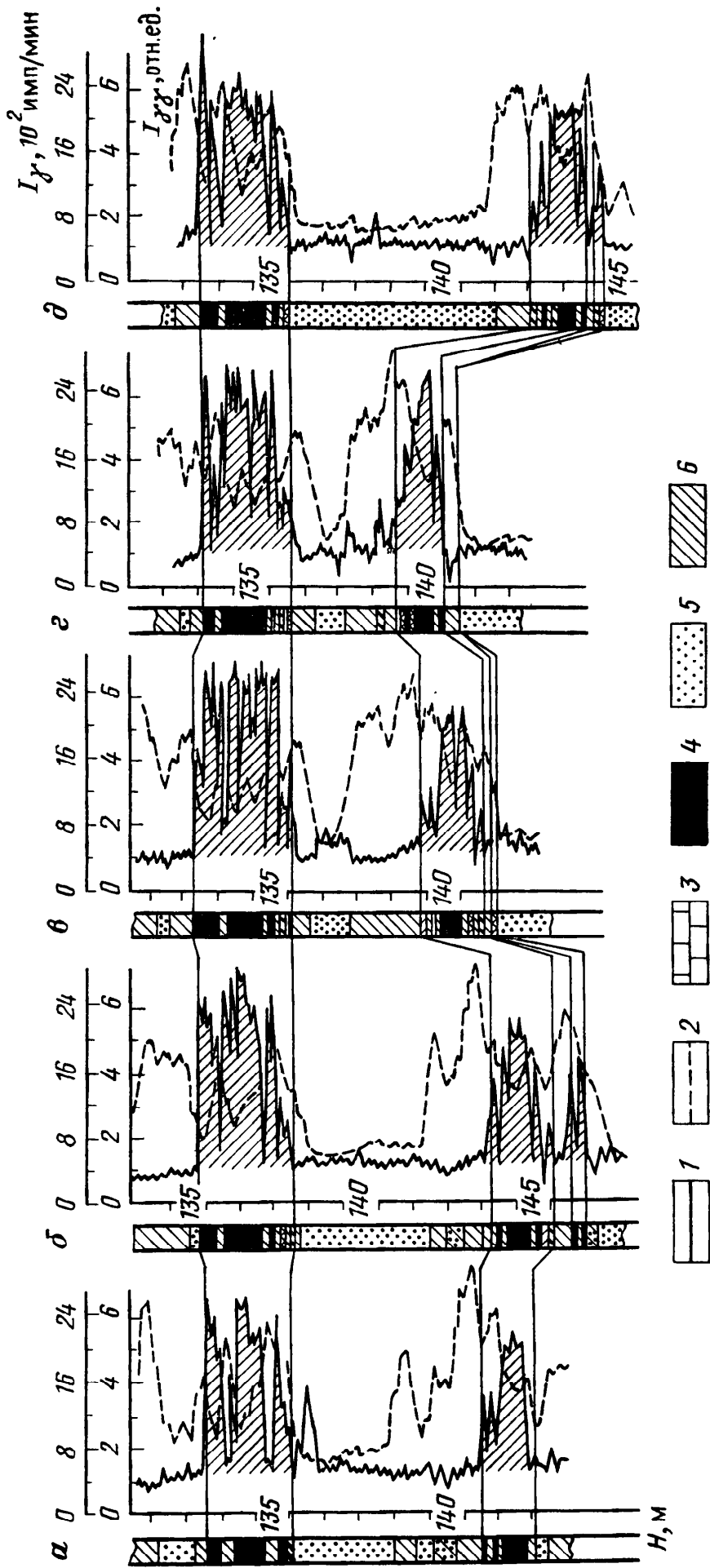


Рис. 149. Корреляционная схема, составленная по скважинам Казначеевской площади Подмосковского угольного бассейна (по А. Н. Макарову).  
 Расстояния между скважинами  $a$ — $\delta$  — 200—700 м; диаграммы: 1 — мкгГК-С, 2 — ГК; породы: 3 — известняк; 4 — горючие сланцы; 5 — песчаник; 6 — аргиллит



микромодификация ГГК-С. На рис. 148 представлен типичный график зависимости интенсивности рассеянного  $\gamma$ -излучения от зольности, полученный с зондом ГГК-С длиной 5 см. Исследования показывают, что при учете влияния промежуточного слоя микромодификация ГГК-С позволяет получить наиболее надежную информацию о зольности углей и горючих сланцев (А. Н. Макаров, 1972 г.).

**Определение мощности и строения пластов угля** выполняют по комплексу методов ГИС. Общая мощность угольного пласта включает все, в том числе неугольные, прослои; полезная — только сумму мощностей угольных прослоев. При подсчете запасов учитывают полезную мощность.

Строение угольных пластов изучают путем корреляции разрезов скважин, привлекая методы наземной и особенно скважинной геофизики. Ценную информацию может дать модификация межскважинного прозвучивания, основанная на регистрации каналовых волн (см. гл. 12, § 3).

Корреляцию разрезов скважин, как и в нефтегазовой геофизике, производят на основе типовых геолого-геофизических разрезов, в которых выделяют пласты угля, вмещающие породы, стратиграфические комплексы. В качестве реперов используют пласты или комплексы пластов, обладающие ярко выраженной и достаточно стабильной геолого-геофизической характеристикой.

Пример корреляции разрезов скважин приведен на рис. 149. Основную роль играют методы ГГК-С и ГК. Два мощных пласта угля (отмечены штриховкой) являются главными реперами. Использование данных ГИС позволяет надежно увязать разрезы скважин и получить таким образом представление о месторождении в целом.

В табл. 11, составленной на основе обобщения опыта, накопленного при изучении ряда угольных бассейнов, указан ра-

**Таблица 11. Рациональный комплекс геофизических исследований месторождений угля и горючих сланцев (по В. А. Мейеру)**

Литологическое расчленение разрезов и выделение углей. Масштаб глубин 1 : 200 (1 : 50)	Детальное изучение пластов углей и горючих сланцев. Масштаб глубин 1 : 20 (1 : 10)
КС (ГЗ с $L = 0,25 \div 0,5$ м) ГК мкГГК-С (НГК) ГГК-П (НГК) Кавернометрия	мкГГК-С ТК (МСК) ГК Кавернометрия Изучение керна

циональный комплекс ГИС для месторождений угля и горючих сланцев.

Для более эффективного изучения строения пластов, прогнозирования зон обрушения, трещиноватости, закарстованности в комплекс целесообразно включать межскважинное прозвучивание, для оценки механических свойств пород — акустический каротаж, а для решения задач гидрогеологического характера — резистивиметрию и расходомерию.

## § 2. Поиски, разведка и эксплуатация рудных месторождений

Бурение в прочных породах, характерных для большинства зон оруденения, ведется обычно со сплошным отбором керна, который и являлся до недавнего времени основным источником информации о разрезах скважин. Однако усложнение задач, связанное с вовлечением в разработку продуктивных отложений, залегающих на больших глубинах и отличающихся не столь высоким содержанием полезных ископаемых, а также развитие ядерно-физических и других геофизических методов изучения горных пород в естественном залегании, способствуют быстрому росту роли ГИС в комплексе работ, связанных с поисками, разведкой и эксплуатацией рудных месторождений.

Основные задачи ГИС на рудных месторождениях: литологическое расчленение и корреляция разрезов скважин, выявление и количественная оценка руд в межскважинном пространстве и в разрезах скважин, изучение инженерно-геологической и гидрогеологической обстановки. Специфичными, отличающимися от рассмотренных в предыдущих параграфах по своей методике и техническим средствам, являются задачи выявления руд и их количественной оценки.

**Руды черных металлов** содержат железо, марганец, никель, хром, вольфрам, ванадий.

**Железо** добывают из руд, которые за исключением маритовых, сидерито-маритовых, гидрогематитовых и некоторых других, отличаются повышенной магнитной восприимчивостью, низким удельным сопротивлением, обусловленным частично электронной проводимостью, сравнительно высокой плотностью и эффективным атомным номером, относительно высокой нейтронопоглощающей активностью. Поэтому на каротажных диаграммах руды железа выделяют по снижению показаний ГГК-П и ГГК-С, низкому кажущемуся УЭС, положительным значениям ПС, возрастанию интенсивности  $\gamma$ -излучения радиационного захвата и снижению интенсивности потока тепловых нейтронов. Ведущий метод выделения и опробования руд магнетитовых месторождений, содержащих основные запасы железа, — каротаж магнитной восприимчивости (см. рис. 120).

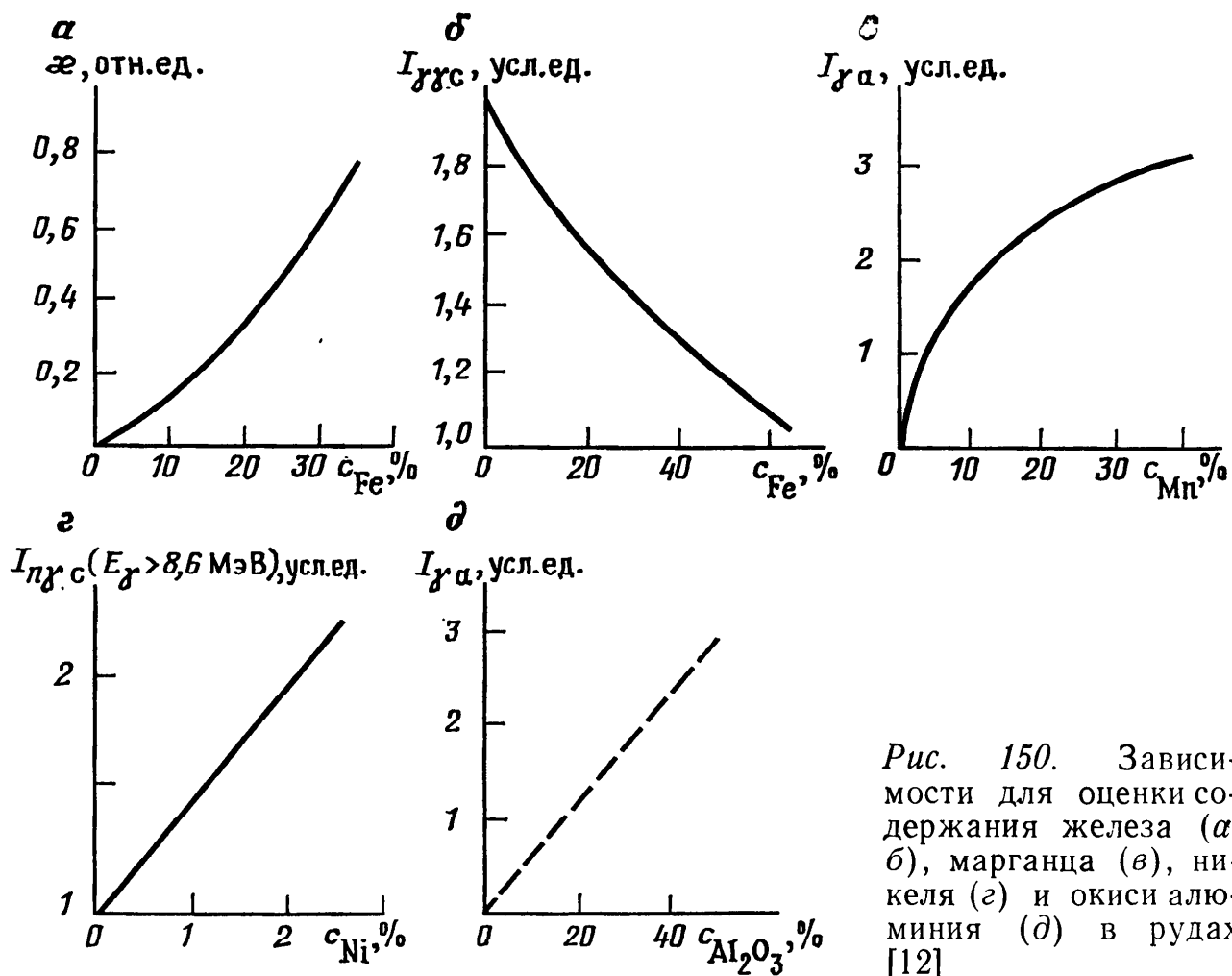


Рис. 150. Зависимости для оценки содержания железа (а, б), марганца (в), никеля (г) и окиси алюминия (д) в рудах [12]

На рис. 150, а показана типичная зависимость магнитной восприимчивости пород от содержания в них железа. Руды, характеризующиеся низкой магнитной восприимчивостью (например, лимонитовые, сидеритовые), выделяют и оценивают с помощью методов ГГК, в первую очередь в селективном варианте. Для исключения влияния кавернозности стенок и изменений плотности применяют двухзондовые модификации ГГК-С. График зависимости показаний ГГК-С от содержания железа представлен на рис. 150, б.

*Марганец* характеризуется относительно высокими сечениями захвата и активации тепловых нейтронов, высокой интенсивностью  $\gamma$ -излучения радиационного захвата. Содержащие марганец руды часто отличаются повышенной магнитной восприимчивостью и плотностью. Поэтому на каротажных диаграммах породы с высоким содержанием марганца выделяют по снижению показаний НК-Т и ГГК-П, росту магнитной восприимчивости и  $\gamma$ -излучения радиационного захвата (рис. 151, а). Содержание марганца оценивают с помощью нейтронно-активационного каротажа по  $\gamma$ -излучению распада радиоактивного изотопа  $^{56}\text{Mn}$  (рис. 150, в).

*Никель* извлекают из сульфидных медно-никелевых и силикатно-никелевых руд. Наибольший интерес в промышленном отношении представляют сульфидные месторождения.

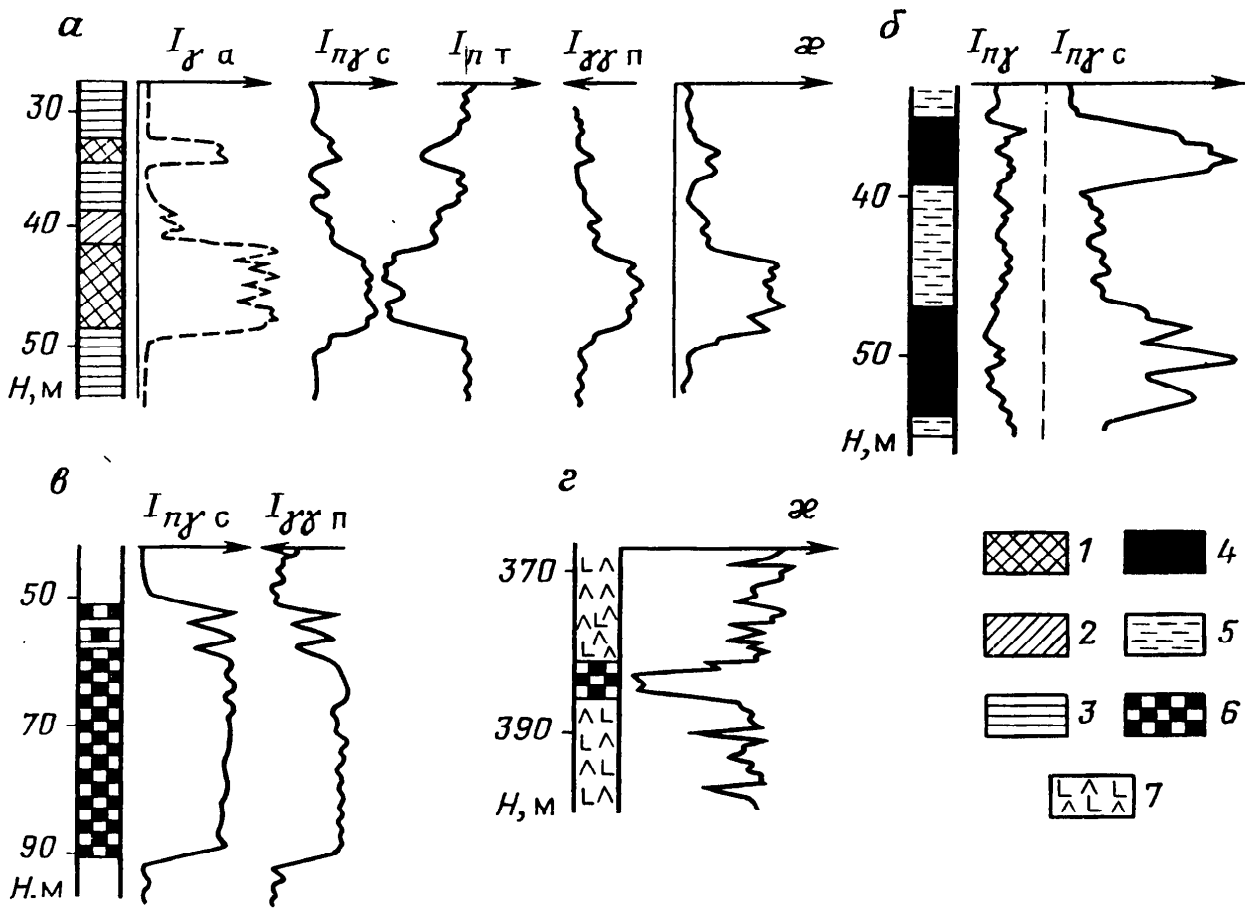


Рис. 151. Примеры выделения марганцевых (а), никелевых (б) и хромитовых (в, г) руд [12].

Марганцевые руды: 1 — богатые, 2 — бедные; 3 — сланцы; 4 — никелевые руды; 5 — фелиты; 6 — хромиты; 7 — серпентиниты

Для сульфидных руд в целом характерна электронная или частично-электронная проводимость, в связи с чем их выделяют такими методами электрического каротажа как МСК, МЭП, КС, ПС. Если вмещающие породы имеют низкое УЭС, применяют ГГК-П и ГГК-С, на диаграммах которых сульфиды выделяются минимумами. Наиболее эффективный метод оценки содержания никеля в таких рудах — спектрометрия  $\gamma$ -излучения радиационного захвата (рис. 151, б). При интерпретации используют экспериментально установленные зависимости  $I_{\text{п} \gamma \text{с}} = f(c_{\text{Ni}})$  (рис. 150, г).

Хром содержится в рудах (хромитах), отличающихся большой плотностью, высокой интенсивностью  $\gamma$ -излучения радиационного захвата при энергиях выше 8 МэВ и близкими к нулю значениями магнитной восприимчивости (рис. 151, в и г).

Вольфрам содержится в рудах, характеризующихся высоким эффективным атомным номером, что позволяет выделить их методом ГГК-С. По своему атомному номеру ( $Z=74$ ) вольфрам относится к элементам первой группы (см. гл. 18, § 2), сравнительно легко идентифицируемым и оцениваемым с помощью РРК.

*Ванадий* выделяют по жесткому характеристическому  $\gamma$ -излучению радиационного захвата ( $E_\gamma > 5$  МэВ), спаду интенсивности потока тепловых нейтронов и  $\gamma$ -излучению изотопа  $^{52}\text{V}$  ( $E_\gamma = 1,44$  МэВ), образующегося в результате активации пород тепловыми нейтронами.

**Цветные металлы** как правило извлекают из моно- и полиметаллических сульфидных руд. Особенно распространены полиметаллические руды. Они содержат медь, цинк, мышьяк, серебро, олово, сурьму, ртуть, свинец.

Выделение сульфидных руд осуществляют методами МСК, МЭП, ПС, КС. Более сложная задача — раздельное определение и оценка содержания металлов, входящих в их состав. Если содержания превышают пороги обнаружения (см. табл. 4), перечисленные металлы можно выделить с помощью рентгенорадиометрического каротажа по методикам, описанным в гл. 18, § 2. В ряде случаев, особенно при выделении и оценке элементов со сравнительно невысоким атомным номером, применяют другие ядерно-физические методы. Так, медь идентифицируют по излучению короткоживущего изотопа  $^{66}\text{Cu}$  ( $E_\gamma = 1,06$  МэВ) и долгоживущего —  $^{64}\text{Cu}$  ( $E_\gamma = 1,34$  МэВ). Ртутное оруденение выделяют по минимумам показаний ГГК-С.

На монометаллических месторождениях свинца, меди, цинка и других металлов положительные результаты можно получить с помощью ГГК-П и ГГК-С, которые по своей аппаратурной и методической реализации проще РРК.

Учитывая низкое УЭС магнетитовых и сульфидных руд, обусловленное их частично-электронной проводимостью, для выделения соответствующих рудных тел применяют методы скважинной электроразведки. При этом желательно комплексирование каротажа и скважинных методов, позволяющее детализировать представления о строении залежи при минимальном числе скважин (см. рис. 32). Эффективный метод выделения и изучения строения магнетитовых тел в пространстве между скважинами — скважинная магниторазведка (см. гл. 23, § 1).

*Алюминий* содержится в бокситовых рудах, которые по своим физическим свойствам близки к аргиллитам. Поэтому для бокситов характерны высокие положительные потенциалы ПС и повышенная естественная радиоактивность.

Оценку содержания алюминия в бокситах выполняют по интенсивности  $\gamma$ -излучения распада изотопа  $^{28}\text{Al}$  ( $E_\gamma = 1,78$  МэВ), образующегося в результате радиационного захвата тепловых нейтронов. Для интерпретации применяют экспериментальные зависимости  $I_{\gamma a} = f(c_{\text{Al}_2\text{O}_3})$  (рис. 150, д). Облучение алюминия тепловыми, а кремния быстрыми нейтронами приводит к образованию одного и того же радиоактивного

изотопа —  $^{28}\text{Al}$  (см. гл. 21, § 2). Поскольку промышленная ценность бокситов снижается с увеличением содержания кремния, для отдельной оценки исходных элементов (в данном примере  $^{27}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Si}$ ), применяют источники быстрых (Po—Be) и медленных (Po—В) нейтронов.

**Редкие и благородные металлы** содержатся в горных породах в малых концентрациях, что затрудняет их выделение и оценку. Вместе с тем, они во многих случаях характеризуются аномальными ядерно-физическими свойствами, что несколько облегчает задачу.

Редкоземельные элементы в значительной своей части характеризуются аномально высокими сечениями радиационного захвата. Поэтому увеличение их содержания в породе приводит к уменьшению показаний НК-Т и НК. В ряде случаев для выделения и оценки содержания редкоземельных и благородных металлов эффективен метод НК-С.

**Урановые оруденения** выделяют на диаграммах ГК по резким максимумам. Для оценки влияния тория применяют спектрометрический вариант метода ГК. Положительные результаты дает РРК, позволяющий выделять уран по излучению, соответствующему его К-линии, и импульсный нейтронный каротаж с регистрацией нейтронов, образовавшихся при делении ядер урана.

В целом применение методов ГИС позволяет существенно повысить эффективность работ при поисках, разведке и эксплуатации рудных месторождений.

## Глава 31

### **ЦИФРОВАЯ РЕГИСТРАЦИЯ, ОБРАБОТКА И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ ГИС НА ЭВМ**

Современный этап развития ГИС характеризуется широким внедрением в практику цифровых методов сбора, обработки и интерпретации результатов. Выше различные аспекты этой проблемы рассматривались применительно к отдельным методам ГИС. Здесь в краткой форме анализируются вопросы общего характера.

#### **§ 1. Цифровая регистрация**

Для обработки и интерпретации данных на ЭВМ их необходимо представить в цифровой форме, т. е. в виде последовательности чисел, соответствующих показаниям скважинных приборов на различной глубине. Интервал между глубинами, на которых определяют значения геофизического параметра, называют *шагом дискретизации (квантования)* по глубине.

Его определяют на основе теоремы Котельникова, анализируя спектры диаграмм конкретных методов. Для макрометодов каротажа шаг дискретизации заключен в интервале 0,1—0,2 м, для микрометодов — в интервале 0,05—0,1 м, для методов скважинной геофизики он колеблется от десятков сантиметров до десятков метров.

На первом этапе внедрения цифровой техники в практику ГИС диаграммы, зарегистрированные в аналоговой форме, преобразовывали в цифровой вид с помощью полуавтоматических или автоматических преобразователей. Этот метод находит применение и сейчас, главным образом при обработке фондового материала.

Основное распространение получили полуавтоматические преобразователи аналоговых диаграмм. Они содержат считывающее устройство (сканер), аналого-цифровой преобразователь (АЦП), устройство регистрации на машинный носитель — перфоленту, магнитную ленту. При работе оператор обводит диаграмму позиционным указателем сканера. Величина отклонения указателя от нулевой линии преобразуется в цифровой код.

Преобразование аналоговых диаграмм в цифровую форму — трудоемкая операция, связанная с потерей точности и оперативности. Поэтому на втором этапе развитие получили многоканальные системы цифровой регистрации данных ГИС непосредственно в процессе измерений. С их помощью непрерывные электрические сигналы или потоки электрических импульсов преобразовываются в цифровой код аналого-цифровыми или таймерными преобразователями и записываются на машинный носитель. В некоторых регистраторах предусмотрена обработка информации по простейшим алгоритмам (накапливание, усреднение). В отличие от традиционных методов аналоговой регистрации, когда артефакты — сбои, пропуски циклов и т. д. — сравнительно легко выявлялись оператором, такая методика не обеспечивает визуального контроля в процессе регистрации. Поэтому цифровой канал дублируется аналоговым.

На рис. 152 приведена структурная схема аппаратуры цифровой регистрации каротажных данных АЦРК-2, обеспечивающей цифровую запись информации и ее воспроизведение в аналоговой форме.

В режиме записи аналоговые сигналы шести скважинных датчиков с измерительной панели станции поступают на входные усилители У, а с них — на коммутатор каналов КК. Через интервалы глубин, равные шагу дискретизации, на управляющее устройство УП поступают импульсы ЗП, запускающие КК и шаговый двигатель накопителя на магнитной ленте НМЛ. Применение шагового двигателя связано с необходимостью

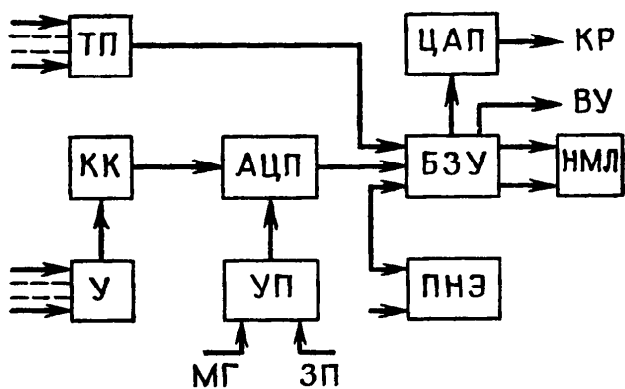


Рис. 152. Структурная схема аппаратуры цифровой регистрации каротажных данных АЦРК-2 [28]

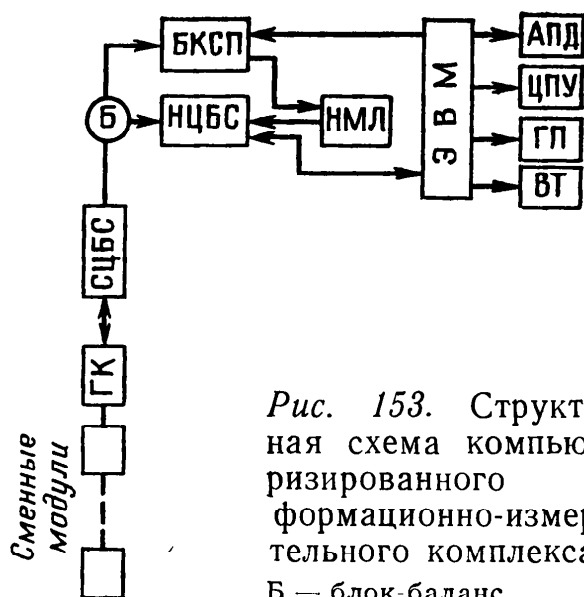


Рис. 153. Структурная схема компьютеризированного информационно-измерительного комплекса.

Б — блок-баланс

экономии магнитной ленты. Выходы усилителей поочередно подключаются коммутаторами на вход АЦП. С его выхода коды чисел поступают в регистр буферного запоминающего устройства БЗУ, где преобразуются в 8-разрядные комбинации — байты — и передаются в запоминающее устройство. Там для каждого кванта глубины формируется 16-байтовый блок информации, включающий данные, полученные от шести измерительных и одного сервисного канала, по которому на регистратор поступает метка глубин МГ. По окончании формирования блока и разгона двигателя НМЛ, информация записывается на магнитную ленту. Для регистрации данных радиоактивного каротажа предусмотрен таймерный преобразователь ТП, а для записи этикетки — сведения о скважине и условиях проведения каротажа — панель набора этикетки ПНЭ.

Обратное преобразование записанной на НМЛ цифровой информации происходит после завершения измерений в режиме воспроизведения. Для этого служит цифроаналоговый преобразователь ЦАП, выход которого подключен к входу аналогового каротажного регистратора КР. Одновременно поступающая в БЗУ с НМЛ информация может быть выведена на внешние цифровые устройства ВУ — аппаратуру передачи данных (АПД) по телефонным или радиорелейным каналам связи, ЭВМ, цифropечатающее устройство и др.

Появление многоканальных скважинных приборов со встроенными средствами метрологического обеспечения затруднило работу оператора и потребовало создания автоматических систем управления. С середины 70-х годов началась разработка, а затем и внедрение в практику цифровых измерительных комплексов, содержащих микроЭВМ с набором периферийных устройств. Такие комплексы стали основой компьютеризированных геофизических станций.

Особенность компьютеризированных станций в том, что они обеспечивают высокоэффективную цифровую регистрацию



данных ГИС, автоматическое управление процессами измерений и спуско-подъемных операций, экспрессную обработку и интерпретацию получаемых данных, необходимую для выявления артефактов, выбора интервалов детальных исследований, опробований и испытаний, оперативного принятия решений об изменении комплекса ГИС, целесообразности обсадки скважины и т. д. Наиболее совершенные компьютеризированные станции снабжены широким набором скважинных приборов в модульном исполнении с цифровым выходом и встроенными средствами метрологического обеспечения, высоконадежными внешними запоминающими устройствами, системой защиты оперативной памяти ЭВМ от сбоев электропитания.

На рис. 153 приведена структурная схема одного из вариантов компьютеризированной станции. Скважинный прибор такой станции обычно komponуют из сменных модулей, каждый из которых реализует метод или комплекс методов ГИС. Модуль гамма-каротажа включен в прибор постоянно для увязки данных, записанных с различными наборами модулей.

В режиме записи через интервалы глубин, равные шагу дискретизации, наземный блок контроля спуско-подъемных операций БКСП выдает на наземный цифровой блок сопряжения НЦБС сигналы запуска. По запросу НЦБС скважинный цифровой блок сопряжения СЦБС транслирует на поверхность с помощью помехоустойчивого цифрового последовательного кода информацию от скважинных модулей. В НЦБС последовательный код преобразуется в параллельный, после чего информация поступает на цифровой магнитный регистратор НМЛ. На НМЛ подается также сервисная информация с БКСП.

Одновременно информация с НЦБС и БКСП поступает на ЭВМ, где осуществляется ее обработка (редактирование, фильтрация, статистическая обработка и т. д.) и оперативная интерпретация в соответствии с программами, хранящимися во внешнем запоминающем устройстве. Результаты выводятся на дисплей видеотерминала ВТ, цифropечатающее устройство ЦПУ, графopостроитель ГП, аппаратуру передачи данных АПД в реальном времени, т. е. непосредственно в процессе измерений. На основе переработки информации, поступающей от скважинных датчиков, встроенных скважинных метрологических средств, датчиков скорости перемещения прибора и натяжения кабеля, ЭВМ, работающая в интерактивном режиме, оптимизирует процессы измерения, спуско-подъемных операций, обработки и интерпретации, формирует заключения геологического и технологического характера.

Тенденция к увеличению точности измерений, объема регистрируемой информации, оперативности и глубины ее обработки, проявляется в создании компьютеризированных станций,

содержащих мини-ЭВМ. Чаще однако те же задачи решают, применяя несколько микроЭВМ и распределяя между ними функции сбора и обработки информации, обслуживания устройств ввода-вывода (ЦПУ, ГП, ВТ, АПД, внешние запоминающие устройства), общей организации информационно-измерительного процесса. В результате удается вовлечь в процесс сбора, обработки и интерпретации информацию от скважинных приборов на кабеле и транспортируемых буровым инструментом, датчиков технологических параметров бурения, газового каротажа, результаты исследования керна и шлама, наземных геофизических и геохимических методов. Применение таких информационно-измерительных систем перспективно на сверхглубоких, параметрических и других специальных скважинах, при бурении на шельфе, в труднодоступных районах, а также при значительном удалении от базовых вычислительных центров. Обмен информацией с базовыми центрами в этом случае осуществляют по радиорелейным, а при необходимости — спутниковым каналам связи.

## **§ 2. Особенности машинной обработки и интерпретации**

В общем случае геофизическая интерпретация данных ГИС базируется на решении прямых задач соответствующих методов, а геологическая — на результатах петрофизических исследований. Поэтому принципиальных различий между ручной и машинной интерпретацией не существует. Вместе с тем, технология ручной и машинной интерпретации различна, поскольку применение ЭВМ позволяет в короткий срок обработать большие массивы геолого-геофизической информации, применить не выполнимые вручную современные методы математической обработки, решить прямые задачи для относительно большого набора сложных моделей сред, опробовать различные методические подходы, практически исключить субъективные погрешности, получить результаты в удобном для дальнейшего анализа виде. Кроме того, применение ЭВМ обеспечивает хранение и оперативную выдачу большого количества данных по району работ и региону в целом, что повышает эффективность интерпретации.

Обработка и интерпретация данных ГИС на ЭВМ включает в себя следующие операции [28]: составление задания на редактирование данных и их интерпретацию; ввод и редактирование цифровых данных и задания в ЭВМ; обработку данных; вывод результатов интерпретации в табличной или графической форме; контроль результатов интерпретации, их корректировку и составление заключения о продуктивности отложений; хранение данных ГИС и результатов их интерпретации с целью повторного использования (рис. 154).

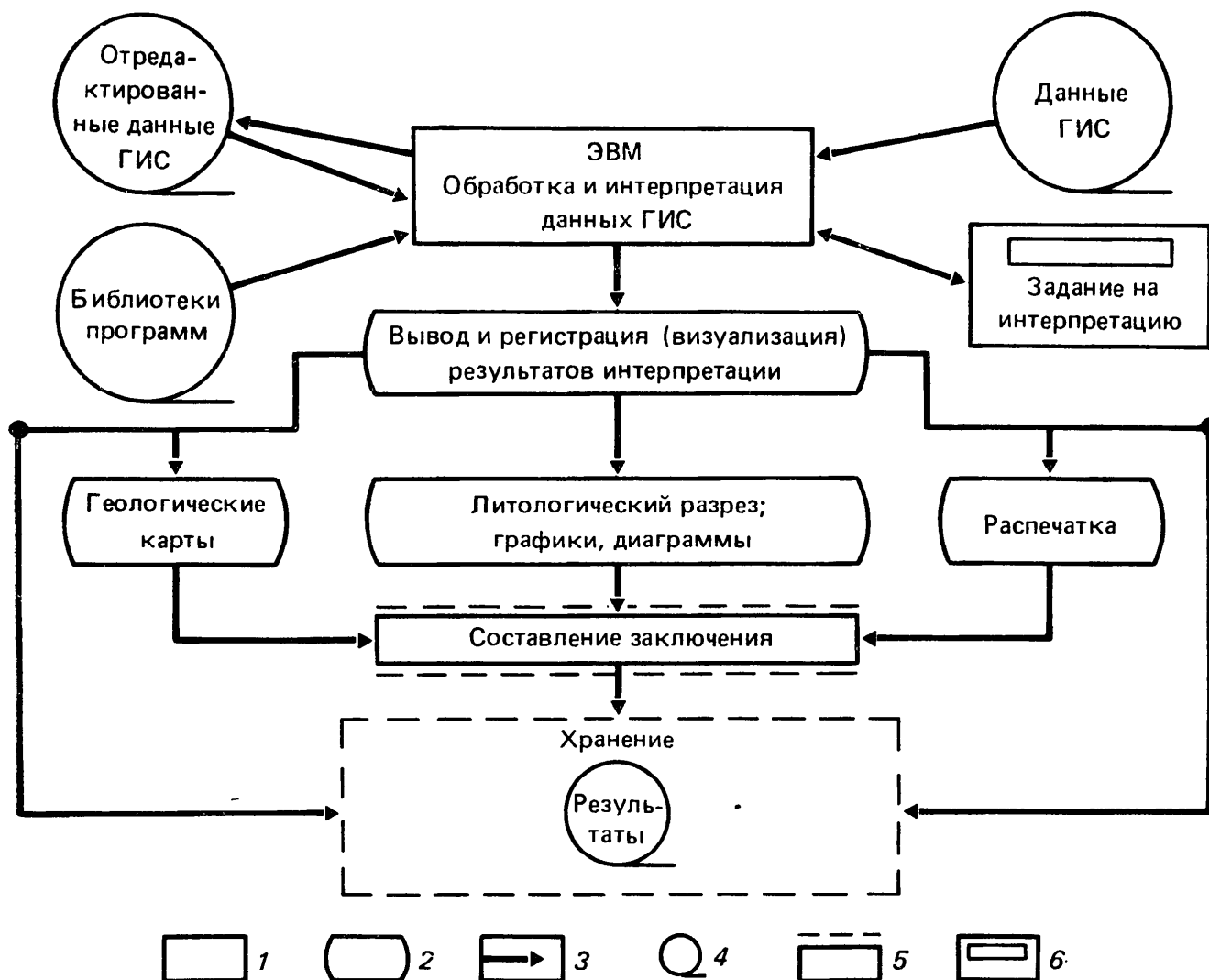


Рис. 154. Технологическая схема автоматизированной системы обработки и интерпретации данных ГИС [28]:

1 — автоматические операции; 2 — форма выдачи результатов; 3 — передача информации; 4 — магнитный носитель; 5 — полуавтоматические операции; 6 — видеотерминал

Задание на редактирование содержит перечень диаграмм, подлежащих обработке, сведения о масштабах регистрации данных и об условиях проведения каротажа. В задании на интерпретацию указывают интервалы обработки; комплекс обрабатываемых диаграмм; граф интерпретации, представляющий собой перечень программ, расположенных в порядке, обусловленном последовательностью их работы; априорные геологические данные, хранящиеся в банке данных; граничные значения параметров и другие константы, определяющие режим работы программ.

Редактирование данных заключается в выявлении и исправлении погрешностей преобразования, увязке меток глубин и приведении данных к физическим единицам.

Обработка информации на ЭВМ может выполняться с помощью автономных программ или автоматизированных систем. Основное распространение получили автоматизированные системы, содержащие организующие и сервисные про-

граммы, а также библиотеку геофизических программ. Такие системы обеспечивают максимальную автоматизацию вспомогательных операций — ввод данных, подготовку и подачу информации, необходимой для работы геофизических программ, вывод промежуточных данных и окончательных результатов интерпретации. Вместе с тем предусматривается интерактивный режим, в соответствии с которым интерпретатор может вмешиваться в процесс интерпретации с целью его контроля, изменения или повторения по уточненному заданию. Реализация такого вмешательства основана на оперативном диалоге человека с машиной и предполагает наличие видеотерминалов, быстродействующих графопостроителей и печатающих устройств.

Несмотря на общность подхода, конкретная методика интерпретации данных ГИС на ЭВМ зависит от вида полезного ископаемого. Так, при решении задач нефтегазового характера предусматриваются следующие этапы интерпретации: приведение данных к стандартным условиям (введение поправок за термобарические условия, влияние скважины, вмещающих пород и др.); уточнение констант (водородных индексов опорных пластов, интервальных времен матрицы и флюида и др. с помощью кросс-плотов, по которым определяют области, соответствующие различным отложениям; нахождение и увязка границ пластов, снятие существенных показаний; определение УЭС; оценка литологии методом нормализации; оценка коэффициентов глинистости, пористости, водонасыщенности; выделение коллекторов и оценка характера их насыщения.

При изучении угольных и рудных полезных ископаемых последовательность действий в принципе аналогична, однако ведущую роль играют методы ядерной геофизики, а искомыми параметрами являются зольность (для угольных пластов) или концентрация идентифицируемого элемента (для рудных залежей).

Полученная в результате обработки, а также исходная геолого-геофизическая информация передается на хранение, для чего предусмотрены банки данных и приданные им информационно-поисковые системы. Содержание банка данных определяется задачами автоматизированной системы и вычислительного центра в целом. Результирующая информация должна передаваться на более высокие иерархические уровни, сосредоточиваясь, в конечном счете, в банке данных государственной геосистемы.

Проблемы техники безопасности и контроля воздействия на геологическую среду приобрели в настоящее время особое значение. Первая из них связана с созданием условий безопасного и высокопроизводительного ведения работ при геофизических исследованиях скважин, вторая — с применением ГИС для контроля техногенных воздействий на геологическую среду. Кратко рассмотрим основные аспекты этих проблем.

### **§ 1. Техника безопасности при проведении ГИС**

Геофизические исследования скважин связаны с применением электроэнергии, радиоактивных и взрывчатых веществ, с использованием спуско-подъемных механизмов, скважинных приборов, работающих в условиях высокой температуры и больших давлений. Все это требует выполнения специальных правил техники безопасности, обеспечивающих профилактику и устранение причин возникновения опасных ситуаций, а также связанных с ними несчастных случаев.

Мероприятия по выполнению правил техники безопасности проводятся на подготовительном этапе, в процессе спуско-подъемных операций и измерений. Их специфика зависит от рода выполняемых работ и применяемых геофизических методов.

**Подготовительные работы на базе** заключаются в проверке исправности оборудования, приборов, инструментов, кабеля, тормозной системы подъемника и механизмов его управления. Особое внимание уделяется состоянию электроизоляции каротажного кабеля и других токоведущих элементов.

**Подготовительные работы на скважине** начинают с размещения оборудования. При установке подъемника стремятся, чтобы машинист хорошо видел устье скважины, а ось барабана лебедки была по возможности горизонтальна и перпендикулярна к устью скважины. Под колеса подъемника подкладывают специальные упоры. Блок-баланс надежно закрепляют, расположив его таким образом, чтобы плоскость ролика проходила через середину оси барабана лебедки, перпендикулярно к ней. До включения электропитания подъемник и лабораторию заземляют в строгом соответствии с инструкцией. Подсоединение кабелей, соединяющих блок-баланс, лабораторию и подъемник, осуществляют при выключенном электропитании. До начала исследований ствол скважины прорабатывают с целью обеспечения беспрепятственного прохождения скважинных приборов до интервала измерений.

**Спуско-подъемные операции** проводят при застопоренном столе ротора буровой установки и надежно закрепленном блок-балансе. Спуск и подъем скважинных приборов массой более 40 кг или длиной более 2 м необходимо производить с помощью тельфера. Переступить через движущийся каротажный кабель или братья за него руками запрещается. При спуске прибора, на барабане лебедки должно оставаться не менее половины последнего ряда витков. При подъеме последние 50 м кабеля следует выбирать на малой скорости, проявляя особую осторожность.

Спуск прибора бывает затруднен из-за наличия глинистых пробок, уступов, каверн, повышенной кривизны ствола скважины, а также загустевания, большой плотности и вязкости ПЖ. Вместе с тем кабель может продолжать движение и при остановившемся приборе, что приводит к образованию узлов и чревато возможностью прихвата. О том, что прибор движется, свидетельствует изменение показаний в каналах ПС, КС, ГК и др. (на спуске эти показания обычно не регистрируют).

При ликвидации прихвата с помощью подъемника запрещается находиться между лебедкой и устьем скважины.

В газифицированных скважинах или скважинах, поглощающих промывочную жидкость, спуско-подъемные операции запрещены.

**Ядерно-физические исследования скважин** требуют повышенной осторожности. Все работы с изотопными источниками на буровых скважинах (установка и извлечение источника из переносного контейнера и зондового устройства глубинных приборов, опускание и извлечение приборов из скважины и другие работы) должны производиться с помощью дистанционных инструментов и приспособлений в строгой технологической последовательности, определяемой местной инструкцией по мерам радиационной безопасности. Все работы с источниками необходимо выполнять в минимально короткие сроки и распределять их между работающими так, чтобы дозы облучения были наименьшими.

Установка источника в глубинном (скважинном) приборе производится непосредственно перед спуском его в скважину, если конструкция зондового устройства не исключает такой возможности.

Источники закладываются в предварительно подготовленные (очищенные от пыли, грязи, песка) зондовые устройства скважинных приборов. Подъем и опускание скважинного снаряда в устье скважины, а также извлечение его из скважины должны производиться с помощью буровой, автомобильной или ручной лебедок. Запрещается подъем и опускание скважинного снаряда в устье скважины руками. Для поддержа-

ния и направления его движения нужно использовать дистанционные инструменты и приспособления.

При исследовании разрезов скважин с помощью генераторов нейтронов включение генератора и подача высокого напряжения разрешается только после опускания генератора в скважину. Включенный генератор, находящийся в скважине на глубине 5 м и более, не требует дополнительных мер защиты. Перед извлечением генератора из скважины напряжение снимается и генератор выключается.

В случае радиационной аварии должны быть приняты немедленные меры по ее локализации, выявлению пострадавших и оказанию им необходимой помощи. О всех случаях таких аварий необходимо немедленно информировать органы санитарно-эпидемиологической службы, а при загрязнении объектов внешней среды или утере источников — и органы внутренних дел.

**Работы с взрывчатыми веществами** проводят в строгом соответствии со специальными инструкциями лица, чье право на проведение прострелочно-взрывных работ подтверждается наличием у каждого из них документов установленного образца. Лица, не занятые проведением прострелочно-взрывных работ, обязаны покинуть территорию буровой. Для обозначения опасной зоны в радиусе 50 м от скважины устанавливаются предупредительные знаки.

## **§ 2. Применение ГИС для контроля воздействия на окружающую среду**

Геологическая среда находится под все усиливающимся техногенным воздействием, масштабы которого столь значительны, что потребовалось создание специальной системы контроля — *литомониторинга*. Его основные задачи: оперативный контроль состояния литосферы на данный момент времени; выявление факторов техногенного происхождения; оценка изменений, возникших под влиянием этих факторов; прогноз состояния геологической среды.

Главные источники техногенного воздействия — энергетические комплексы, горнодобывающие и химические предприятия, транспортные сети, строительная и сельскохозяйственная деятельность. Эти источники классифицируют по интенсивности, форме, размерам, продолжительности воздействия и другим признакам.

В результате техногенных воздействий создаются новые физические поля, изменяются параметры существующих естественных и искусственных полей. Так, строительство промышленных сооружений и разработка месторождений меняют поле силы тяжести; откачка подземных вод, эксплуатация нефтегазовых

месторождений, мелиорация, создание водохранилищ приводят к возникновению электрических полей диффузионно-адсорбционного и фильтрационного происхождения, к активизации суффозионных процессов, меняющих сейсмоакустические и электромагнитные параметры закарстованных зон. Гидрогеохимическое загрязнение геологической среды, связанное с накоплением отходов энергетических, химических и сельскохозяйственных комплексов, приводит в большинстве случаев к увеличению минерализации подземных вод и, как следствие, к изменению параметров электромагнитных полей. Одновременно могут возникать локальные тепловые поля, меняться нейтронные и  $\gamma$ -лучевые свойства отложений, содержание в них радионуклидов. Сказанное предопределяет использование геофизических методов для широкого круга задач литомониторинга (В. А. Богословский, А. А. Огильви, 1985 г.).

Формализованные признаки, определяющие состояние и особенности реакции среды на техногенные воздействия, могут быть положены в основу ее *физико-геологической модели* (ФГМ), под которой понимают обобщенное формализованное описание пространственно-временной структуры физических полей, отражающее особенности геологического строения среды и временную изменчивость ее параметров.

Для создания ФГМ необходимо располагать разносторонней информацией об объекте исследований — инженерно-геологических и гидрогеологических условиях изучаемого района, определяемых как природной геологической обстановкой, так и ее изменениями, связанными с кратковременными и длительными техногенными воздействиями. В общем случае такая информация может быть получена на основе комплексного применения геофизических методов, важную роль среди которых играют ГИС.

Особая роль ГИС при создании ФГМ обусловлена рядом причин.

Первая из них — высокая детальность получаемых при ГИС результатов, позволяющая уточнить местоположение источников воздействия, а также пути распространения загрязнений. Вторая — возможность проведения исследований во внутренних точках среды, непосредственно в зоне изменения ее параметров (например — в зоне изменения химического состава пластовых вод), что во многих случаях позволяет вести литомониторинг прямым, а не косвенным путем. Третья причина, повышающая роль ГИС при решении задач литомониторинга, связана со специфическими трудностями выполнения наземных геофизических исследований как раз в тех районах, где техногенная нагрузка особенно значительна. Прежде всего это связано с высоким уровнем помех. Так, техногенные помехи электромагнитного и сейсмического происхождения в не-



посредственной близости от дневной поверхности могут на несколько порядков превышать уровень полезных сигналов. Значительные трудности возникают в связи с покрытиями (асфальт, бетон) и подстилающими их материалами. Пространства, находящиеся под районами массовой застройки, оказываются в большинстве случаев доступны изучению только методами скважинной геофизики (межскважинное прозвучивание, радиоволновое просвечивание).

В целом при решении задач литомониторинга значительная роль принадлежит методам КС, БК, ПС, разистивиметрии, радиоволновому просвечиванию, акустическому каротажу, межскважинному прозвучиванию, гамма-каротажу, нейтронным, нейтронно-активационным и рентгенорадиометрическим методам.

Специфика применения ГИС при решении задач литомониторинга заключается в повышенном значении режимных наблюдений, т. е. наблюдений, выполняемых не только в функции глубины, но и в функции времени (непрерывно или периодически). Такие наблюдения дают возможность оценить изменения размеров и форм геологических тел, свойств и состояний массивов горных пород и грунтовых толщ. Длительность эксперимента определяется природой изучаемых явлений и процессов. В большинстве случаев методика должна носить комплексный характер, что связано с неоднозначностью результатов интерпретации материалов, полученных отдельными методами, а также экономическими соображениями, в силу которых высокоэффективные, но дорогостоящие исследования необходимо сочетать с менее информативными, но более дешевыми. Для конкретных геологических условий и техногенных воздействий должен быть выработан рациональный комплекс ГИС — наземная геофизика, позволяющий получить необходимую информацию при минимальных затратах средств и времени.

При комплексировании методов с целью построения ФГМ целесообразно введение комплексных показателей (Г. С. Вахромеев, 1978 г.).

Для этого проводят статистическую обработку первичной информации, заключающуюся в установлении законов распределения для каждого из изучаемых параметров, вычисление их средних значений и дисперсий. Наблюдаемые значения параметров нормируют на величину их стандартных отклонений с целью перевода результатов измерений в равноточные безразмерные величины — *показатели контрастности*. Для нормального закона распределения показатель контрастности  $i$ -го метода

$$\gamma_i = \frac{A_{ij} - A_{i \text{ ср}}}{\sigma_i},$$

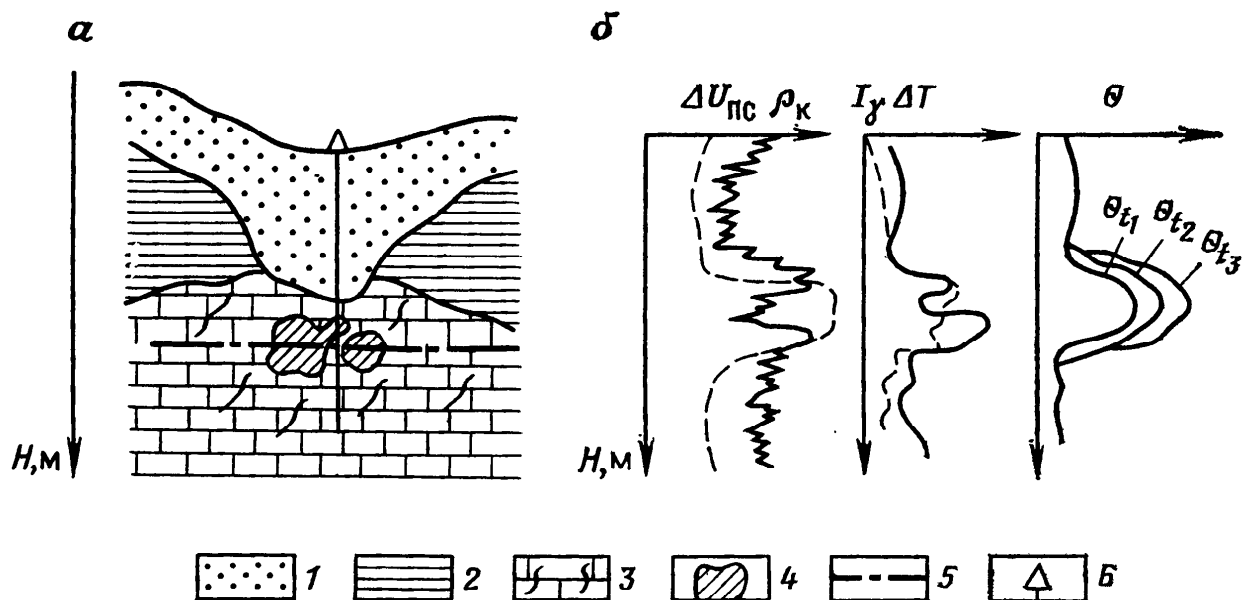


Рис. 155. Результаты комплексных наблюдений при изучении карстово-суффозионного процесса (по В. А. Богословскому и А. А. Огильви):

*a* — геологический разрез; *б* — диаграммы ГИС и график изменения комплексного показателя во времени; 1 — пески; 2 — глины; 3 — закарстованные известняки; 4 — карстовые полости; 5 — уровень подземных вод; 6 — скважина

где  $A_{ij}$  — значение измеряемого параметра в  $j$ -й точке пространства;  $A_{i\text{ср}}$  — среднее арифметическое значение данного параметра;  $\sigma_i$  — стандартное отклонение.

Если изменение параметров геологической среды определяется несколькими геофизическими полями, целесообразно

использовать комплексный показатель  $\theta = \sum_{i=1}^n |\gamma_i|$ , где  $n$  — число

входящих в комплекс геофизических методов. Изменение комплексного показателя во времени отражает динамику ФГМ изучаемого объекта, а следовательно — тенденции изменчивости геологической среды.

Проиллюстрировать это положение можно на примере интерпретации скважинных геофизических наблюдений за активизацией суффозионных процессов, возникших в закарстованных известняках под влиянием интенсивной откачки подземных вод (рис. 155). Карстовые полости, заполненные переотложенным глинистым материалом, фиксируются на каротажных диаграммах пониженными значениями  $\rho_k$ , положительными аномалиями  $\Delta U_{\text{пс}}$ , повышением естественной радиоактивности  $I_\gamma$  и интервального времени  $\Delta t$ . Процесс суффозии отчетливо отражается в изменении комплексного показателя  $\theta$ , полученного на основании синтезирования контрастностей перечисленных параметров, измеренных с интервалом в 3 мес. в последовательные моменты времени  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ . Анализируя изменения комплексного показателя в пределах исследуемого участка, можно описать динамику процесса суффозии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

---

Разведочная геофизика — совокупность методов, основанных на различных физических принципах. Только комплексирование методов позволяет в настоящее время решать стоящие перед геофизической службой задачи.

В особой мере сказанное касается геофизических исследований скважин, где сама технология получения информации, от скважинных измерений до заключительного этапа интерпретации, отличается комплексностью. Так, модульные скважинные приборы позволяют одновременно реализовать изучение различных по своей природе полей, оперативная и тем более свободная интерпретация практически всегда основана на совместной обработке данных многих методов. Специализация исполнителей, являющаяся на современном этапе непременным условием эффективного функционирования производственных и научных коллективов, должна носить скорее функциональный, чем методный характер и проявляться в разделении сотрудников на специалистов в области комплексного петрофизического обеспечения, комплексной интерпретации, обслуживания комплексной геофизической аппаратуры.

Главные тенденции развития ГИС проявляются в возрастании роли исследований в скважинах на всех стадиях горно-геологического процесса, в широком использовании их результатов при решении обратных задач наземных методов, в ускоренном внедрении в практику ГИС каротажа в процессе бурения, многопараметровых и спектрометрических модификаций методов, комплексных цифровых скважинных приборов в модульном исполнении, волоконно-оптических кабелей, полевых компьютеризированных информационно-измерительных комплексов.

Учитывая быстрое развитие технических средств, можно предвидеть оснащение полевых комплексов мультипроцессорами с параллельной обработкой данных, устройствами ввода и синтеза речи, оптическими процессорами и запоминающими устройствами, лазерными устройствами отображения информации, экспертными системами и базами знаний, скоростными средствами связи. Это, в свою очередь, будет способствовать созданию автоматизированных систем, предназначенных для сбора, хранения и интегрированной обработки аэрокосмической, геологической, геофизической и технологической информации. Ожидают, что такие системы будут характерны для геофизики 90-х годов.

§ 1. Элементы векторной алгебры

Характер изменения поля при малых перемещениях точки в различных направлениях определяется пространственными производными — градиентом, дивергенцией, ротором, лапласианом.

В прямоугольной  $(x, y, z)$ , цилиндрической  $(z, \theta, r)$  и сферической  $(r, \theta, \psi)$  системах координат градиент скалярного потенциала  $\varphi$  имеет вид:

$$\text{grad } \varphi = \vec{1}_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{1}_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{1}_z \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (\text{П1.1a})$$

$$\text{grad } \varphi = \vec{1}_r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \vec{1}_\theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \vec{1}_z \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (\text{П1.1б})$$

$$\text{grad } \varphi = \vec{1}_r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \vec{1}_\theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} + \vec{1}_\psi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \varphi}{\partial \psi}. \quad (\text{П1.1в})$$

Дивергенция и ротор вектора  $\vec{\psi}$  в тех же системах координат:

$$\text{div } \vec{\psi} = \frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} + \frac{\partial \psi_z}{\partial z}; \quad (\text{П1.2a})$$

$$\text{div } \vec{\psi} = \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (r\psi_r)}{\partial r} + \frac{\partial \psi_\theta}{\partial \theta} + r \frac{\partial \psi_z}{\partial z} \right]; \quad (\text{П1.2б})$$

$$\text{div } \vec{\psi} = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \sin \theta \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \psi_r) + r \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \psi_\theta + r \frac{\partial}{\partial \psi} \psi_\psi \right]; \quad (\text{П1.2в})$$

$$\text{rot } \vec{\psi} = \vec{1}_x \left[ \frac{\partial \psi_z}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \right] + \vec{1}_y \left[ \frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \right] + \vec{1}_z \left[ \frac{\partial \psi_y}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial y} \right]; \quad (\text{П1.3a})$$

$$\text{rot } \vec{\psi} = \vec{1}_r \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial \psi_z}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi_\theta}{\partial z} \right] + \vec{1}_\theta \left[ \frac{\partial \psi_r}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial r} \right] + \vec{1}_z \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial (r\psi_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial \psi_r}{\partial \theta} \right) \right]; \quad (\text{П1.3б})$$

$$\text{rot } \vec{\psi} = \frac{\vec{1}_r}{r \sin \theta} \left[ \frac{\partial (\sin \theta \psi_\psi)}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi_\theta}{\partial \psi} \right] + \frac{\vec{1}_\theta}{r} \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \psi_r}{\partial \psi} - \frac{\partial (r\psi_\psi)}{\partial r} \right] + \frac{\vec{1}_\psi}{r} \left[ \frac{\partial (r\psi_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial \psi_r}{\partial \theta} \right]; \quad (\text{П1.3в})$$

Написание формул векторной алгебры упрощают введением векторного дифференциального оператора  $\nabla$  (набла), именуемого также оператором Гамильтона. Полагают, что  $\nabla$  можно рассматривать как вектор с составляющими  $\partial/\partial x$ ,  $\partial/\partial y$ ,  $\partial/\partial z$ :

$$\nabla = \vec{1}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{1}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{1}_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

С помощью оператора  $\nabla$  выражения (П1.1а), (П1.2а), (П1.3а) записывают следующим образом:

$$\nabla \varphi = \text{grad } \varphi; \quad \nabla \cdot \vec{\psi} = \text{div } \vec{\psi}; \quad \nabla \times \vec{\psi} = \text{rot } \vec{\psi}. \quad (\text{П1.4})$$

Точку в скалярном произведении для краткости в дальнейшем опускаем.

Из определения векторного произведения следует, что векторы  $\vec{\psi}$  и  $\text{rot } \vec{\psi}$  ортогональны, а векторы  $\vec{\psi}$  и  $\text{rot } \text{rot } \vec{\psi}$  лежат в плоскости, к которой ортогонален вектор  $\text{rot } \vec{\psi}$ .

Формулы (П1.4) инвариантны к системам координат, т. е. справедливы в прямоугольной, цилиндрической и сферической системах.

Преобразуя выражения, в которые входит оператор  $\nabla$ , следует учитывать правила векторной алгебры и дифференциального исчисления.

Так

$$\text{grad } (\varphi f) = \nabla (\varphi f) = f (\nabla \varphi) + \varphi (\nabla f) = f \text{ grad } \varphi + \varphi \text{ grad } f; \quad (\text{П1.5})$$

$$\text{div grad } \varphi = (\nabla \cdot \nabla) \varphi = \nabla^2 \varphi = \Delta \varphi, \quad (\text{П1.6})$$

где  $\nabla^2 = \Delta$  — оператор Лапласа (лапласиан).

Пользуясь правилами умножения векторов, записываем:

$$\text{rot grad } \varphi = \nabla \times (\nabla \varphi) = 0, \quad (\text{П1.7})$$

так как векторное произведение вектора на вектор того же направления равно нулю;

$$\text{div rot } \vec{\psi} = \nabla \cdot (\nabla \times \vec{\psi}) = 0, \quad (\text{П1.8})$$

так как векторное произведение  $\nabla \times \vec{\psi}$  дает вектор, ортогональный вектору  $\nabla$ , а скалярное произведение ортогональных векторов равно нулю;

$$\text{rot rot } \vec{\psi} = \nabla \times (\nabla \times \vec{\psi}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{\psi}) - (\nabla \cdot \nabla) \vec{\psi} = \text{grad div } \vec{\psi} - \nabla^2 \vec{\psi}. \quad (\text{П1.9})$$

Лапласиан скалярного поля  $\varphi$  в прямоугольной, цилиндри-

ческой и сферической системах координат выражается следующим образом:

$$\nabla^2\varphi = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}; \quad (\text{П1.10а})$$

$$\nabla^2\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\varphi}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}; \quad (\text{П1.10б})$$

$$\begin{aligned} \nabla^2\varphi = & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial\varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial\varphi}{\partial\theta} \right) + \\ & + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2\varphi}{\partial\psi^2}. \end{aligned} \quad (\text{П1.10в})$$

Лапласиан векторного поля  $\vec{\psi}$  в прямоугольной системе координат имеет вид

$$\nabla^2\vec{\psi} = \nabla^2\psi_x + \nabla^2\psi_y + \nabla^2\psi_z.$$

В других системах  $\nabla^2\vec{\psi}$  выражается весьма сложно, поэтому следует пользоваться формулой (П1.9), в соответствии с которой

$$\nabla^2\vec{\psi} = \text{grad div } \vec{\psi} - \text{rot rot } \vec{\psi}. \quad (\text{П1.11})$$

Часто для упрощения записи координатные оси обозначают не  $x, y, z$ , а одной буквой с индексом, например  $x_1, x_2, x_3$ .

## § 2. Элементы теории упругости

Действие внешних сил на тела, находящиеся в равновесии, компенсируют внутренние упругие силы, порождающие в телах упругие напряжения.

Выделим в среде малый объем  $V_0$ , а в нем — площадку  $dS$ . Если на нее действует произвольно направленная сила  $dF$ , вектор напряжения на площадке

$$\vec{\sigma}_n = d\vec{F}/dS, \quad (\text{П2.1})$$

где индекс  $n$  указывает направление, нормальное к площадке. На площадках, перпендикулярных координатным осям  $x_1, x_2, x_3$ , в этом случае согласно формуле (П2.1) действуют вектора напряжений  $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\sigma}_3$ . Разложив вектор  $\vec{\sigma}_1$  на составляющие, получим  $\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$ . Очевидно, что  $\sigma_{11}$  — напряжение нормальное к площадке, перпендикулярной оси  $x_1$ ;  $\sigma_{12}$  и  $\sigma_{13}$  — напряжения, касательные к ней и направленные по осям  $x_2, x_3$  соответственно. Разложив аналогично  $\vec{\sigma}_2$  и  $\vec{\sigma}_3$ , получим девять

составляющих, полностью характеризующих напряжения в данной точке среды и именуемые тензором напряжений  $\sigma$ . В координатной форме

$$\hat{\sigma} = \sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix}. \quad (\text{П2.2})$$

В идеальных жидкостях и газах сдвиговая упругость отсутствует, в связи с чем касательные напряжения не возникают, вектора напряжений направлены навстречу действующей на рассматриваемый объем силе, т. е. численно равны давлению  $P$  с обратным знаком.

Условно считая давление тензором, запишем

$$\hat{\sigma}_{\text{ж}} = -\hat{P}, \quad (\text{П2.3})$$

где  $\hat{\sigma}_{\text{ж}}$  — тензор упругих напряжений в жидкости.

В процессе сейсмоакустических исследований среда подвергается воздействию внешних сил, приводящему к смещению ее частиц  $\vec{U} = \{U_1, U_2, U_3\}$ . Возникающую при этом деформацию полностью определяет тензор

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (\text{П2.4a})$$

где  $\varepsilon_{ij}$  (при  $i=j$ ) — относительные удлинения (сжатия) бесконечно малых отрезков, которые до деформации были параллельны координатным осям;  $\varepsilon_{ij}$  при  $i \neq j$  — сдвиговые деформации, характеризующие изменение углов между осями координат в результате деформации.

В общем случае

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{3} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{П2.4б})$$

Согласно (П2.4б) сумма диагональных членов матрицы (П2.4a)

$$\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = \partial U_1 / \partial x_1 + \partial U_2 / \partial x_2 + \partial U_3 / \partial x_3 = \text{div } \vec{U} = \tilde{V} / V_0,$$

где  $V_0$  — невозмущенный объем рассматриваемого элемента среды;  $\tilde{V}$  — изменение объема. Величину  $\tilde{V} / V_0 = \theta$  называют дилатацией.

В цилиндрической системе координат удлинения (сжатия) обозначают  $\varepsilon_\theta$ ,  $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_z$ , а сдвиговые деформации —  $\varepsilon_{r\theta}$ ,  $\varepsilon_{\theta z}$ ,  $\varepsilon_{zr}$ . Их можно выразить через смещения:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r &= \frac{\partial U_r}{\partial r}; & \varepsilon_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{U_r}{r}; & \varepsilon_z &= \frac{\partial U_z}{\partial z}; \\ \varepsilon_{r\theta} &= \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} + \frac{\partial U_\theta}{\partial r} + \frac{\partial U_\theta}{r} \right); & \varepsilon_{\theta z} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_\theta}{\partial z} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial U_z}{\partial \theta} \right); & & & & \\ \varepsilon_{zr} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (\text{П2.5})$$

Линейную связь между тензором напряжения  $\hat{\sigma}$  и тензором деформации  $\hat{\varepsilon}$  при температуре  $T = \text{const}$  выражает обобщенный закон Гука. Для изотропной среды он имеет вид

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11} & 2\mu\varepsilon_{12} & 2\mu\varepsilon_{13} \\ 2\mu\varepsilon_{21} & \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22} & 2\mu\varepsilon_{23} \\ 2\mu\varepsilon_{31} & 2\mu\varepsilon_{32} & \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \quad (\text{П2.6})$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — положительные величины, называемые константами Ламэ.

Часто  $\mu$  называют модулем сдвига, так как она определяет величину сдвига при данном касательном напряжении. Закон Гука для жидкостей и газа ( $\mu = 0$ ) с учетом выражения (П2.3) запишем в виде

$$P = -\lambda_0 \tilde{V}/V_0 = -\lambda_0 \operatorname{div} \vec{U}_0, \quad (\text{П2.7})$$

где  $\lambda_0$  — модуль всестороннего сжатия, играющий для жидкости роль константы Ламэ  $\lambda$ . Знак минус указывает на уменьшение объема с ростом давления. При характерных для сейсмоакустики слабых возмущениях

$$-\theta = -\tilde{V}/V_0 = \tilde{\delta}/\delta_0, \quad (\text{П2.8})$$

где  $\delta_0$  — невозмущенная плотность среды;  $\tilde{\delta}$  — изменение плотности. Поэтому выражение (П2.7) можно записать следующим образом:

$$P = \lambda_0 \tilde{\delta}/\delta_0 = \frac{1}{\beta} (\tilde{\delta}/\delta_0), \quad (\text{П2.9})$$

где  $\beta$  — адиабатическая сжимаемость жидкости.



### § 3. Операторный метод решения дифференциальных уравнений в частных производных

Метод состоит в том, что посредством интегральных преобразований дифференциальное уравнение в частных производных сводят к обыкновенному дифференциальному. В качестве интегрального преобразования часто используют соотношения вида:

$$\tilde{f}(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-iyx) dx; \quad (\text{ПЗ.1а})$$

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(y) \exp(iyx) dy, \quad (\text{ПЗ.1б})$$

называемые прямым и обратным преобразованием Фурье (здесь  $x$  и  $y$  — действительные числа, произведение которых — безразмерная величина). С их помощью переходят от функции-прообраза  $f(x)$ , конечной при  $x \rightarrow \pm\infty$ , к функции-образу  $\tilde{f}(y)$  и обратно.

Если функция времени  $f(t)$  или координат  $f(z)$  отвечают уравнению (ПЗ.1б), для их производных по  $t$  и по  $z$  можно записать:

$$f'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial t} [\tilde{f}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega] = \int_{-\infty}^{\infty} i\omega \tilde{f}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega;$$

$$f'(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} [\tilde{f}(K) \exp(iKz) dK] = \int_{-\infty}^{\infty} iK \tilde{f}(K) \exp(iKz) dK,$$

где  $\omega$  — циклическая частота;  $K$  — действительная часть волнового числа.

Следовательно, образами функций  $f'(t)$  и  $f'(z)$  являются функции  $i\omega \tilde{f}(\omega)$  и  $iK \tilde{f}(K)$ . Аналогично образы функций  $f''(t)$  и  $f''(z)$  — функции  $-\omega^2 \tilde{f}(\omega)$  и  $-K^2 \tilde{f}(K)$ .

Это свойство преобразования Фурье и позволяет применить его для решения дифференциальных уравнений.

Например, пусть имеется уравнение

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = 0,$$

где  $f = f(t, z, y)$ .

Преобразовав его в соответствии с формулой (ПЗ.1а) сначала по  $t$ , а затем по  $z$ , получим:

$$-\omega^2 \tilde{f} - K^2 \tilde{f} + \frac{\partial^2 \tilde{f}}{\partial y^2} = 0.$$

Таким путем дифференциальное уравнение в частных производных сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению.

После его решения неизвестную функцию находят с помощью обратного интегрального преобразования Фурье, используя теорию функции комплексного переменного.

Отметим, что в соответствии с определением  $\delta$ -функции ее образ

$$\tilde{\delta}(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \exp(-iyx) dx = \frac{1}{2\pi} \quad (\text{ПЗ.2})$$

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. Альпин Л. М., Даев Д. С., Каринский А. Д. Теория полей, применяемых в разведочной геофизике.— М.: Недра, 1985.— 407 с.
2. Дахнов В. Н. Электрические и магнитные методы исследования скважин.— М.: Недра, 1981.— 344 с.
3. Ивакин Б. Н., Карус Е. В., Кузнецов О. Л. Акустический метод исследования скважин.— М.: Недра, 1978.— 320 с.
4. Кобранова В. Н. Петрофизика.— М.: Недра, 1986.— 392 с.
5. Мейер В. А., Ваганов П. А. Основы ядерной геофизики.— Л.: Изд. ЛГУ, 1985.— 404 с.
6. Резванов Р. А. Радиоактивные и другие неэлектрические методы исследования скважин.— М.: Недра, 1982.— 368 с.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

---

7. *Аппаратура* и оборудование для геофизических исследований нефтяных и газовых скважин: Справочник геофизика/Под ред. А. А. Молчанова.— М.: Недра, 1987.— 243 с.
8. *Вендельштейн Б. Ю.* Геофизические методы изучения подсчетных параметров при определении запасов нефти и газа.— М.: Недра, 1985.— 248 с.
9. *Гальперин Е. И.* Вертикальное сейсмическое профилирование.— М.: Недра, 1982.— 344 с.
10. *Геофизические* методы исследования скважин: Справочник геофизика/Под ред. В. М. Запорожца.— М.: Недра, 1983.— 591 с.
11. *Гогоненков Г. Н.* Изучение детального строения осадочных толщ сейсморазведкой.— М.: Недра, 1987.— 219 с.
12. *Дахнов В. Н.* Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин.— М.: Недра, 1982.— 448 с.
13. *Денисов С. Б.* Высокочастотные электромагнитные методы исследования нефтяных и газовых скважин.— М.: Недра, 1986.— 141 с.
14. *Зверев Г. Н., Дембицкий С. И.* Оценка эффективности геофизических исследований скважин.— М.: Недра, 1982.— 224 с.
15. *Интерпретация* результатов геофизических исследований нефтяных и газовых скважин: Справочник/Под ред. В. М. Добрынина.— М.: Недра, 1988.— 476 с.
16. *Исакович М. А.* Общая акустика.— М.: Наука, 1973.— 496 с.
17. *Кожевников Д. А.* Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтегазопромысловой геофизике.— М.: Недра, 1982.— 221 с.
18. *Кристенсен Ричард М.* Введение в механику композитов.— М.: Мир, 1982.— 339 с.
19. *Латышова М. Г.* Практическое руководство по интерпретации диаграмм геофизических методов исследования скважин.— М.: Недра, 1981.— 182 с.
20. *Мейер В. А.* Геофизические исследования скважин.— Л.: Изд. ЛГУ, 1981.— 464 с.
21. *Николаевский В. Н.* Механика насыщенных пористых сред.— М.: Недра, 1970.— 355 с.
22. *Огильви А. А.* Основы инженерной геофизики.— М.: Недра, 1990.— 501 с.
23. *Очкур А. П.* Рентгенорадиометрический метод при поисках и разведке рудных месторождений.— Л.: Недра, 1985.— 256 с.
24. *Петрашень И. И., Молотков Л. А., Крауклис П. В.* Волны в слоисто-однородных изотропных упругих средах.— Л.: Наука, 1985.— Т. 2.— 303 с.
25. *Разведочная* ядерная геофизика: Справочник геофизика/Под ред. О. Л. Кузнецова и А. Л. Поляченко.— М.: Недра, 1986.— 432 с.
26. *Скважинная* и шахтная рудная геофизика: Справочник геофизика/Под ред. В. В. Бродового.— М.: Недра, 1989.— Кн. 1.— 320 с.— Кн. 2.— 440 с.
27. *Скважинная* ядерная геофизика: Справочник геофизика/Под ред. О. Л. Кузнецова и А. Л. Поляченко.— М.: Недра, 1989.— 460 с.
28. *Сохранов Н. Н., Аксерод С. М.* Обработка и интерпретация с помощью ЭВМ результатов геофизических исследований нефтяных и газовых скважин.— М.: Недра, 1984.— 255 с.

29. *Техническая* инструкция по проведению геофизических исследований в скважинах.— М.: Недра, 1985.— 216 с.
30. *Тихонов А. Н., Дмитриев В. И., Гласко В. Б.* Математические методы в разведке полезных ископаемых.— М.: Знание, 1983.— 64 с.
31. *Физические* свойства горных пород и полезных ископаемых (петрофизика): Справочник геофизика/Под ред. Н. Б. Дортман.— М.: Недра, 1984—455 с.
32. *Уайт Дж. Э.* Возбуждение и распространение сейсмических волн.— М.: Недра, 1986.— 262 с.

# ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адсорбционный слой 34, 37  
Антенна электрическая 27, 95, 98  
— магнитная 95  
Активность вызванная электрохимическая 42  
— диффузионно-адсорбционная 35, 99  
— окислительно-восстановительная 39, 99  
— фильтрационная 38, 99  
Акустический каротаж широкополосный (АКШ) 175  
Аппаратура ЯФМ интегральная 212, 213  
— — спектрометрическая 212  
Аномалий-термометрия 284  
Боковое каротажное зондирование 67  
Вариант двухскважинный РВМ 94  
— односкважинный РВМ 94  
Вектор плотности теплового потока 274  
Водородный индекс 247  
Волна боковая 91, 147  
— головная 147  
— головная рефрагированная 152  
— каналовая 188  
— Лэмба — Стоунли 144  
— монотипная 149  
— неоднородная 149  
— обменная 149  
— продольная 132  
— псевдорелеевская 144  
Волновая толщина слоя 187  
Годограф 151, 164, 181, 197  
Гамма-излучение неупругого рассеяния (ГИНР) 197  
— радиационного захвата (ГИРЗ) 197  
Геоакустическая модель среды 164  
Геолого-геофизический разрез 353  
Геометрический фактор 78, 84, 86, 225  
Геотермический градиент 275  
Гиромангнитное отношение 297  
Горно-геологический процесс 5  
Гравитационная постоянная 303  
Градиент-термометрия 284  
Двойной разностный параметр 103, 228  
— электрический слой 34, 39  
Детекторы ионизирующих излучений 215  
Дефектограмма 237  
Дискриминатор 212  
Дисперсия геометрическая 153  
— частотная проводимости 18  
— частотная объемная 24, 119  
— скорости 25, 119, 133  
Диссипация 23, 120  
Диспергирующие среды 25, 120  
Дисперсионные соотношения 25, 119  
Дифференциально-разностный метод 63, 65  
Диффузный слой 34, 37  
Длина диффузии 206, 248  
— замедления нейтронов 206, 247  
Задача обратная 3  
— краевая 21  
— прямая 3  
Закон Гука 123  
— Снеллиуса 147  
— Фика 204  
— Фурье 275  
Зона ближняя 30, 80  
— дальняя 30, 95  
— промежуточная 30, 80  
— проникновения 9, 58  
Зонды доинверсионные 234, 251  
— заинверсионные 234, 251  
— инверсионные 251  
Излучающая способность 248  
Излучение ионизирующее 191  
— характеристическое 194, 198  
Импульсные генераторы нейтронов (ИГН) 215  
Инверсия 234, 251  
Индекс свободного флюида 301  
Индикатриса рассеяния 196  
Интегрирующая цепь 218  
Интенсиметр 213, 218  
Интервальное время 120  
Источники гамма-квантов и нейтронов 214  
Каротаж 3  
Квазирешение 110  
Коллимационное отверстие 232  
Комплексное волновое число 22, 119  
Комптон-эффект 196  
Конструктивная интерференция 149  
Коэффициент диффузии 204, 248  
— диффузионной активности 37  
— зонда 45, 74, 84

- концентрационной чувствительности 223, 321
- поглощения 23, 119
- размагничивания 289
- температуропроводности 275
- увеличения сопротивления 34
- фокусировки 76
- Кросс-плот 343
- Летаргия 207
- Литомониторинг 377
- Магнитная восприимчивость 42
- Метод групп 209
  - конечных разностей 63, 138, 211
  - Монте-Карло 211
  - операторный 139
  - Томсона 49
- Механическая скорость бурения 317
- Намагниченность 42
- Наклономер пластовый 79
- Насыщенные пористые среды (НПС) 119
- Нейтронные методы 246
- Неупругое рассеяние нейтронов 197
- Нормализация диаграмм 317, 342
- Оценка по регрессии 331
  - прямая 330
- Относительное электрическое сопротивление 33
- Параметр поверхностной проводимости 35
  - проводимости 33
  - результирующий 331
  - факторный 331
- Параметры динамические 120
  - кинематические 120
  - миграции 248
- Плотность замедления 207
  - потока 192
  - частиц 192
  - электронная 196
- Погрешность динамическая 220
  - статистическая 218
- Поляризационная методика (ПМ) ВСП 185
- Постоянная времени интегрирующей цепи 220
  - распада 191
- Признаки коллектора 3, 47
- Прогнозирование геологического разреза (ПГР) 166
- Продолжительность проходки 317
- Промысловая геофизика 3
- Пространственный декремент затухания плотности нейтронов 249
- Псевдобоковой каротаж 74
- Радиоактивность 191
- Радиационный захват 198
- Радионуклид 191
- Радиоотражение 93
- Радиопросвечивание 93
- Редукция Буге 310
  - Фая 310
- Релаксация продольная 299
  - поперечная 300
- Рефракция 92, 152
- Сечение взаимодействия макроскопическое, микроскопическое 192
- Сигнал свободной прецессии (ССП) 300
- Скважинная геофизика 3
- Скин-слой 23, 82
- Скин-эффект 82
- Скорость волны кажущаяся 148
  - — фазовая 24
- Скорость счета 218
- Среда кусочно-однородная 20
  - слабо неоднородная 152
- Сцинтилляционные счетчики 216
- Стадийность горно-геологического процесса 5
- Статистические флуктуации 218
- Таймер 218
- Твердость по штампу 317
- Тензор эффективных напряжений 129
- Термометрия 284
- Теплоемкость 275
- Трансформация диаграмм 228
- Толщинограмма 237
- Угол критический 147, 148
- Удельная теплопроводность 274
  - электрическая проводимость 32
  - энергоемкость 319
- Удельное электрическое сопротивление 32
  - — кажущееся 46
  - тепловое сопротивление 275
- Уравнение Бесселя 55, 141
  - Больцмана 199
  - возраста нейтронов 208
  - Гельмгольца 22
  - дисперсионное 121
  - диффузии 205
  - Лапласа 20, 125
  - неразрывности 121
  - Пуассона 20
  - состояния 121
  - теплопроводности 277
- Уравнения гидродинамики 120
- Урановый эквивалент 224

Условие регулирования 76  
— сопряжения 21, 58, 277, 290

Фазовая постоянная 24, 119  
— скорость 24, 119  
Фазовое пространство 199  
Фактор накопления 193  
Фермиевский возраст нейтронов 208  
Физико-геологическая модель среды  
378  
Фотоэффект 194  
Функционал невязки 110

Цементограмма 237

Эквивалентная влажность 247  
Электроакустический тракт 173  
Электроинтегратор 62  
Электролитические модели 62  
Эффект образования пар 196  
Эффективная сейсмическая моде  
167  
Эффективность детектора 216  
Ядерная реакция 190  
Ядерное излучение 190



# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Введение . . . . .	3
--------------------	---

## ЧАСТЬ I

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ ГИС

<b>Глава 1. Электромагнитное поле . . . . .</b>	<b>14</b>
§ 1. Основные уравнения электромагнитного поля . . . . .	14
§ 2. Постоянное электрическое поле . . . . .	18
§ 3. Переменное электромагнитное поле . . . . .	22
<b>Глава 2. Петрофизические основы электрических и электромагнитных методов ГИС . . . . .</b>	<b>31</b>
§ 1. Удельное электрическое сопротивление горных пород . . . . .	32
§ 2. Естественная поляризуемость горных пород . . . . .	35
§ 3. Искусственная поляризуемость горных пород . . . . .	40
§ 4. Магнитные свойства горных пород . . . . .	42
<b>Глава 3. Электрический каротаж нефокусированными зондами . . . . .</b>	<b>44</b>
§ 1. Зонды метода КС . . . . .	44
§ 2. Способы решения прямых задач метода КС . . . . .	48
§ 3. Интерпретация данных метода КС . . . . .	65
§ 4. Микромодификации метода КС . . . . .	68
§ 5. Токовый каротаж . . . . .	70
<b>Глава 4. Методы электрического каротажа с фокусированными зондами . . . . .</b>	<b>71</b>
§ 1. Дивергентный каротаж . . . . .	73
§ 2. Боковой каротаж . . . . .	73
<b>Глава 5. Электромагнитные методы ГИС . . . . .</b>	<b>80</b>
§ 1. Индукционный каротаж . . . . .	81
§ 2. Волновые методы электромагнитного каротажа . . . . .	89
§ 3. Скважинный радиоволновой метод . . . . .	93
<b>Глава 6. Методы электрохимической активности . . . . .</b>	<b>98</b>
§ 1. Метод потенциалов самопроизвольной поляризации . . . . .	99
§ 2. Методы электродных потенциалов и потенциалов гальванических пар . . . . .	105
§ 3. Метод вызванных потенциалов . . . . .	107
<b>Глава 7. Общие вопросы методики и техники электрических и электромагнитных методов каротажа . . . . .</b>	<b>109</b>
§ 1. Основы геофизической интерпретации результатов БК, ИК и метода КС с помощью ЭВМ . . . . .	109
§ 2. Основные принципы построения аппаратуры электрического и электромагнитного каротажа . . . . .	114

## ЧАСТЬ II

### СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ГИС

<b>Глава 8. Распространение упругих волн в безграничных средах . . . . .</b>	<b>119</b>
§ 1. Уравнения акустики . . . . .	119
§ 2. Упругие волны в однофазных горных породах . . . . .	123
§ 3. Упругие волны в многофазных горных породах . . . . .	127

<b>Глава 9. Акустические волны в скважине</b> . . . . .	138
§ 1. Методы решения прямой задачи скважинной акустики . . . . .	138
§ 2. Водные и поверхностные волны в скважине . . . . .	143
§ 3. Головные волны в скважине . . . . .	147
§ 4. Влияние неоднородности околоскважинного пространства на параметры головных волн . . . . .	151
<b>Глава 10. Акустический каротаж</b> . . . . .	154
§ 1. Зонды АК . . . . .	154
§ 2. Виды записи при АК . . . . .	158
§ 3. Применение АК . . . . .	164
§ 4. Основные элементы аппаратуры АК . . . . .	173
<b>Глава 11. Акустический каротаж на отраженных волнах</b> . . . . .	177
<b>Глава 12. Скважинные сейсмоакустические методы</b> . . . . .	180
§ 1. Сейсмокаротаж . . . . .	180
§ 2. Вертикальное сейсмическое профилирование . . . . .	181
§ 3. Межскважинное прозвучивание . . . . .	186

### ЧАСТЬ III

### ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

<b>Глава 13. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом</b> . . . . .	190
§ 1. Основные определения . . . . .	190
§ 2. Взаимодействие гамма-квантов с веществом . . . . .	193
§ 3. Взаимодействие нейтронов с веществом . . . . .	197
<b>Глава 14. Способы решения прямых задач ядерно-физических методов исследования скважин</b> . . . . .	199
§ 1. Кинетическое уравнение . . . . .	199
§ 2. Основы приближенных аналитических методов теории переноса нейтронов и фотонов . . . . .	201
§ 3. Моделирование задач ЯФМ . . . . .	210
<b>Глава 15. Основные элементы аппаратуры ЯФМ</b> . . . . .	212
<b>Глава 16. Гамма-каротаж</b> . . . . .	221
§ 1. Радиоактивность горных пород . . . . .	221
§ 2. Приближенное решение прямой задачи интегрального ГК . . . . .	222
§ 3. Обработка и интерпретация данных ГК . . . . .	227
§ 4. Спектрометрическая модификация ГК . . . . .	230
<b>Глава 17. Гамма-гамма-каротаж</b> . . . . .	231
§ 1. Плотностной ГГК . . . . .	231
§ 2. Селективный ГГК . . . . .	239
<b>Глава 18. Рентгенорадиометрический каротаж</b> . . . . .	241
§ 1. Физические основы РРК . . . . .	241
§ 2. Применение РРК . . . . .	244
<b>Глава 19. Нейтронный каротаж</b> . . . . .	246
§ 1. Модификации НК . . . . .	246
§ 2. Петрофизические основы НК . . . . .	247
§ 3. Результаты решения прямых задач НК . . . . .	249
§ 4. Определение коэффициента пористости по данным однозондового НК . . . . .	255
§ 5. Физические основы многозондового НК . . . . .	257
§ 6. Спектрометрическая модификация НК . . . . .	260
§ 7. Применение нейтронного каротажа . . . . .	261

<b>Глава 20. Импульсный нейтронный каротаж</b>	264
§ 1. Физические основы ИННК и ИНГК	264
§ 2. Применение ИННК	268
§ 3. Модификация ИНК, основанная на регистрации ГИНР	269
<b>Глава 21. Гамма-нейтронный и нейтронно-активационный каротаж</b>	270
§ 1. Гамма-нейтронный каротаж	270
§ 2. Активационный каротаж	271

#### **ЧАСТЬ IV**

### **ТЕРМИЧЕСКИЕ, МАГНИТНЫЕ И ГРАВИТАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ГИС**

<b>Глава 22. Термический каротаж</b>	274
§ 1. Теплофизические свойства горных пород и их связь с параметрами тепловых полей	274
§ 2. Тепловые поля в скважине и околоскважинном пространстве	278
§ 3. Методика термических исследований, основные элементы аппаратуры, решаемые задачи	282
<b>Глава 23. Магнитные методы исследования скважин</b>	286
§ 1. Скважинная магниторазведка	286
§ 2. Каротаж магнитной восприимчивости	294
§ 3. Ядерно-магнитный каротаж	297
<b>Глава 24. Скважинная гравиразведка</b>	303
§ 1. Физические основы СГР	303
§ 2. Аппаратура, методика и применение СГР	309

#### **ЧАСТЬ V**

### **ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН В ПРОЦЕССЕ БУРЕНИЯ**

<b>Глава 25. Методы ГИС, основанные на использовании буровой техники</b>	313
§ 1. Каротаж приборами, транспортируемыми буровым инструментом	313
§ 2. Изучение разрезов скважин на основе анализа технологических параметров бурения	317
§ 3. Акустический каротаж в процессе бурения	319
<b>Глава 26. Газовый каротаж</b>	322
§ 1. Физико-химические основы газового каротажа	322
§ 2. Основные элементы методики и аппаратуры газового каротажа	323
<b>Глава 27. Исследования каменного материала</b>	327
§ 1. Экспрессный анализ шлама	327
§ 2. Экспрессный анализ керна	330

#### **ЧАСТЬ VI**

### **ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ГИС**

<b>Глава 28. Изучение технического состояния скважин</b>	335
§ 1. Инклинометрия	335
§ 2. Кавернометрия и профилометрия	336
§ 3. Контроль качества цементирования скважин	338
§ 4. Выделение притоков, поглощений и затрубной циркуляции жидкости	339
	397

<b>Глава 29. Геофизические исследования скважин при поисках, разведке и контроле разработки нефтегазовых месторождений</b> . . . . .	340
§ 1. Поиски и разведка нефтегазовых месторождений . . . . .	340
§ 2. Контроль разработки нефтегазовых месторождений . . . . .	355
<b>Глава 30. Геофизические исследования скважин при поисках, разведке и эксплуатации угольных и рудных месторождений</b> . . . . .	357
§ 1. Поиски, разведка и эксплуатация угольных месторождений . . . . .	357
§ 2. Поиски, разведка и эксплуатация рудных месторождений . . . . .	364
<b>Глава 31. Цифровая регистрация, обработка и интерпретация данных ГИС на ЭВМ</b> . . . . .	368
§ 1. Цифровая регистрация . . . . .	368
§ 2. Особенности машинной обработки и интерпретации . . . . .	372
<b>Глава 32. Техника безопасности и контроль воздействия на геологическую среду</b> . . . . .	375
§ 1. Техника безопасности при проведении ГИС . . . . .	375
§ 2. Применение ГИС для контроля воздействия на окружающую среду	377
<b>Заключение</b> . . . . .	381
<b>Приложение</b> . . . . .	382
§ 1. Элементы векторной алгебры . . . . .	382
§ 2. Элементы теории упругости . . . . .	384
§ 3. Операторный метод решения дифференциальных уравнений в частных производных . . . . .	387
<b>Список используемой литературы</b> . . . . .	389
<b>Список рекомендуемой литературы</b> . . . . .	389
<b>Предметный указатель</b> . . . . .	392

**Горбачев Ю. И.**

Г 67 Геофизические исследования скважин: Учеб. для вузов/  
Под ред. Е. В. Каруса. — М.: Недра, 1990. — 398 с.: ил.

ISBN 5-247-01972-5

Рассмотрены основы геофизических методов исследования скважин. Описаны аппаратура, оборудование и технология проведения работ, способы интерпретации материалов. Даны решения прямых и обратных задач. Изложены правила техники безопасности, методы контроля и охраны окружающей среды при проведении геофизических исследований.

Для студентов геофизических специальностей вузов.

Г  $\frac{2503010200-376}{043(01)-90}$  137—91

ББК 26.2

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Горбачев Юрий Ильич

## ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Заведующий редакцией *Е. Г. Першина*  
Редактор издательства *Т. К. Рубинская*  
Технические редакторы *О. А. Колотвина, Л. Н. Фомина*  
Корректор *Е. М. Федорова*

ИБ № 8661

---

Сдано в набор 26.04.90. Подписано в печать 12.09.90. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага книжно-журнальная имп. Гарнитура Литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 25,0. Усл. кр.-отг. 25,0. Уч.-изд. л. 24,99. Тираж 3100 экз. Заказ 749/2626—3. Цена 1 р. 20 к.

---

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра»,  
125047 Москва, пл. Белорусского вокзала, 3.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Государственного комитета СССР по печати. 191126, Ленинград, Социалистическая ул., 14.