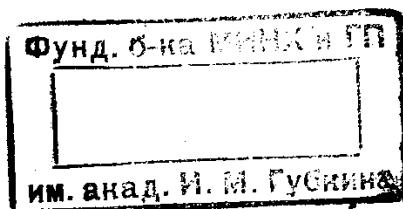


Р.А.РЕЗВАНОВ

РАДИОАКТИВНЫЕ И ДРУГИЕ НЕЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебника для студентов вузов, обучающихся по специальности «Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых»



МОСКВА «НЕДРА» 1982

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ	1
ПРЕДИСЛОВИЕ	4
ВВЕДЕНИЕ	6
ЧАСТЬ ПЕРВАЯ РАДИОАКТИВНЫЕ (ЯДЕРНЫЕ) МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН	8
Глава I КЛАССИФИКАЦИЯ И ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ РАДИОАКТИВНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН	8
§ 1. Классификация радиоактивных методов	8
§ 2. История развития радиоактивных методов	9
Глава II РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЯДЕРНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ГОРНЫЕ ПОРОДЫ	11
§ 3. Радиоактивность	11
§ 4. Взаимодействие радиоактивных излучений с веществом	11
§ 5. Взаимодействие нейтронов с веществом	17
§ 6. Статистические флуктуации при регистрации ядерных излучений	20
Глава III МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ПРЯМЫХ ЗАДАЧ	22
§ 7. Общие положения. Уравнение переноса	22
§ 8. Простейшие приближенные методы теории переноса нейтронов и γ -квантов	24
§ 9. Численное и натурное моделирование. Сравнение различных методов решения прямых задач	42
§ 10. Некоторые общие вопросы радиоактивных методов исследования скважин	48
Глава IV ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ	53
§ 11. Блок-схема радиометра	53
§ 12. Источники γ -излучения и нейтронов	55
§ 13. Газонаполненные детекторы излучения	58
§ 14. Сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики	63
§ 15. Интенсиметры	67
Глава V ГАММА-МЕТОД	73
§ 16. Физические основы. Радиоактивность горных пород	73
§ 17. Решение прямых задач гамма-метода	75
§ 18. Зависимость показаний гамма-метода от различных факторов	82
§ 19. Спектрометрическая модификация гамма-метода	83
§ 20. Область применения гамма-метода. Основы интерпретации результатов	86
Глава VI ГАММА-ГАММА-МЕТОД	89
§ 21. Физические основы	89
§ 22. Гамма-лучевые характеристики горных пород	92
§ 23. Решение прямых задач гамма-гамма-метода	97
§ 24. Зависимость показаний гамма-гамма-метода от свойств пласта. Влияние скважины	98
§ 25. Область применения гамма-гамма-метода. Основы интерпретации результатов	102
Глава VII СТАЦИОНАРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД	110
§ 26. Физические основы. Нейтронные характеристики горных пород	110
§ 27. Решение прямых задач стационарного нейтронного метода	120
§ 28. Зависимость показаний нейтронного метода от свойств пласта. Влияние скважины	133
§ 29. Спектрометрия γ -излучения радиационного захвата	140
§ 30. Область применения стационарного нейтронного метода. Основы интерпретации результатов	142
Глава VIII ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД	147
§ 31. Физические основы	147
§ 32. Решения прямых задач импульсного нейтронного метода	149
§ 33. Зависимость показаний импульсного нейтронного метода от свойств пласта. Влияние скважины	156
§ 34. Двухзондовые модификации импульсного нейтронного метода. Импульсный метод регистрации γ -излучения неупругого рассеяния нейтронов	157
§ 35. Область применения импульсных нейтронных методов. Основы интерпретации результатов	161
Глава IX ДРУГИЕ ЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН	165
§ 36. Рентгено-радиометрический метод	165
§ 37. Гамма-нейтронный и гамма-активационный методы	166

ОГЛАВЛЕНИЕ

§ 38. Нейтронный активационный метод	168
§ 39. Ядерно-магнитный метод	172
§ 40. Методы индикаторных веществ	178
Глава X ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРИ РАДИОАКТИВНЫХ МЕТОДАХ	181
§ 41. Выбор режима измерений	181
§ 42. Эталонирование аппаратуры и ее подготовка к измерениям	182
§ 43. Охрана труда и техника безопасности при работе с радиоактивными веществами и источниками ядерных , излучений. Охрана окружающей среды	184
ЧАСТЬ ВТОРАЯ ТЕРМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН	186
Глава XI ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕРМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ	186
§ 44. Краткая характеристика и история развития	186
§ 45. Основные законы теплопроводности.	187
§ 46. Уравнение теплопроводности и методы его решения	190
Глава XII РЕШЕНИЕ ПРЯМЫХ ЗАДАЧ ОСНОВНЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ	198
§ 47. Естественные тепловые поля	198
§ 48. Искусственные тепловые поля	202
§ 49. Тепловые поля в действующей скважине	207
Глава XIII АППАРАТУРА, МЕТОДИКА, ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ И ОСНОВЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ	212
§ 50. Аппаратура термических исследований	212
§ 51. Методика термических исследований	213
§ 52. Область применения и основы интерпретации данных термических методов	215
ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН	222
Глава XIV ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ	222
§ 53. Общая характеристика, классификация и краткая история развития акустических методов исследования скважин	222
§ 54. Упругие волны. Основные уравнения акустики	225
§ 55. Некоторые типы упругих волн. Отражение и преломление волн	233
§ 56. Волновая картина в скважине	235
§ 57. Упругие свойства горных пород и их компонентов	239
Глава XV АППАРАТУРА, МЕТОДИКА И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ	249
§ 58. Аппаратура для акустических исследований в скважинах	249
§ 59. Методика акустических исследований в скважинах	256
§ 60. Обработка результатов акустических исследований скважин	258
§ 61. Область применения и основы интерпретации результатов акустических исследований в скважинах	263
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	273
Основная	273
Дополнительная	273

ПРЕДИСЛОВИЕ

УДК 550.832.5 + 550.832.6 + 550.832.44(075)

Резванов Р. А. Радиоактивные и другие неэлектрические методы исследования скважин. Учебник для вузов. М., Недра, 1982. 368 с.

Изложены теория, методика и области применения радиоактивных, термических, акустических методов исследования нефтяных и газовых скважин. Приведены сведения о геологической информативности методов, эффективности их на различных этапах разведки, эксплуатации, доразведки нефтяных и газовых месторождений. Уделено внимание технике безопасности и охране окружающей среды при проведении работ.

Учебник предназначен для студентов вузов, обучающихся по специальности «Геофизические методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых». Он может быть полезен также специалистам по промысловым геофизике и геологии.

Табл. 17, ил. 132, список лит.— **29 назв.**

Рецензенты: д-р геол.-минер. наук С. С. Итенберг, канд. геол.-минер. наук Л. Ю. Ансимов (Грозненский нефтяной институт); Всесоюзный научно-исследовательский институт геофизических исследований скважин.

Р 1904050000-413 п4_82 Издательство «Недра», 1982
043(01)—82

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс «Радиоактивные и другие неэлектрические методы исследования скважин» начали читать в МИНХ и ГП им. И.М.Губкина в 1953 г. Он возник в связи с появлением и быстрым развитием ряда неэлектрических методов изучения разрезов скважин. Развитие неэлектрических методов продолжается до настоящего времени: появляются новые методы или модификации методов, новые области либо способы их применения, быстро меняются методика исследований и аппаратура. Это вызывает определенные трудности при составлении учебных пособий для вузов.

Ранее составлены два учебных пособия по настоящему курсу. Первый этап развития радиоактивных методов отражен в учебном пособии «Радиоактивные методы исследования нефтяных и газовых скважин», созданном коллективом авторов (О.А.Барсуков, Н.М.Блинова, С.Ф.Выборных, Ю.А.Гулин, В.Н.Дахнов, В.В.Ларионов, А. И. Холин) и вышедшем в 1958 г. Дальнейшее совершенствование этих методов по состоянию на 1966—1967 гг. было отражено в учебном пособии В.В.Ларионова «Радиометрия скважин», изданном в 1969 г. Оно оказалось определяющее влияния на преподавание раздела курса, посвященного радиоактивным методам исследования скважин.

В качестве учебного пособия по термическим методам использовалась в основном известная книга В.Н.Дахнова и Д.И.Дьяконова «Термические методы исследования скважин», вышедшая в 1952 г.

Не только учебных пособий, но и монографий, освещавших достаточно полно акустические методы исследования скважин, длительное время не было. Лишь в 1978 г. издана монография Б.Н.Ивакина, Е.В.Каруса и О.Л.Кузнецова «Акустический метод исследования скважин», соответствующая современному состоянию развития метода, однако использование ее в качестве учебного пособия затруднено, поскольку она предполагает сравнительно высокий уровень подготовленности читателя в общих вопросах акустики.

При написании настоящей книги, являющейся первым опытом создания учебника по указанному выше курсу, кроме перечисленных работ использованы монографии [1], 2, 5—7, 9, 11, 15—18, 22—25], а также журнальные статьи. В списке литературы указаны лишь пособия, рекомендуемые студентам для расширенного рассмотрения отдельных вопросов, в частности, при выполнении контрольных заданий и курсовых проектов.

В книге использованы единицы СИ. Исключение представляет миллиграмм-эквивалент радия, являющийся единицей радиевого гамма-эквивалента (гамма-активности) препарата. Она широко используется в геологии и радиационной технике, а ее выражение через единицы Си привело бы к громоздким размерностям ($1 \text{ мг-экв-Ra} = \text{гамма-активность такого радиоактивного препарата, который на расстоянии } 1 \text{ м создает мощность дозы } 5,95 \cdot 10^{-11} \text{ А/кг}$).

В создании и развитии неэлектрических методов исследования скважин принимали участие сотни отечественных и зарубежных исследователей. Во вводных частях отдельных разделов книги приведены лишь важнейшие сведения об истории развития методов. Более подробные сведения читатель может найти в работах [1—4, 6, 15—18, 23, 28, 29].

ПРЕДИСЛОВИЕ

В.Ф.Козяр, О.Л.Кузнецов, М.И.Кременецкий, А.В.Булатов, В.Д.Белоконь, А.М.Кадыров, В.П.Карцева, Н.Н.Кривко, Н.Н.Марьенко, О.В.Поликарпочкин, М.Д.Шварцман и В.Е.Чемоданов прочитали отдельные разделы рукописи и указали на ряд упущений. Изложение некоторых вопросов обсуждалось с Н.В.Поповым и А.В.Юматовым. При окончательной подготовке рукописи учтены также ценные замечания рецензентов. Автор глубоко признателен указанным лицам, а также Т.Г.Соболевой, Н.В.Пронишевой и Т.А.Фроловой, оказавшим помочь в техническом оформлении рукописи.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшими и наиболее многочисленными группами геофизических методов исследования скважин являются электрические, магнитные, радиоактивные, акустические и термические методы. Первые две группы методов студенты-геофизики вузов нефтегазового профиля изучают в курсе «Электрические и магнитные методы исследования скважин». В данном курсе рассматриваются остальные три группы методов. Среди них основное место по числу модификаций, разнообразию решаемых задач и объему использования на практике занимают радиоактивные (точнее, радиометрические или ядерные) методы.

Самостоятельно или в комплексе с другими методами они используются для решения основных задач геофизических исследований скважин (каротажа): литологического расчленения и корреляции разрезов; выделения коллекторов нефти, газа, воды и оценки их коллекторских свойств; выделения других полезных ископаемых и определения их состава; контроля технического состояния скважин и разработки нефтяных, газовых и некоторых других месторождений.

Важнейшими отличительными особенностями ядерных методов являются следующие.

1. Показания ядерных методов определяются в основном элементным (точнее, изотопным) составом горных пород, а все ядерные методы в совокупности принципиально позволяют решать важную задачу бескернового изучения вещественного состава горных пород.

2. Структура и текстура горных пород, оказывающие существенное влияние на данные электрических и некоторых других методов, очень слабо (во многих случаях пренебрежимо мало) воздействуют на результаты ядерных методов. Это упрощает задачу изучения вещественного состава пород, позволяет строить универсальные зависимости показаний от содержания тех или иных элементов, применимые независимо от структуры горных пород. Указанная особенность упрощает также использование ядерных методов совместно с другими методами, чувствительными к структуре пород, для комплексного изучения состава, структуры первового пространства и других характеристик горных пород.

3. Большинство ядерных методов применимо независимо от наличия или отсутствия обсадных колонн, характера заполнения скважины, минерализации пластовых вод и промывочной жидкости. Поэтому ядерные методы являются основными методами для контроля выработки нефтяных и газовых пластов в скважинах, крепленных стальными трубами, и при изучении свойств пород по скорости расформирования зоны проникновения фильтрата после крепления скважины.

Кроме перечисленных особенностей, являющихся преимуществами ядерных методов, у них имеются и некоторые недостатки. К ним относятся: необходимость принятия особых мер предосторожности для защиты от вредного воздействия ядерных излучений; наличие особого вида погрешностей - статистических флуктуаций; сравнительно небольшой, а для некоторых методов весьма малый размер зоны исследования. Первые два недостатка могут быть существенно уменьшены за счет совершенствования аппаратуры и техники проведения исследований.

Акустические методы - сравнительно новая группа методов промысловой геофизики, развивающихся в основном с 50-х годов. Акустические характеристики горных пород, определяемые этими методами, связаны с их физико-механическими свойствами, пористостью, структурой и частично с составом горных пород. В обсаженных скважинах некоторые параметры акустических волн обусловлены также характером связи цементного кольца с обсадной колонной и горными породами. Эти особенности позволили разработать акустические методы определения коэффициента пористости, упругих констант горных пород, характера насыщения пластов, качества цементирования скважин и решения некоторых других задач. Созданы методы изучения напряженного состояния стенок скважины, скважинные телевизоры на упругих волнах и некоторые другие методы.

Значительная часть информации, даваемой акустическими методами, не может быть получена другими методами исследования скважин. Большинство акустических методов находится еще в стадии разработки, промышленного опробования или внедрения. Поэтому круг решаемых ими задач и объем исследований будут непрерывно возрастать.

Термические методы исследования скважин являются наиболее «древними». Еще в 1908 г. Д. В. Голубятников указал на возможность определения источников обводнения эксплуатационных скважин путем сопоставления температур продуктивных пластов и воды, притекающей к забою скважины, а также на возможность выделения нефтеносных пластов по эффекту их охлаждения при эксплуатации залежи.

ВВЕДЕНИЕ

Термические методы, кроме того, могут быть использованы с целью расчленения пород с различными тепловыми свойствами, в том числе для выделения газоносных толщ, определения высокопроницаемых зон, интервалов, поглощающих промывочную жидкость или нагнетаемую в скважину воду.

В течение длительного времени основная часть термических исследований использовалась для решения чисто технических задач (определение высоты подъема цемента, интервалов затрубной циркуляции вод, газа) и- с целью получения сведений о температуре на различных глубинах. В последние годы намечается более широкое применение термических методов для решения геологических и особенно геолого-промышленных задач: выделения и изучения геологических структур, коллекторов и газоносных толщ; выделения интервалов притока жидкости и газа; оценки дебитов отдельных пластов; изучения динамики подземных вод; прослеживания фронта вод, закачиваемых при разработке месторождений методом поддержания пластового давления.

Таким образом, радиоактивные, акустические и термические методы исследования скважин решают широкий круг задач, возникающих при поисках, разведке и разработке многих видов полезных ископаемых, необходимых для народного хозяйства. Создание и внедрение этих методов позволили существенно повысить информативность и эффективность геологоразведочных работ, способствовали оптимизации процессов разработки месторождений, особенно нефтяных и газовых.

Развитие геологоразведочных работ, повышение добычи полезных ископаемых, рациональная разработка месторождений, в том числе комплексное использование сырья, и далее в значительной мере будут достигаться за счет применения и дальнейшего роста эффективности геофизических методов, включая радиоактивные, акустические и термические исследования, которые являются важнейшими источниками информации.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ РАДИОАКТИВНЫЕ (ЯДЕРНЫЕ) МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Глава I КЛАССИФИКАЦИЯ И ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ РАДИОАКТИВНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

§ 1. Классификация радиоактивных методов

Под радиоактивными методами исследования скважин (*радиоактивный каротаж*) принято объединять совокупность методов, основанных на регистрации различных ядерных излучений, главным образом нейтронов и γ -квантов. Их делят на следующие группы: 1) методы регистрации естественных излучений горных пород (пассивные методы); 2) методы регистрации вторичных излучений, связанных с облучением горных пород с помощью специальных источников, помещенных в скважинном приборе (активные методы). Среди последних выделяют две подгруппы методов, основанные на облучении горных пород γ -квантами и нейтронами.

К радиоактивным методам исследования принято относить также ядерный магнитный каротаж, который, хотя и не связан с регистрацией каких-либо ядерных излучений, но использует некоторые ядерные свойства горной породы.

Из первой группы методов в настоящее время довольно широко используется лишь *метод естественной радиоактивности* горных пород (*гамма-метод*), основанный на регистрации γ -излучения естественных радиоактивных элементов, которые присутствуют в породе.

Дальнейшее подразделение методов подгруппы второй группы строится на временной зависимости интенсивности источника излучения (импульсный или стационарный источник) и вида регистрируемого вторичного излучения. В обеих подгруппах выделяют *стационарные и импульсные методы*, а внутри последних разновидности, различающиеся видом регистрируемого излучения. Разновидности методов, регистрирующих γ -излучение, подразделяются на *интегральные и спектральные* модификации в зависимости от того, регистрируются ли все γ -кванты или же кванты в ограниченных энергетических интервалах. Большинство методов может осуществляться с одним либо с двумя и более детекторами, размещенными на различном расстоянии от источника. Соответственно выделяют *однозоновые и двухзоновые (многозоновые)* модификации таких методов.

Классификация нейтронных методов, построенная на описанных принципах, представлена на рисунке 1.

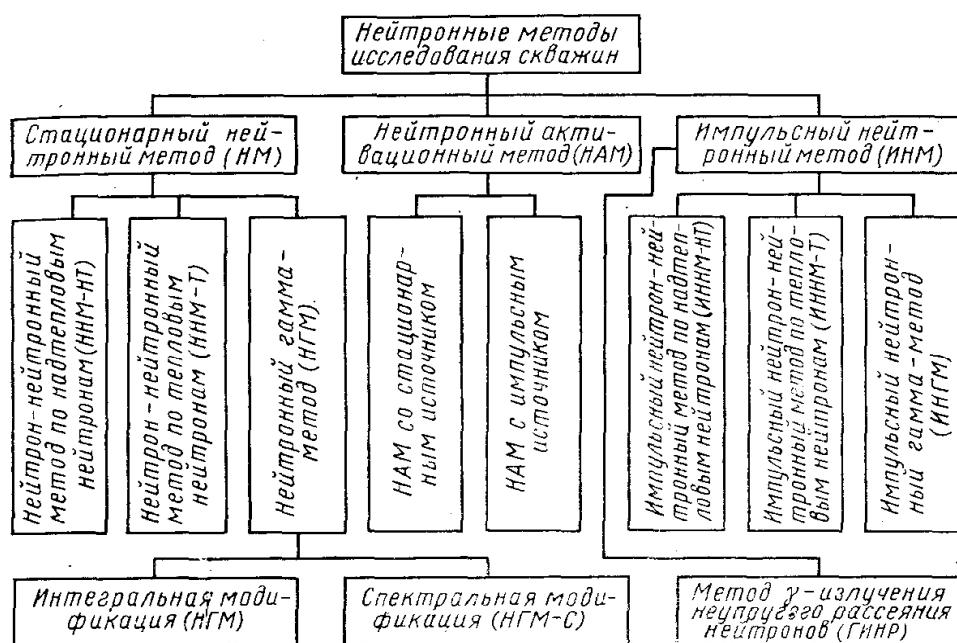


Рис. 1. Классификация нейтронных методов исследования скважин.

Указаны сокращенно обозначения отдельных методов и их модификаций в соответствии с правилами, принятыми в геофизической литературе. Методы первой группы (естественных излучений) обозначаются двумя буквами. Первая буква показывает вид регистрируемого излучения (Г - γ -кванты, Н - нейтроны), второй буквой является буква «М» или К (соответственно начальные буквы слов «метод» или «каротаж»). Например, гамма-метод или гамма-каротаж обозначают ГМ или ГК.

В стационарных методах второй группы первая буква за редким исключением обозначает вид частицы (источника), которым облучают горную породу, вторая-вид регистрируемого излучения, третья - «К» или «М» (начальные буквы слов «метод» или «каротаж»). В случае импульсных методов указанным трем буквам предшествует буква «И». После приведенных трех или четырех букв через тире (иногда в виде индекса малыми буквами) дается детальная характеристика метода: буквы «Т» и «НТ» при обозначениях нейтронных методов означают регистрацию соответственно тепловых и надтепловых нейтронов; буква «С» после обозначения методов, регистрирующих гамма-излучение, означает спектральную (селективную) модификацию. Гамма-гамма-метод (ГГМ) используется в плотностной (ГГМ-П) и селективной (ГГМ-С) модификациях, различающихся энергией используемого γ -излучения. Иногда встречаются и другие дополнительные буквы после тире, но в их употреблении еще нет единства (некоторые будут приведены ниже при рассмотрении соответствующих методов). Для части методов установились обозначения, не подчиняющиеся приведенным правилам. Обозначения таких методов будут рассмотрены ниже в соответствующих главах книги.

§ 2. История развития радиоактивных методов

Идея большинства радиоактивных методов была высказана в 30-х и 40-х годах XX в. Первый из них - гамма-каротаж предложен в 1933 г. Г.В.Горшковым, Л.М.Курбатовым и А.В.Шпаком, второй - гамма-нейтронный каротаж - в 1937 г. Г.В.Горшковым, третий - нейтронный гамма-каротаж - в 1941 г. Б.М.Понтекорво. В 1947 г. А.А.Коржев разработал нейтронный активационный каротаж. В 50-х годах предложены гамма-гамма- и импульсный нейтронный каротаж. Первый из них вначале применялся к исследованию плотности почв и грунтов (Д.Бердан, Р.К.Бернард, Д.Дж.Белчер, 1950 г.), а затем советскими учеными В.А.Арцыбашевым, Ю.П.Булашевичем, Ю.А.Гулиным, А.П.Очкуром и другими в нефтяных, газовых и рудных скважинах. В 1957 г. Г.М.Воскобойников предложил селективную модификацию гамма-гамма-каротажа, получившую широкое применение на рудных месторождениях. Идея импульсного нейтронного каротажа высказана в 1956 г. в СССР академиком Г.Н.Флеровым. Разработка и внедрение в практику гамма-методов (ГМ) и нейтронных гамма-методов (НГМ) в СССР связаны в первую очередь с работами Лаборатории ядерной геофизики МИНХ и ГП им. И. М. Губкина, руководимой в 1947—1952 гг. Б. Б. Лапуком, Г. Н. Флеровым и Б. Г. Ерозолимским, а с 1952 г. В. Н. Дахновым и А. И. Холиным, а также тематической партии треста «Башнефтегеофизика» под руководством Ю.А. Гулина. Сотрудники МИНХ и ГП (О.А.Барсуков, Д.Ф.Беспалов, Л.С.Полак и др.) разработали первые методики и аппаратуру ГМ и НГМ, получившие промышленное применение.

В 50-х годах МИНХ и ГП и лабораторией радиометрии Института нефти АН СССР (руководители Ф.А.Алексеев, Г.Н.Флеров, Б.Г.Ерозолимский) разработаны методы разделения нефтеносных и водоносных пластов в обсаженных скважинах по данным нейтрон-нейтронных методов (ННМ), НГМ, импульсных нейтронных методов и метода наведенной активности. В разработке и дальнейшем совершенствовании этих методов принимали участие Я.Н.Басин, Л.Б.Берман, В.М.Запорожец, Н.Н.Кухаренко, В.В.Ларионов, В.А.Новгородов, Б.М.Орлинский, Н.В.Попов, Р.А.Резванов, Д.М.Сребро-дольский, С.А.Султанов, А.С.Школьников, Ю.С.Шимелевич и многие другие ученые, а также руководители производственных управлений и тематических партий В.В.Федынский, С.М.Аксельрод, Е.Б.Бланков, И.Л.Дворкин, В.П.Иванкин, Л.З.Цлав и др. Значительный вклад внесли американские специалисты И.Девав, И.Рассел, А.Юманс, Ч.Титл и др.

В 50-х годах ГМ получил широкое применение на урановых месторождениях (А.К.Овчинников, В.Л.Шашкин и др.), а коллективами УФ АН СССР, ВИРГ и ЛГИ под руководством Ю.П.Булашевича, Г.М.Воскобойникова, А.П.Очкура, М.М.Соколова и В.А.Арцыбашева разработаны методика и аппаратура гамма-гамма-метода (ГГМ) для исследования угольных и рудных скважин. Разработка этого метода для исследования нефтяных скважин осуществлялась во ВНИИГИСе Ю.А.Гулиным, Д.А.Бернштейном и другими, а в США — П.Бейкером и др. В результате дальнейших работ для исследования рудных и угольных скважин созданы рентгено-радиометрический каротаж

Глава I КЛАССИФИКАЦИЯ И ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ РАДИОАКТИВНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

(В.А.Мейер, Е.П.Леман и др.), а также методика определения многих полезных ископаемых по данным нейтронного-активационного метода (НАМ) (Ю.П.Булашевич, Д.И.Лейпунская, И.Н.Сенько-Булатный, К.И.Якубсон и др.), ННМ (И.И.Фельдман), спектральных модификаций ГМ и НГМ (А.М.Блюменцев, И.И.Фельдман, К.И.Якубсон и др.), ИНМ (Л.А.Пудкарадзе и др.).

В то-же время для исследования нефтяных скважин разработаны двухзондовые модификации ГГМ и ННМ (Ю.А.Гулин, Я.Н.Басин, А.Л.Поляченко, Л.Г.Петросян, Д.Уол, Д.Тит-мен, Л.Аллен, Р.Колдуэлл, Р.Алгер и др.), значительно менее чувствительные к колебаниям скважинных условий. Созданы теоретические основы, методика и аппаратура ядерно-магнитного каротажа ЯМК (С.А.Аксельрод, В.М.Запорожец, А.М.Мелик-Шахназаров, В.Д.Неретин, Р.Браун, И.Кулидж, Х.Торри и др.). Разработку теории важнейших ядерных методов исследования скважин осуществляли в СССР Ю.П.Булашевич, Г.М.Воскобойников, Г.В.Горшков, А.П.Казанский, С.А.Кантор, Д.А.Кожевников, В.В.Ларионов, А.Л.Поляченко, Р.А.Резванов, Е.М.Филиппов и др., в США Л.Аллен, Ч.Титл и др. и в ПНР Я.Чубек.

Глава II РАДИОАКТИВНОСТЬ. ЯДЕРНЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ГОРНЫЕ ПОРОДЫ

§ 3. Радиоактивность

Ядра некоторых изотопов могут самопроизвольно превращаться в ядра других элементов с выделением энергии. Этот процесс называют *радиоактивностью*. Превращение ядра обычно происходит путем излучения α -или β -частицы (α - или β -распад), реже наблюдается захват ядром одного из электронов атома (электронный захват). Каждый из видов распада может сопровождаться испусканием γ -квантов.

Альфа- и бета-лучи представляют собой соответственно потоки ядер гелия (частиц, состоящих из двух протонов и двух нейтронов) и быстрых электронов. Гамма-лучи - поток частиц (квантов) высокочастотного электромагнитного излучения наподобие света, но с гораздо меньшей длиной волны, или с большей энергией кванта.

Время распада отдельно взятого ядра предсказать нельзя, так как радиоактивный распад является случайным событием. Однако при достаточно большом числе радиоактивных атомов среднее число распадов в единицу времени почти постоянно, и потому можно говорить о законе уменьшения количества радиоактивных ядер во времени. Этот закон имеет вид

$$N = N_0 e^{-(\ln 2/T)t} \quad (I.1)$$

где N_0 - число ядер радиоактивного элемента в начальный момент времени ($t = 0$); N - то же, в момент времени t ; T - период полураспада, т. е. время, в течение которого распадается в среднем половина атомов данного радиоактивного изотопа, с. Количественной характеристикой радиоактивности некоторого вещества (препарата) является число распадов за единицу времени. Для радиоактивного изотопа количество распадов A за 1 с прямо пропорционально числу его атомов N :

$$A = \lambda N. \quad (I.2)$$

Коэффициент пропорциональности λ , называемый *постоянной распада*, связан с периодом полураспада соотношением.

$$\lambda = \ln 2/T = 0,693/T. \quad (I.3)$$

Постоянная распада измеряется в с^{-1} за единицу радиоактивности, называемую беккерель (Бк), принимается активность вещества, в котором происходит 1 расп./с. Внесистемная единица кюри (Ки) равна $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк, т. е. числу распадов в 1 г ^{226}Ra .

Поскольку энергия и количество γ -квантов за один распад различны для разных радиоактивных изотопов, величина радиоактивности в кюри недостаточна для суждения о гаммаактивности вещества. С целью характеристики последней широко используют внесистемную единицу миллиграмм-эквивалент радия (мг-экв. Ra)-активность препарата, γ -излучение которого обладает такой же ионизирующей способностью, как и излучение 1 мг ^{226}Ra (вместе с продуктами его распада) после прохождения через платиновый фильтр толщиной 0,5 мм.

§ 4. Взаимодействие радиоактивных излучений с веществом

Поле излучений характеризуется плотностью и плотностью потока частиц, а также интенсивностью излучения.

Плотность частиц η - число частиц, находящихся в данный момент времени в единице объема среды. Плотность частиц измеряется в част./ м^3 или част./ см^3 .

Плотность потока частиц Φ для параллельного пучка - число частиц, падающих в 1 с на единичную площадку, перпендикулярную

$$\Phi = n v, \quad (I.4)$$

к направлению пучка. Очевидно, где v - скорость частиц в м/с или см/с. Плотность потока измеряется в $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ или $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

Для поля частиц с хаотичным направлением движения плотность потока частиц - произведение плотности частиц на их скорость, т. е. выражение (1.4) является определением плотности потока в общем случае.

Интенсивность излучения J -энергия излучения, падающего в единицу времени на единичную площадь. Интенсивность излучения измеряется в $\text{Вт}/(\text{м}^2\text{c})$, $\text{МэВ}/(\text{см}^2\text{c})$ и т. п. Для моноэнергетического пучка частиц с кинетической энергией E

$$J = \Phi E.$$

Интенсивность поля γ -квантов характеризуют также величиной *мощности экспозиционной дозы*. *Экспозиционная доза* (ниже доза) равна суммарному заряду всех ионов одного знака, созданных γ -излучением в единице массы сухого воздуха. Экспозиционная доза в единицах СИ измеряется в $\text{Кл}/\text{кг}$. Используют также внесистемную единицу - рентген (Р); $1 \text{ P} = 2,58 \times 10^4 \text{ Кл}/\text{кг}$.

Доза, создаваемая в единицу времени, называется *мощностью дозы*. Мощность дозы в единицах СИ измеряется в $\text{A}/\text{кг}$ (внесистемная единица Р/с; $1 \text{ P/c} = 2,58 \cdot 10^4 \text{ A}/\text{кг}$).

Заряженные частицы и гамма-кванты взаимодействуют в основном с атомами вещества, а электрически нейтральные частицы, например нейтроны, с ядрами атомов. Важной характеристикой пары частица-атом (ядро) является вероятность взаимодействия частиц с атомом (ядром). Для ее определения рассмотрим тонкую мишень, содержащую монослой атомов одного и того же вида. Предположим, что на мишень перпендикулярно падает пучок частиц. Число $N_{\text{вз}}$ взаимодействий, происходящих на элементе мишени площадью 1 m^2 , может быть представлено в виде где $N'_{\text{ат}}$ — число атомов (ядер) на 1 m^2 площади.

$$N_{\text{вз}} = \sigma N'_{\text{ат}} \Phi, \quad (\text{I.5})$$

Коэффициент σ , имеющий размерность площади, характеризует вероятность взаимодействия, т. е. среднее число взаимодействий, приходящихся на один атом (ядро) при единичном потоке частиц. Таким образом, величину σ можно представить как поперечное сечение некоторого шара,писанного вокруг атома (ядра), при попадании частицы в который происходит взаимодействие между частицей и атомом (ядром).

Исходя из этого вероятность взаимодействия излучения с атомом (ядром) принято называть эффективным сечением взаимодействия частицы (нейтрона, γ -кванта и т. п.) с атомом (ядром), или *сечением реакции*, или *сечением*. Его измеряют в m^2 или cm^2 . Сечение взаимодействия зависит не только от вида атома и частицы, но и от энергии последней.

Суммарное сечение всех атомов (ядер) в единице объема вещества называется *макроскопическим сечением взаимодействия* Σ . Для моноэлементного вещества, состоящего из атомов или изотопов одного вида,

$$\Sigma = \sigma N_{\text{ат}}. \quad (\text{I.6})$$

Макроскопическое сечение взаимодействия измеряется в см^{-1} или m^{-1} . Для сред сложного состава, состоящего из атомов нескольких видов,

$$\Sigma = \sum_{i=1}^k \sigma_i N_{\text{ат}i}, \quad (\text{I.6a})$$

где $N'_{\text{ат}i}$ — число атомов (ядер) i -го вида в единице объема вещества; σ_i — сечение взаимодействия для атомов (ядер) i -го вида.

Чтобы яснее представить себе значение понятия эффективного сечения взаимодействия, рассмотрим закон ослабления параллельного пучка частиц в веществе. Пусть на поверхность плоской мишени падает параллельный пучок частиц с плотностью потока Φ_0 (рис. 2).

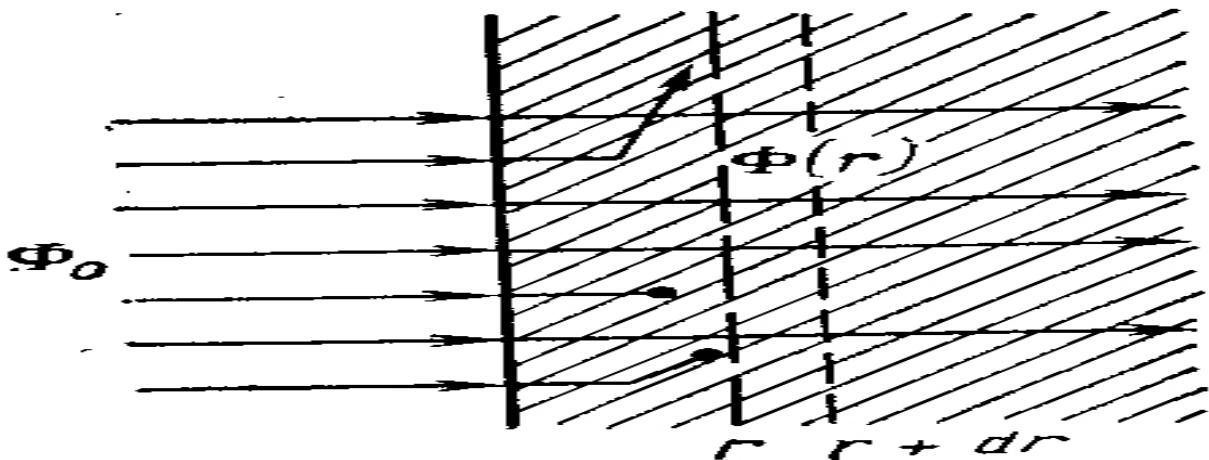


Рис. 2. Прохождение параллельного пучка частиц через вещество.

Плотность потока частиц, не испытавших взаимодействия с веществом и сохранивших первоначальное направление движения, на глубине r от внешней («лицевой») поверхности мишени обозначим $\Phi(r)$. Ослабление плотности потока в тонком слое мишени толщиной dr , расположенному на глубине r ,

$$d\Phi = - \sum \Phi(r) dr. \quad (I.66)$$

Это соотношение получается из выражения (1.5), если учесть, что величина $\sum dr$ есть суммарное сечение взаимодействия атомов в тонком слое мишени толщиной dr и единичной площадью. Знак минус показывает, что плотность потока частиц Φ с глубиной убывает.

Последнее выражение можно записать в виде

$$\sum = - \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dr}.$$

Отсюда видно, что макроскопическое сечение взаимодействия имеет также смысл относительного уменьшения плотности потока в тонкой мишени, отнесеного к единице длины пути пучка. Поэтому его называют *линейным коэффициентом ослабления*.

Интегрирование уравнения (1.66) приводит к закону ослабления параллельного пучка частиц в веществе

$$\Phi(r) = \Phi_0 e^{-\Sigma r}. \quad (I.7)$$

Подчеркнем еще раз, что в общем случае Φ характеризует не общую плотность потока частиц на глубине r , а плотность потока частиц, еще не испытавших взаимодействия с атомами (ядрами) вещества, т. е. первичных не рассеянных частиц. Когда же кроме поглощения возможно также рассеяние частиц, то плотность потока Φ всех частиц больше, чем Φ . В этом случае экспоненциальный характер зависимости нарушается. Однако иногда и для описания полного потока (включая частицы, испытавшие рассеяние) используют экспоненциальное выражение

$$\tilde{\Phi} = \Phi_0 e^{-\Sigma_{\text{эфф}} r}. \quad (I.8)$$

Величина $\Sigma_{\text{эфф}}$ называется *эффективным коэффициентом ослабления*. Последний зависит и от толщины r мишени.

Связь Φ с r часто описывают также формулой

$$\tilde{\Phi} = \Phi_0 B e^{-\Sigma r}, \quad (I.8a)$$

где B — фактор накопления излучения, зависящий (как и $\Sigma_{\text{эфф}}$) от расстояния до источника, состава среды, вида и энергии частиц. Величина $1/B$ равна доле первичного (не рассеянного) излучения в потоке. Легко показать, что Σ — величина, обратная среднему пути λ , проходимому частицей без взаимодействия и называемому *свободным пробегом частицы* в данной среде,

$$\lambda = 1/\Sigma. \quad (I.9)$$

Можно также показать, что среднее значение квадрата свободного пробега

$$\bar{\lambda}^2 = 2/\Sigma^2 = 2\lambda^2. \quad (I.10)$$

Альфа-частицы представляют собой ядра гелия He с большой кинетической энергией. Спектр энергий α -частиц данного радиоактивного изотопа состоит из одной или нескольких линий. Длина пробега α -частиц основных естественных радиоактивных элементов (энергия $E_a = 4-8$ МэВ) в воздухе составляет 2,6—8,8 см, а в горных породах примерно в 10³ раз меньше.

Бета-частицы представляют собой быстрые электроны или позитроны. Спектр β -частицы сплошной: их энергия E_e непрерывно меняется от нуля до максимальной E_{max} , равной энергии β -распада и составляющей для различных изотопов величину до нескольких мегаэлектронвольт.

Закон ослабления β -частиц радиоактивных веществ приближенно описывается отрезком экспоненты (1.7). Экспоненциальный закон, естественно, выполняется лишь до некоторых глубин r , поскольку существует максимальный пробег r_{max} ; $\Phi = 0$ при $r > r_{max}$. Бета-частицы естественных радиоактивных элементов в горных породах имеют пробег не более 8—9 мм.

Гамма-излучение может сопровождать как α -, так и β -распад. Ядро — продукт, образовавшийся в результате α - или β -распада, часто оказывается в возбужденном состоянии. Энергия, высвобождающаяся при переходе ядра в более низкие состояния, испускается в виде электромагнитного излучения, называемого γ -излучением.

Спектр γ -квантов, сопровождающих распад естественных радиоактивных элементов, простирается примерно до 3 МэВ. Гамма-излучение относится к сильно проникающему излучению, для практически полного поглощения которого требуется слой горных пород (или других, близких по плотности веществ) толщиной в несколько десятков сантиметров.

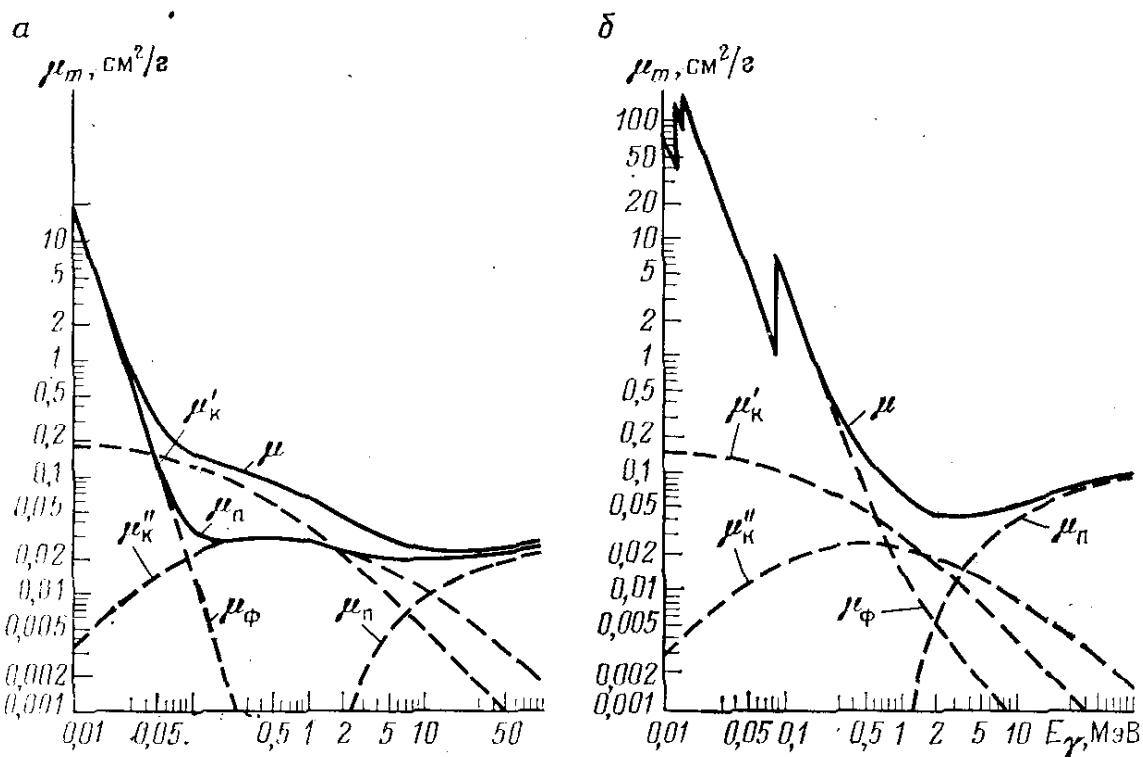


Рис. 3. Зависимость массовых коэффициентов поглощения γ -излучения в Al (а) и Pb (б) от энергии γ -квантов.

Хотя γ -кванты испытывают большое число различных типов взаимодействий, однако вероятность большинства из них мала и ослабление потока γ -квантов в веществе практически

происходит лишь за счет процессов фотоэффекта, комптон-эффекта и эффекта образования пар. Полное сечение взаимодействия (линейный коэффициент ослабления) γ -квантов с веществом (макроскопическое сечение которого для γ -квантов принято обозначать μ) является, таким образом, суммой сечений перечисленных процессов:

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_\pi;$$

$$\mu = \mu_\phi + \mu_k + \mu_\pi$$

Фотоэффектом (фотоэлектрическим поглощением) называется такое взаимодействие, при котором γ -квант поглощается, причем энергия расходуется частично на отрыв от атома одного из электронов, частично же передается последнему в виде кинетической энергии.

Чем больше энергия связи электрона с ядром, тем выше вероятность фотоэффекта. Вследствие этого сечение взаимодействия растет с увеличением атомного номера Z вещества и наиболее вероятно взаимодействие с электронами K - и L -оболочек, ближайших к ядру. Разумеется, взаимодействие может происходить лишь в случае, когда энергия γ -кванта больше энергии связи электрона. Это обуславливает наличие скачков на графике зависимости $\sigma_\phi(E_\nu)$ при значениях E_ν , близких к энергии связи электронов (E_K , E_L и т. п.) соответствующих оболочек. Так, если $E_L < E_\nu < E_K$, то фотоэффект возможен во всех оболочках, кроме K -оболочки. При $E_\nu > E_K$ фотоэффект происходит и на K -оболочке, вследствие чего σ_ϕ и μ_ϕ в случае $E_\nu = E_K$ увеличиваются скачком (рис. 3, б, скачок при $E_\nu = 0,087$ МэВ). Вероятность (сечение) фотоэффекта резко уменьшается с ростом энергии кванта.

Зависимость σ_ϕ от энергии кванта и атомного номера среды (при $E_K \ll E_\nu \ll m_e c^2 = 0,5$ МэВ, где m_e — масса покоя электрона; c — скорость света) можно описать следующей приближенной формулой:

$$\sigma_\phi \approx 6,65 \cdot 10^{-25} \frac{4\sqrt{2}}{1344} Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\nu} \right)^{1/2}. \quad (I.11)$$

Комптон-эффект заключается в рассеянии γ -кванта электроном. В области, где комптон-эффект является преобладающим (для наиболее распространенных горных пород в интервале 0,05—15 МэВ), E_ν больше энергии связи электронов с ядром у большинства веществ, и потому связь электрона практически не оказывается на закономерностях комптоновского рассеяния. В частности, сечение взаимодействия пропорционально концентрации электронов. Так, сечение на один атом σ_k равно $\sigma_k(E) = Z\sigma_{ke}(E)$, где σ_{ke} — сечение на один электрон (не зависящее от Z), а макроскопическое сечение

$$\mu_k = N_{at}\sigma_k = \frac{N_A \delta}{M} Z\sigma_{ke} = \frac{1}{2} N_A \delta_e \sigma_{ke}. \quad (I.12)$$

Здесь N_{at} — число атомов в 1 см³; $\delta_e = (2Z/M)\delta$ — электронная плотность вещества; N_A — число Авогадро; M — массовое число атома; δ — плотность вещества.

Величина $2Z/M = \delta_e/\delta$ называется *относительной электронной плотностью*. Для легких элементов (исключая водород) $2Z/M=1$ и электронная плотность мало отличается от обычной плотности. Согласно формуле (1.12), отношение $\mu/m_e = \mu_k/\delta_e$ не зависит от типа вещества. Для легких веществ отношение $Z/M = \chi^{1/2}$ практически одинаково для различных веществ и величина *массового коэффициента ослабления*

$$\mu_m = \frac{\mu_k}{\delta} = \frac{N_A Z}{M} \sigma_{ke} \delta \approx \frac{N_A}{2} \sigma_{ke} \delta. \quad (I.13)$$

Величины σ_k и μ_k медленно уменьшаются с ростом E_ν (см. рис. 3). Независимость σ_{ke} от типа вещества позволяет легко рассчитать σ_k и μ_k для любого вещества с атомным номером Z по известному его значению для одного из веществ, например для А1.

$$\sigma_k = \sigma_k^{Al} (Z/Z_{Al}).$$

Отсюда

$$\mu_k = \frac{M_{Al}}{M} \frac{Z}{Z_{Al}} \frac{\delta}{\delta_{Al}} \mu_k^{Al}. \quad (I.14)$$

Согласно указанному выше для легких веществ

$$\mu_k \approx (\delta/\delta_{A1}) \mu_k^{Al}. \quad (I.15)$$

Энергия γ -кванта E_γ' после соударения связана с начальной энергией E_γ соотношением

$$E_\gamma' = E_\gamma \left[1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \right]^{-1}, \quad (I.16)$$

где θ - угол рассеяния γ -кванта.

Поскольку при комптоновском рассеянии расходуется не вся энергия γ -кванта (γ -квант не исчезает), то для характеристики вероятности потери энергии потока вводят *сечение истинного поглощения* σ''_k , равное произведению σ_k на среднюю энергию квантов, передаваемую электрону при одном соударении, и *сечение истинного рассеяния* $\sigma'_k = \sigma_k - \sigma''_k$. При малых значениях E_γ доля энергии, переданная электрону при соударении, невелика и $\sigma'' \ll \sigma_k$; в случае больших величин энергии кванта, наоборот, $\sigma'' = \sigma_k$.

Для расчета средней энергии γ -кванта после соударения и решения других задач необходимо знать плотность вероятности рассеяния в заданный телесный угол Ω , определяемый полярным θ и азимутальным ϕ углами, т. е. закон распределения угла рассеяния θ , входящего в формулу (16). Произведение указанной плотности вероятности на величину σ_k , называемое *дифференциальным сечением рассеяния* $d\sigma_k/d\Omega$ подчиняется формуле Клейна—Нишины—Тамма:

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{r_0^2 (1 + \cos^2 \theta)}{2 [1 + \kappa (1 - \cos \theta)]} \left\{ 1 + \frac{\kappa^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) [1 + \kappa (1 - \cos \theta)]} \right\}, \quad (I.17)$$

где r_0 — классический радиус электрона ($r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см); $\kappa = E_\gamma/(m_e c^2)$;
 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi = d \cos \theta d\phi$.

За исключением области чрезвычайно малых значений E_γ , угловое распределение рассеянного излучения, называемое также *индикаторой рассеяния*, далеко от изотропного: вероятность рассеяния γ -кванта вперед значительно выше, чем назад.

Эффект образования пар наблюдается при энергии γ -кванта, превышающей суммарную энергию покоя электрона и позитрона ($2m_e c^2 = 1,02$ МэВ). В этих условиях энергетически возможно исчезновение γ -кванта с образованием пары электрон—позитрон. Для соблюдения закона сохранения импульса этот процесс должен идти в присутствии третьей частицы, которой передается часть импульса и энергии кванта. Роль такой третьей частицы играют преимущественно ядра атомов. Поэтому вероятность эффекта образования пар σ_n зависит от заряда ядра

$$\sigma_n \sim Z^2; \quad \mu_n \sim \frac{Z^2}{M} \delta,$$

а в легких веществах кроме водорода

$$\mu_n \sim Z\delta.$$

Зависимость величин σ_n и μ_n от энергии вначале примерно пропорциональна ($E_\gamma = 1,02$ МэВ), а при больших значениях E_γ близка к логарифмическому закону (см. рис.3).

Позитрон, образовавшийся в результате эффекта пар, практически мгновенно (10^{-8} с) тормозится в среде и исчезает в реакции аннигиляции $e^+ + e^- = 2\gamma$, т. е. эффект образования пар обязательно сопровождается созданием двух новых γ -квантов с энергией по 0,51 МэВ.

Для каждого вещества существуют области энергии, в которых преобладает один из эффектов. Так, для основных породообразующих элементов ($Z = 6—20$) фотоэффект преобладает при $E_\gamma < 0,02—0,07$ МэВ, комптоновское рассеяние в случае $0,02—0,07 < E_\gamma < 12—20$ МэВ, эффект образования пар при $E_\gamma > 12—20$ МэВ. Как видно из рис. 3, в области преобладания комптоновского эффекта массовый коэффициент поглощения μ_m зависит лишь от энергии излучения и мало зависит от состава вещества.

§ 5. Взаимодействие нейтронов с веществом

Нейtron — элементарная частица с массой, близкой к массе протона. Не обладая электрическим зарядом, нейтроны не испытывают действия электрических зарядов электронов и ядер, поэтому имеют большую проникающую способность. Кроме того, при соударении с ядрами они вызывают разнообразные ядерные реакции, что делает их ценным инструментом для изучения ядерного состава горных пород, а через него и химического.

В зависимости от энергии E_n нейтроны подразделяются на *тепловые* ($E_n < 1 \text{ эВ}$), *промежуточные* ($1 \text{ эВ} < E_n < 0,1 \text{ МэВ}$) и *быстрые* ($E_n > 0,1 \text{ МэВ}$). Соответствующие этим нейtronам области энергий называются *тепловой*, *промежуточной* и *быстрой*. Нейтроны с энергией $E_n = 1 \text{ эВ} = 1 \text{ кэВ}$ часто называют *резонансными*, а группу нейtronов в несколько неопределенном интервале энергий, непосредственно примыкающем к области тепловых нейtronов (примерно $0,3 - 10^2 \text{ эВ}$) — *надтепловыми*. Тепловые нейтроны находятся в тепловом равновесии с молекулами среды, т. е. распределение их энергии совпадает с распределением Максвелла для заданной температуры среды. Средняя скорость тепловых нейtronов при комнатной температуре равна 2200 м/с , энергия $0,025 \text{ эВ}$. Реакции с участием нейtronов подразделяются на следующие группы: *рассеяние* и *поглощение нейtronов*. Наиболее вероятно при всех энергиях рассеяние нейtronов, которое может быть упругим и неупругим.

Упругое рассеяние нейtronов аналогично столкновению двух идеально упругих шаров. Сумма кинетических энергий нейtrона и ядра-мишени после соударения считается равной значению этой суммы до соударения; какого-либо расхода кинетической энергии на изменение внутреннего состояния ядра не наблюдается. Сечение упругого рассеяния σ_p для большинства ядер в тепловой и промежуточных областях почти постоянно, а в быстрой области испытывает значительные колебания. значения энергии (рис.4).

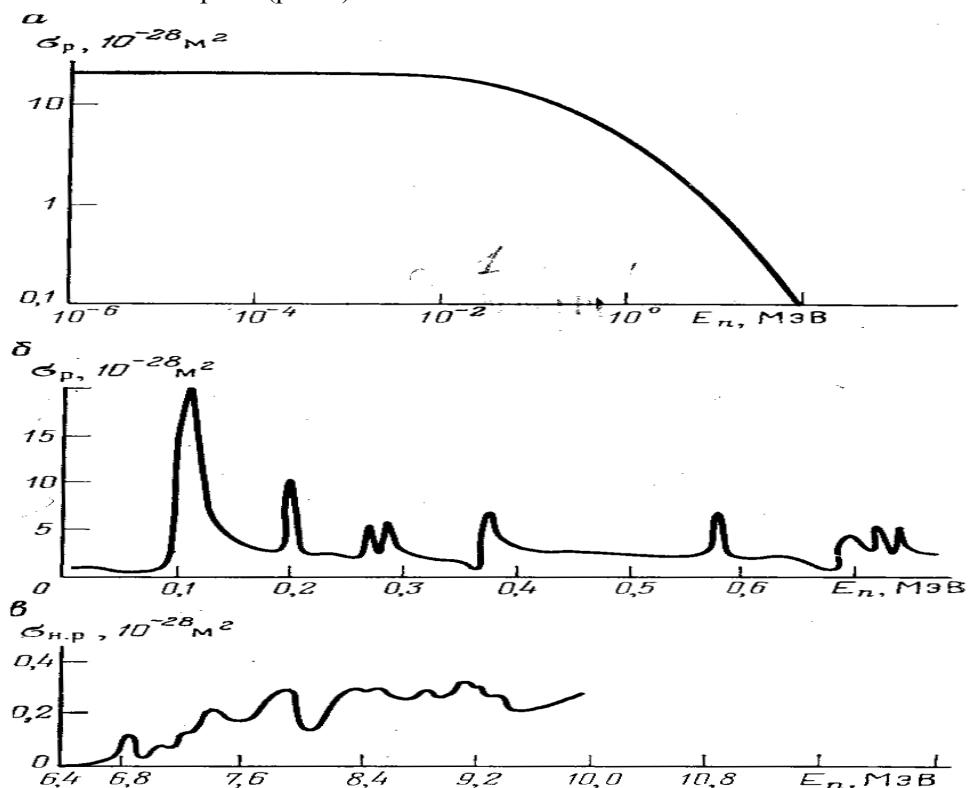


Рис. 4. Примеры зависимостей сечений упругого σ_p (а, б) и неупругого $\sigma_{n,p}$ (в) рассеяния от энергии нейtronов E_n . Элементы: а— ${}_1\text{H}$, б— ${}_{16}\text{S}$, в— ${}_{8}\text{O}$

Исключением является водород, имеющий наибольшее сечение упругого рассеяния по сравнению с основными породообразующими элементами. В тепловой области сечение водорода резко падает (с $8 \cdot 10^{-27}$ до $2 \cdot 10^{-27} \text{ м}^2$), в промежуточной области остается постоянным, а в быстрой снова падает до $(4-5) \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$ (см. рис. 4, а).

$$E'_n = E_n \frac{M^2 + 2M \cos \psi + 1}{(M+1)^2}, \quad (I.18)$$

Потеря энергии нейтронов при соударении зависит от массы ядра M и угла рассеяния нейтрона. Так, энергия нейтрона до соударения (E_n) с покоящимся ядром и после него (E'_n) связаны соотношением где ψ —угол рассеяния нейтрона в системе центра масс С; косинус угла рассеяния нейтрона в лабораторной системе L

$$\cos \theta = \frac{M \cos \psi + 1}{\sqrt{M^2 + 2M \cos \psi + 1}}. \quad (I.19)$$

Согласно выражению (1.18), минимальное значение E' при лобовом соударении ($\psi=\pi$)

$$E'_{n \text{ min}} = a E_n,$$

где $a = \left(\frac{M-1}{M+1}\right)^2$,

а потеря энергии

$$\Delta E_{n \text{ max}} = E_n - E'_{n \text{ min}} = (1-a) E. \quad (I.18a)$$

Показано, что при изотропном рассеянии нейтронов в системе центра масс значение E равномерно распределено в интервале (aE_n, E_n). Следовательно, средние значения

$$\bar{E}_n = \frac{1-a}{2} E; \quad \bar{E}'_n = \frac{1+a}{2} E_n. \quad (I.20)$$

В теории более удобна и чаще используется среднелогарифмическая потеря энергии на одно соударение — *параметр замедления*

$$\xi = \overline{\ln E_n - \ln E'_n} = 1 + \frac{a}{1-a} \ln a. \quad (I.21)$$

Формула (1.21) получена в предположении, что рассеяние является изотропным в системе С, т. е. $\cos \psi$ распределен равномерно в интервале (-1,1). Такое рассеяние характерно для медленных и промежуточных нейтронов. В этом случае рассеяние в лабораторной системе координат L будет, очевидно, неизотропным. Более вероятно рассеяние вперед; средний косинус угла рассеяния θ в лабораторной системе определяется выражением

$$\overline{\cos \theta} = 2/3 M. \quad (I.22)$$

При больших величинах E_n рассеяние на большинстве элементов и в системе С анизотропно и направлено преимущественно вперед.

Если ξ не зависит от энергии нейтрона, среднее значение логарифма энергии после J соударений

$$\overline{\ln E'_{nj}} = \ln E_n - j\xi.$$

Отсюда среднее число соударений, необходимых для замедления нейтрона от энергии E_n до энергии E'_n ,

$$\bar{j} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_n}{E'_n}. \quad (I.23)$$

Из соотношения (1.21) следует, что наибольшая потеря энергии нейтронов ($\xi=1$) наблюдается при соударении с ядром, имеющим массовое число $M=1$, т. е. с ядром водорода. При лобовом соударении нейтрона с протоном ($\theta=\pi$) возможна полная потеря его энергии. В то же время соответствующие величины для кислорода и кремния составляют всего 11 и 6 % ($\xi=0,12; 0,07$). Из-за высокого сечения рассеяния и большой потери энергии нейтрона при соударении с ядрами водорода последний является аномальным замедлителем нейтронов.

Неупругое соударение нейтронов приводит к большей потере энергии нейтрона по сравнению с упругим рассеянием на том же ядре, поскольку при этом энергия расходуется не только на создание кинетической энергии ядра-отдачи, но также на его возбуждение, т. е. увеличение внутренней энергии ядра.

Энергия возбуждения ядра в последующем высвобождается в виде γ -квантов. Спектр последних характерен для данного элемента и может быть использован для его определения методом ГИНР.

Неупругое рассеяние — пороговая реакция. Энергия порога $E_{\text{пор}}$, незначительно превышающая энергию E_{n1} первого возбужденного уровня ядра, уменьшается с ростом массового числа M (от нескольких мегаэлектронвольт для легких ядер примерно до 10^2 кэВ для тяжелых). Поэтому неупругое рассеяние происходит только с быстрыми нейтронами и преимущественно на тяжелых ядрах.

Сечение неупрого рассеяния $\sigma_{n,p}$ отличается от нуля при $E_n > E_{\text{пор}}$ и при $E_n = 10 - 15$ МэВ достигает максимального значения, составляющего для различных элементов величину от $n \cdot 10^{-29}$ до 10^{-28} м² (см. рис. 4, в). Угловое распределение неупрого рассеяния нейтронов изучено мало. Его обычно принимают изотропным в системе C .

Поглощение нейтронов приводит к реакциям с испусканием протона p частицы, двух-трех нейтронов или γ -квантов, которые принято обозначать как реакции (n, p) , (n, α) , (n, γ) , $\alpha(n, 2n)$ и т. д., а также к реакции деления (n, f) . Некоторые из этих реакций — (n, γ) , реакция (n, f) на ^{235}U , (n, p) на ^3He и некоторых других изотопах, а также (n, α) па изотопах ^{10}B и ^{6}Li — идут при любых (хотя более вероятны при малых) значениях энергии нейтрона. Сечение этих реакций в тепловой области убывает обычно обратно пропорционально скорости нейтронов (по закону $1/i$). В таблицах сечений для тепловых нейтронов приводятся значения сечений поглощения (захвата) σ_3 , τ для энергии $E_t = 0,025$ эВ, что соответствует средней энергии теплового движения атомов при нормальной температуре. Сечение поглощения для другой энергии рассчитывается по формуле

$$\sigma_3 = \sigma_{3,t} \sqrt{E_{nt}/E_n}.$$

Сечение захвата тяжелых элементов в промежуточной области обычно имеет резонансный характер (рис. 5).

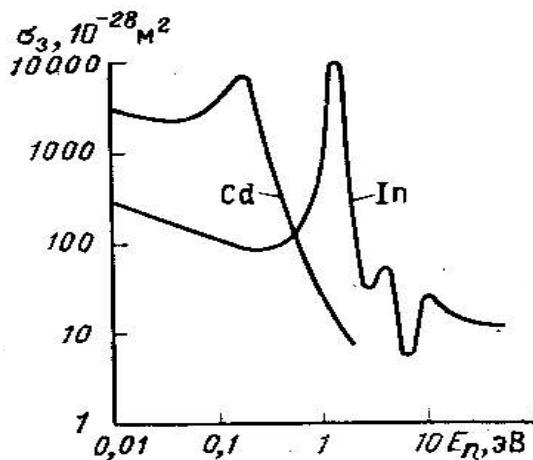


Рис. 5. Пример зависимости сечения захвата σ_3 от энергии нейтронов E_n

Остальные реакции поглощения, т. е. реакции (n, p) и (n, α) для большинства элементов (я, 2я) и др., являются пороговыми, они происходят, как правило, при $E > 2 - 5$ МэВ. Зависимость сечения этих реакций от энергии в общих чертах подобна аналогичной зависимости для сечения неупрого рассеяния (см. рис. 4, в).

Спектр γ -квантов, образующихся по реакции радиационного захвата нейтронов (n, γ) , различен для разных элементов (рис. 6)

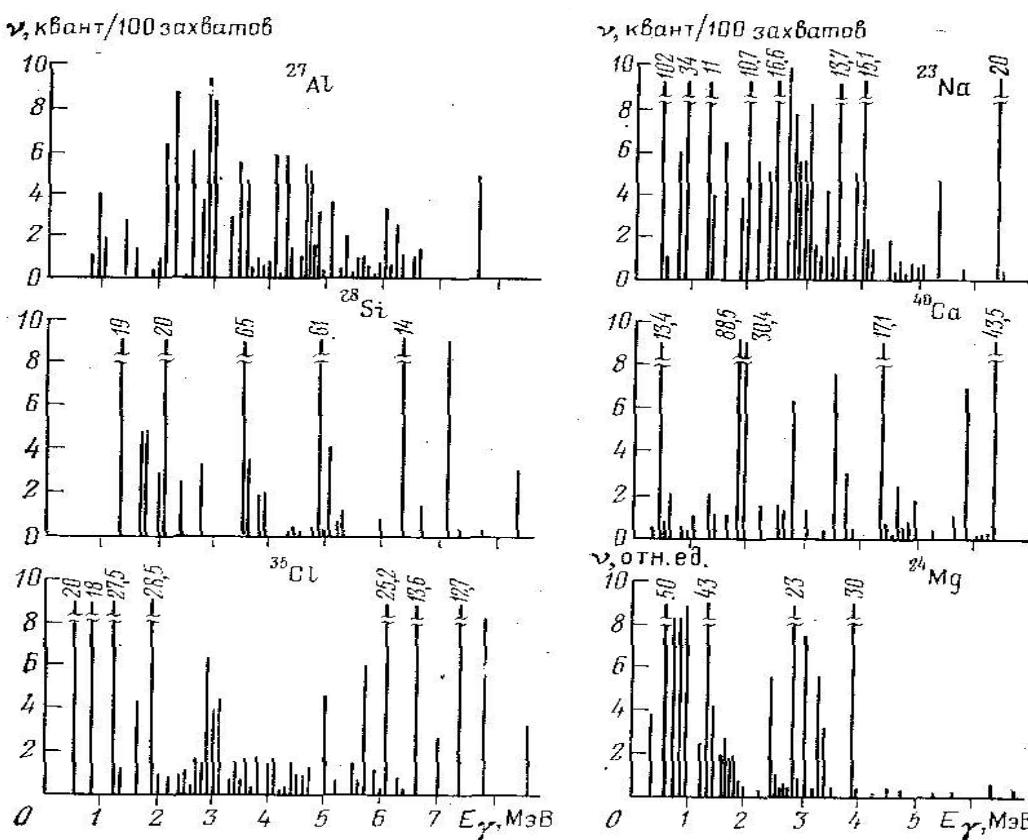


Рис. 6. Спектры γ -излучения радиационного захвата, ν —число γ -квантов. Цифры γ линий — значения ν , выходящие за шкалу

В табл. 1 приведены сечения некоторых реакций, вызываемых тепловыми нейтронами.

ТАБЛИЦА 1. Сечение взаимодействия тепловых нейтронов ($v_n=2200\text{м/с}$)

Элемент или изотоп	Сечение, 10^{-25} м^2		Реакция поглощения	Элемент или изотоп	Сечение, 10^{-25} м^2		Реакция поглощени я
	σ_p	σ_3			σ_p	σ_3	
H	32,0	0,330	(n, γ)	Mn	2,3	13,20	(n, γ)
C	4,8	0,004	То же	Fe	11,	2,62	То же
O	4,2	0,0002	"	Cd	0	2537,00	"
Na	4,0	0,530	"	Gd	7,0	3900,00	"
Mg	3,6	0,063	"	^3He	-	5327,00	(n,p)
Al	1,4	0,241	"	^{10}B	1,0	3840,00	(n, α)
Si	1,7	0,160	"	B	4,0	-	
S	1,1	0,520	"	(естественны й)		758,00	-
Cl	16,0	33,80	"	^{6}Li	4	936,00	(n, α)
K	1,5	2,07	"	Li	-	70,00	-
Ca	3,2	0,44	"	(естественны й)	1,4	-	-

§ 6. Статистические флюктуации при регистрации ядерных излучений

Основными источниками погрешностей при радиометрии являются неконтролируемые колебания (нестабильность) параметров аппаратуры, неточность эталонирования, а также статистический характер радиоактивного распада и взаимодействия излучений. Погрешности первых двух типов во многом сходны с подобными погрешностями при других измерениях, на них останавливаются не будем. Заметим лишь, что при тщательной работе их величина может быть менее 1—2 % от измеряемой величины. Третий тип погрешностей обладает специфическими

особенностями, свойственными лишь измерениям случайных потоков частиц. Рассмотрим его подробнее.

Законы радиоактивного распада [см. выражение (1)], ослабления параллельного пучка [см. формулу (1.7)], а также функции распределения частиц в пространстве и времени, рассмотренные в гл. III, определяют лишь среднее число событий (распадов радиоактивных ядер, регистрации частиц детектором и т. п.), наблюдаемых при большом (теоретически бесконечном) повторении измерений в полностью идентичных условиях. Являясь характеристиками случайных процессов, эти числа от одного опыта к другому испытывают случайные колебания, называемые *статистическими флуктуациями* или *флуктуациями*.

Число событий в перечисленных выше ядерных процессах подчиняется одному и тому же распределению вероятности, называемому *распределением Пуассона*. Согласно последнему вероятность $P(k)$ наблюдения k событий

$$P(k) = \frac{\bar{k}^k e^{-\bar{k}}}{k!}. \quad (I.24)$$

Замечательное свойство закона Пуассона заключается в том, что дисперсия σ_x^2 величины k однозначно связана с \bar{k} , а именно, равна последнему

$$\sigma_k^2 = \bar{k}. \quad (I.25)$$

Отсюда абсолютная средняя квадратическая погрешность определения числа событий в рассматриваемых ядерных процессах

$$\sigma_k = \sqrt{\bar{k}}, \quad (I.25a)$$

а относительная погрешность

$$\delta_k = \sigma_k/\bar{k} = 1/\sqrt{\bar{k}}. \quad (I.25b)$$

Таким образом, погрешность зависит лишь от числа зарегистрированных событий (частиц). При этом несущественно, в течение какого времени эти k частиц были зарегистрированы. Если J — интенсивность излучения, т. е. скорость счета в единицу времени, то соотношения (1.25a) и (1.25b) целесообразно переписать в виде где t — время измерений.

$$\sigma_k = \sqrt{Jt}; \quad \sigma_J = \sigma_k/t = \sqrt{J/t}; \quad \delta_J = \delta_k = \frac{1}{\sqrt{Jt}}, \quad (I.26)$$

Из выражений (1.26) видно, что уменьшения относительной погрешности измерений можно добиться либо увеличением времени измерения t , либо повышением скорости счета J . Последнее достигается увеличением чувствительности детекторов и мощности источников излучения (в пределах, допустимых техникой безопасности).

Для больших k распределение Пуассона практически не отличается от известного из теории ошибок распределения Гаусса (с дисперсией $\sigma_k^2 = k$ и средним значением k), т. е.

$$P(k) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} \exp\left[-\frac{(k-\bar{k})^2}{2\bar{k}}\right]. \quad (I.27)$$

Это означает, что, как и для величин, распределенных по Гауссу, отклонение числа зарегистрированных частиц от среднего (истинного) значения не превышает $\sigma_k = k^{1/2}$ с вероятностью 68,3%, $2 k^{1/2}$ — с вероятностью 95,4% и $3 k^{1/2}$ — с вероятностью 99,7 %.

При реальных измерениях точное значение k неизвестно. Поскольку обычно различие величин k и k' не слишком велико, в формулах (I.25), (I.26) k' и J' заменяют их приближенными значениями k и J .

Во многих случаях некоторая величина x вычисляется исходя из результатов J_1, J_2, \dots, J_n , нескольких независимых измерений, т. е.

$$x = f(J_1, J_2, \dots, J_n).$$

Если погрешность определения J_i ($i=1,2,\dots$) невелика, то дисперсия σ_x^2 величины x

$$\sigma_x^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial J_i} \right)^2 \sigma_i^2, \quad (I.28)$$

где σ_i^2 — дисперсия величины J_i .

Глава III МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ПРЯМЫХ ЗАДАЧ

§ 7. Общие положения. Уравнение переноса

Прямая задача теории радиоактивных методов сводится к изучению показаний измерительных приборов в зависимости от состава и свойств горных пород, состава, свойств и геометрии скважинной среды, особенностей используемого источника, детектора излучения. Наиболее сложной, в значительной мере самостоятельной частью этой задачи является исследование пространственно-временного и энергетического распределений плотности излучения при известных данных о составе и геометрии сред, включая среды как окружающие измерительный прибор (зонд), так и входящие в его конструкцию.

Подлежащее изучению распределение ядерных частиц (нейтронов, γ -квантов) удовлетворяет интегро-дифференциальному уравнению, называемому *кинетическим*, или *уравнением переноса*. Хотя точное его решение получено в настоящее время лишь для небольшого числа частных случаев, и потому обычно пользуются другими приближенными уравнениями, ознакомление с уравнением переноса необходимо для получения хотя бы качественного, но строгого представления об особенностях распределения ядерных частиц.

Вывод уравнения переноса основан на рассмотрении изменения во времени баланса частиц в некотором элементе объема шестимерного фазового пространства. Под *фазовым пространством* понимается пространство переменных, координатами которого являются три пространственные координаты $r = \{x, y, z\}$ и три составляющие импульса. Вместо последних удобнее использовать энергию E (или скорость v) и два направляющих косинуса, описывающих направление вектора v . Совокупность последних двух величин принято обозначать единичным вектором Ω , направление которого совпадает с направлением v .

Вывод уравнения переноса рассмотрим применительно к нейtronам, однако соответствующее уравнение применимо и к другим ядерным излучениям. *Фазовая плотность* нейтронов в момент t в точке (r, E, Ω) фазового пространства вводится как

$$n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \lim_{\Delta G \rightarrow 0} \frac{F(\Delta V, \Delta E, \Delta \vec{\Omega}, t)}{|\Delta V \Delta E \Delta \vec{\Omega}|},$$

где $F(\Delta V, \Delta E, \Delta \Omega, t)$ —число нейтронов в объеме ΔV обычного пространства около некоторой точки r в момент времени t , причем рассматриваются лишь нейтроны, энергия которых лежит в интервале $(E, E+\Delta E)$, а направление скоростей—в телесном угле $\Delta \Omega$ около некоторого направления Ω ; $\Delta G = \Delta V \Delta E \Delta \Omega$. *Плотностью фазового потока нейтронов* называется величина

$$\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t).$$

Пучок нейтронов $(\Delta E, \Delta \Omega)_{E\Omega}$ —совокупность нейтронов, направления которых заключены в телесном угле $\Delta \Omega$ около направления Ω , а энергия — в интервале $(E, E+\Delta E)$.

Перейдем к рассмотрению баланса нейтронов пучка $(\Delta E, \Delta \Omega)_{E\Omega}$ в некотором объеме ΔV в интервале времени Δt . Убыль нейтронов из пучка может быть обусловлена поглощением или изменением направления и энергии некоторых нейтронов при соударениях внутри объема ΔV . Убыль по этой причине равна $\Phi(r, E, \Omega, t)(\Sigma_s + \Sigma_p)\Delta t$, где Σ_s, Σ_p —сечения соответственно захвата и рассеяния. Еще одна причина убыли нейтронов—утечка, т. е. обмен между объемом ΔV и соседними объемами

благодаря свободному движению нейтронов. Величина утечки определяется производной от Φ по направлению Ω и согласно векторному анализу

$$\vec{\Omega} \operatorname{grad} \Phi \cdot \Delta G \Delta t = \vec{\Omega} \nabla \Phi (\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \Delta G \Delta t.$$

Прибыль нейтронов в пучок ($\Delta E, \Delta \Omega$) $_{E\Omega}$ может происходить из-за наличия источников нейтронов внутри объема ΔV , а также вследствие того, что часть нейтронов других пучков после рассеяния внутри объема ΔV может приобрести направление и энергию, соответствующие рассматриваемому пучку.

Плотность источников в элементе фазового пространства обозначим $S(r, E, \Omega, t)$. Тогда прибыль за счет источников равна $S \Delta t \Delta G$. Прибыль за счет рассеяния нейтронов других пучков определяется индикаторой рассеяния, т. е. вероятностью $g(E, E', \Omega, \Omega')$ того, что нейtron с энергией E' и направлением Ω' после рассеяния приобретает энергию E и направление Ω . Прибыль по этой причине в пучок равна

$$\Delta G \Delta t \int \int \Sigma_p \Phi g dE' d\Omega'.$$

Алгебраическая сумма всех видов убыли и прибыли нейтронов за время Δt дает изменение ΔNAG $= (\Delta \Phi / v) \Delta G$ числа нейтронов пучка в объеме ΔG за время Δt . Разделив обе части полученного выражения на $\Delta G \Delta t$, обозначив $\Sigma = \Sigma_p + \Sigma_s$ передвя к пределу при $\Delta t \rightarrow 0$, получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi (\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{\partial t} &= -\vec{\Omega} \nabla \Phi (\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \\ &- \sum (E) \Phi (\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \int \int \sum_p (E') \Phi (\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \times \\ &\times g (E, E', \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') dE' d\Omega' + S (\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t). \end{aligned} \quad (I.29)$$

В случае переноса γ -квантов и замедления нейтронов вероятность перехода g отличается от нуля лишь при $E' - E < \Delta E$, где ΔE —максимальная потеря энергии при соударении. Поэтому нижний и верхний пределы интегралов в выражении (29) можно взять равными соответственно E и $E + \Delta E$.

Согласно формуле (I.16), угол рассеяния γ -квантов однозначно связан с изменением $\chi = E/(m_e C^2)$

$$\cos \theta = 1 + \frac{1}{\chi} - \frac{1}{\chi'}. \quad (I.30)$$

Отсюда следует, что при фиксированном изменении энергии с χ на χ' распределение $\cos \theta$ определяется дельта-функцией Дирака $\delta(1+1/\chi-1/\chi'-\cos\theta)$ С учетом этого, а также при замене $\cos \theta$ в формуле (I.17) правой частью равенства (30) можно получить следующее выражение для индикаторы рассеяния γ -кванта:

$$g(\kappa, \kappa', \theta) = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\kappa'}{\kappa} \right)^2 \left[\frac{\kappa'}{\kappa} + \frac{\kappa}{\kappa'} + 2 \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa'} \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa'} \right)^2 \right] \frac{\delta \left(1 + \frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\kappa'} - \cos \theta \right)}{(\kappa')} . \quad (I.31)$$

При подстановке выражения (I.31), а также функций $\Sigma(E)$ и $\Sigma_p(E)$ в соотношение (I.29) получаем окончательный вид уравнения переноса для γ -квантов в случае, когда энергия источников $E_{max} < 1,02$ МэВ, т. е. когда отсутствует эффект образования пар. При исследовании замедления нейтронов удобнее представлять уравнение переноса в виде формулы (I.29).

§ 8. Простейшие приближенные методы теории переноса нейтронов и γ -квантов

Строгое решение уравнения переноса (I.29) встречает непреодолимые математические трудности. На практике используют либо численное моделирование задач переноса методом Монте-Карло (см. § 9), либо такие приближенные аналитические методы, как методы моментов, групп, сферических гармоник, диффузионное приближение и др. Рассмотрим лишь некоторые простейшие методы, получившие применение при решении задач радиоактивного каротажа.

Простейшие формулы для распределения γ -квантов

Поток частиц от точечного источника в пустоте обусловлен лишь мощностью (интенсивностью) Q (с^{-1}) источника и геометрическим фактором, т. е. их расхождением по поверхности сферы $S = 4\pi r^2$.

Для потока γ -излучения в единицах мощности экспозиционной дозы на расстоянии r пользуются несколько иной формулой

$$S = 4\pi r^2.$$

$$\Phi = Q/(4\pi r^2). \quad (I.32)$$

$$\Phi_\gamma = K_\gamma (A/r^2) = 6 \cdot 10^{-8} (A_\gamma/r^2), \quad (I.33)$$

где A , A_γ —соответственно активность источника (в Бк) и его γ -активность в мг*экв.Ra; K_γ — γ -постоянная изотопа, равная мощности дозы, создаваемой источником в 1 Бк на расстоянии 1м.

Поток частиц при чистом поглощении или в общем случае поток Φ_{np} *нерассеянной составляющей* излучения от точечного источника обусловлен как взаимодействием со средой, так и геометрическим расхождением. Формулу для Φ получают суперпозицией выражений (I.7) и (I.32):

$$\Phi_{np} = (Q/4\pi r^2) e^{-\Sigma r}. \quad (I.34)$$

Поток частиц с учетом вклада *рассеянной составляющей* можно представить в виде

$$\Phi = (Q/4\pi r^2) e^{-\Sigma r} B(\sum r, Z, E, \Gamma), \quad (I.35)$$

где B —фактор накопления для потока излучения; Γ —формальное обозначение геометрии задачи.

Выражение (I.35) чаще всего используется в теории переноса γ -квантов. В этом случае вместо фактора накопления B практически предпочитают пользоваться энергетическими B_e или дозовыми B_d факторами, равными соответственно отношению общей энергии (дозы) излучения к энергии (дозе) его нерассеянной составляющей. Экспериментально, а также численными методами изучена зависимость фактора B от E_γ и μ , где μ — значение μ при начальной энергии γ -квантов (для γ -квантов макроскопическое сечение Σ принято обозначать μ). Пример соответствующих зависимостей приведен на рис. 7.

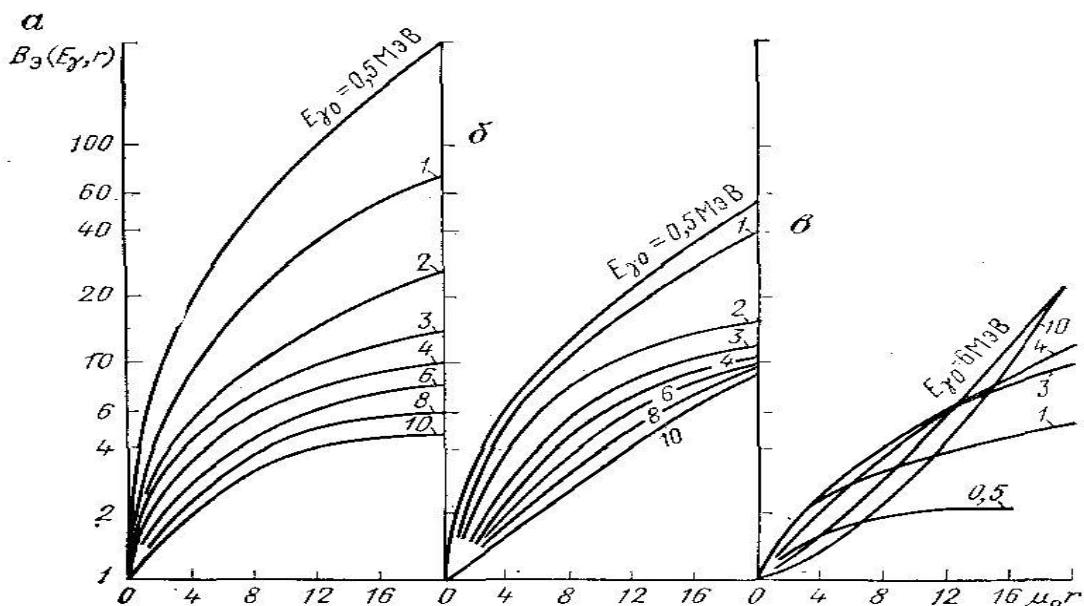


Рис. 7. Энергетические факторы накопления B_a γ -излучения при прохождении через воду (а), железо (б) и свинец (в)

При аналитических расчетах зависимость $B(E_{\gamma}, r)$ для точечного источника аппроксимируют различными формулами, чаще всего формулой Тейлора:

$$B = A_1 e^{-\alpha_1 \mu_0 r} + (1 - A_1) e^{-\alpha_2 \mu_0 r}, \quad (I.36)$$

дающей удовлетворительную точность до $\mu_0 r \approx 20$. Значения коэффициентов α_1 , α_2 , A_1 зависят от вида вещества и начальной энергии γ -квантов, они имеются в справочниках по защите от γ -излучения. В табл. 2 приведены значения α_i , A_1 для A_1 , которые, как показывает анализ, можно использовать и при расчетах для большинства горных пород.

Вклад рассеянного излучения в случае точечного источника может быть учтен также введением в формулу (I.35) эффективного коэффициента ослабления μ_{eff} вместо $\Sigma = \mu$ аналогично тому, как это делали в выражении (8) для параллельного пучка. Величина μ_{eff} (табл. 3) в отличие от μ зависит не только от E_{γ} и Z , но и от r .

ТАБЛИЦА 2.. Значения коэффициентов α_1 , α_2 и A_1 для дозового фактора накопления алюминии

E_{γ} , МэВ	1	2	3	4	6	8	10
A_1	8,0	5,5	4,5	3,8	3,1	2,3	2,25
$-\alpha_1$	0,110	0,082	0,074	0,066	0,064	0,062	0,060
α_2	0,044	0,093	0,116	0,130	0,152	0,150	0,128
Погрешность определения фактора B_a (в %) по формуле (36) при $\mu r = 10$	8	4	-	-	-	-	-

ТАБЛИЦА 3. Значения массового эффективного коэффициента ослабления μ_{eff}/δ γ -квантов для различных слоев бетона (приближенно пригодны и для других сред при $8 < Z < 30$)

E_{γ} , МэВ	Толщина слоя в единицах $1/\mu_{\text{eff}}$	Кратность ослабления γ -излучений в слое	μ_{eff}/δ , $\text{см}^2/\text{Г}$
1	0,693 2,3 4,6 6,9 13,8	2 10 10^2 10^3 10^6	0,0374 0,0426 0,0463 0,0485 0,0520

2	0,693	2	0,0226
	2,3	10	0,0249
	4,6	102	0,0266
	5,9	103	0,0277
	13,8	106	0,0293
5	0,693	2	0,0175
	2,3	10	0,0189
	4,6	10^2	0,0199
	6,9	10^3	0,0205
	13,8	10^6	0,0216

Диффузионное приближение

Диффузионное приближение теории переноса ядерных излучений удовлетворительно

описывает пространственно-временное распределение лишь при условии, что плотность частиц не сильно изменяется по длине λ свободного пробега, т. е. на расстоянии между очередными актами рассеяния. Для этого необходимо, в частности, чтобы сечение поглощения (захвата) частиц было значительно меньше сечения рассеяния $\Sigma_s \ll \Sigma_p$.

При выводе уравнения диффузии предполагается также, что сечение не зависит от направления движения частиц и постоянно на всех этапах процесса переноса частицы в среде. Среднее время между двумя очередными соударениями предполагается значительно меньшим, чем время, в течение которого происходит заметное изменение распределения частиц. Кроме того, распределение частиц и их рассеяние считаются изотропными в лабораторной системе координат. Этим условиям достаточно хорошо удовлетворяет диффузия тепловых нейтронов в слабо поглащающей среде, за исключением области вблизи границ сред, точечных источников или зон с резким повышением плотности распределения источников. Изменения сечения рассеяния в интервале преобладающих значений энергии тепловых нейтронов, как правило, малы; их рассеяние практически изотропно, а скорость изменения плотности нейтронов на расстоянии, примерно равном 3λ , обычно невелика, за исключением областей, близких к границам сред и источникам.

Уравнение диффузии может быть выведено как приближение уравнения переноса (I.29). Однако поучительнее получить его другим, физически более простым способом. С произвольной точкой пространства совместим начало декартовой системы координат (рис. 8), около этой точки поместим элементарную горизонтальную площадку dS .

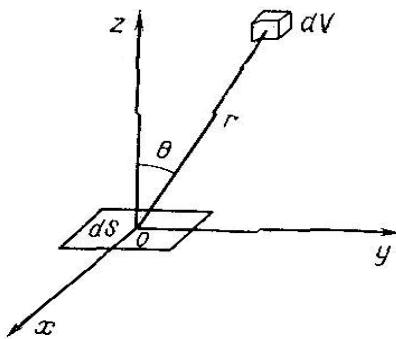


Рис. 8. Схема, поясняющая вывод уравнения диффузии.

Число частиц, пересекающих сверху вниз площадку dS , можно получить как сумму (интеграл) элементарных пучков, возникших в результате рассеяния в отдельных элементарных объемах dV верхнего полупространства и прошедших путь r до площадки dS без рассеяния или поглощения. Число частиц, рассеянных в объеме dV за время dt , равно $\Phi \Sigma_p dV dt$, а вероятность рассеяния в

телесный угол, имеющий вершину в точке расположения объема dV и опирающийся на площадку dS , равна $(\cos \theta dS)/(4\pi r^2)$. Вероятность прохождения частицей пути r до площадки без взаимодействия со средой равна $e^{-\Sigma r} \approx e^{-\Sigma_p r}$, поскольку предполагаем, что $\Sigma_3 < \Sigma_p$, т. е. $\Sigma \approx \Sigma_p$.

Итак, число нейтронов, пересекающих площадку dS сверху после соударения в произвольном элементарном объеме dV , равно

$$\frac{\Phi \sum_p e^{-\Sigma_p r} \cos \theta}{4\pi r^2} dV dS dt.$$

Полное число нейтронов, пересекающих площадку сверху вниз, рассчитанное на единичную площадь и называемое *направленной плотностью тока* j_- , получается интегрированием по полупространству $z > 0$:

$$j_- = \int_{z>0} \frac{\Phi \sum_p \cos \theta}{4\pi r^2} e^{-\Sigma_p r} dV dt. \quad (I.37)$$

Здесь пренебрегаем временем пролета частиц от момента рассеяния до достижения площадки dS и значение Φ для всех объемов dV берем при одном и том же времени t .

Согласно предположению о медленном изменении плотности нейтронов, представим зависимость потока в окрестности площадки dS в момент времени t в виде

$$\Phi(\vec{r}, t) = \Phi_0 + x \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_0 + y \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_0 + z \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0. \quad (I.38)$$

Здесь нули в индексах Φ и производных указывают на их вычисление в точке с координатами $(0,0,0)$.

Симметрия выражения (I.38) по x и y приводит к тому, что при его подстановке в соотношение (I.37) интегралы, соответствующие второму и третьему слагаемым формулы (I.38), оказываются равными нулю. Поэтому после подстановки и замены z на $r \cos \theta$ выражение (I.37) будет иметь вид

$$j_- = \frac{\Sigma_p}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^\infty \left[\Phi_0 + r \cos \theta \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0 \right] \times \\ \times e^{-\Sigma_p r} dr = \frac{\Phi_0}{4} + \frac{1}{6 \Sigma_p} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0. \quad (I.39)$$

Плотность тока J_+ в верхнем направлении рассчитываем аналогично, интегрируя по нижнему полупространству:

$$j_+ = \frac{\Phi_0}{4} - \frac{1}{6 \Sigma_p} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0. \quad (I.37a)$$

Результирующая плотность тока, через площадку dS , перпендикулярную к оси z (плотность тока в направлении оси z),

$$j_z = j_+ - j_- = -\frac{1}{3 \Sigma_p} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)_0. \quad (I.40)$$

Произвольность выбора начала и ориентации системы координат в задаче указывает на то, что плотность тока в произвольной точке r в любом направлении v .

$$\vec{j}_v = -\frac{1}{3\Sigma_p} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial \vec{v}}.$$

В общем случае неизотропного рассеяния Σ заменяется на Σ_{tp} , транспортное сечение $\Sigma_{tp} = \Sigma(1-\cos\theta)$:

$$\vec{j}_v = -\frac{1}{3\Sigma_{tp}} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial \vec{v}} = -\frac{1}{3\Sigma_p(1-\cos\theta)} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial \vec{v}}. \quad (I.41)$$

Используя известную формулу, связывающую градиент скалярного поля, и его производную в данном направлении, запишем:

$$\partial \Phi / \partial \vec{v} = \vec{v} \operatorname{grad} \Phi = \vec{v} \nabla \Phi.$$

Величину

$$\vec{j} = -\frac{1}{3\Sigma_{tp}} \operatorname{grad} \Phi \quad (I.42)$$

называют *векторным током частиц*. Соотношение (42) известно как закон Фика.

Величину

$$D_\Phi = \frac{1}{3\Sigma_{tp}} = \frac{1}{3\Sigma_p(1-\cos\theta)} \quad (I.43)$$

называют *коэффициентом диффузии* для потока частиц. Однако чаще коэффициентом диффузии (для плотности частиц) называют величину

$$D = v D_\Phi = \frac{v}{3\Sigma_{tp}} = \frac{v}{3\Sigma_p(1-\cos\theta)}, \quad (I.43a)$$

входящую в виде коэффициента в формулу Фика, если в ней вместо плотности потока Φ стоит плотность частиц $n=\Phi/v$, т. е.

$$\vec{j} = -\frac{1}{3\Sigma_{tp}} \operatorname{grad}(v\Phi) = -\frac{v}{3\Sigma_p(1-\cos\theta)} \nabla n = -D \operatorname{grad} n. \quad (I.42a)$$

Теперь для вывода уравнения диффузии достаточно, как и в § 7, воспользоваться соотношением баланса плотности частиц в произвольном объеме dV .

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\text{утечка} - \text{поглощение} + \text{источники}. \quad (I.44)$$

Утечка частиц в единицу времени определяется соотношением $\operatorname{div} \vec{j} = -\operatorname{div}(D \operatorname{grad} n)$. Число частиц, поглощенных в единицу времени, равно $\Phi \Sigma_3 = nv \Sigma_3$. Обозначая плотность источников в единицу времени S и подставляя необходимые величины в выражение (I.44), получаем :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \operatorname{div}(D \nabla n) - \frac{n}{\tau} + S, \quad (I.45)$$

где

$$\tau = 1/(v \sum_3). \quad (I.45a)$$

Поскольку величина $1/\Sigma_3$ согласно равенству (9) представляет собой средний путь частицы до ее поглощения, величина τ будет, очевидно, *средним временем жизни частиц* в данной среде.

В однородной среде, или в каждой из частей пространства, состоящей из однородных сред, $D = \text{const}$. В таких случаях уравнение (45) будет иметь вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n - \frac{n}{\tau} + S. \quad (I.45b)$$

В этом случае граничные условия

$$j_{\pm}(\vec{r}_1, t) = -j_{\pm}(\vec{r}_2, t); \quad n(\vec{r}_1, t) = n(\vec{r}_2, t)$$

или с учетом выражения (I.42a)

$$D_1 \left(\frac{\partial n}{\partial v} \right)_1 = D_2 \left(\frac{\partial n}{\partial v} \right)_2; \quad n(\vec{r}_1, t) = n(\vec{r}_2, t), \quad (I.46)$$

где v — нормаль к поверхности раздела; D_1, D_2 — коэффициенты диффузии сред; $(\partial n / \partial v)_1, (\partial n / \partial v)_2$

односторонние производные поля n в двух бесконечно близких точках r_1 и r_2 на соответствующих сторонах гранины раздела.

На границе среды с вакуумом ток, направленный из вакуума в среду, равен нулю (при условии, если нормаль к поверхности раздела направлена в сторону вакуума)

$$j_{-} = \frac{\Phi}{4} + \frac{1}{6 \Sigma_{\text{тр}}} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial v} = 0. \quad (I.47)$$

Кроме того, для решения уравнения (I.45) необходимо задать начальные условия — распределение частиц в начальный момент времени.

Рассмотрим решение *стационарного уравнения диффузии* в однородной безграничной среде

$$D \nabla^2 n - \frac{n}{\tau} + S = 0. \quad (I.48)$$

Пусть источник расположен в начале сферической системы координат. Оператор Лапласа с учетом сферической симметрии задачи (независимости плотности частиц n от координат θ и ϕ) имеет вид

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}.$$

Подстановка этого выражения в соотношение (I.48) и учет отсутствия источников (при r не равном 0) приводят к равенству

$$n'' + \frac{2}{r} n' - \frac{n}{L_d^2} = 0,$$

где $L_d = (Dt)^{1/2}$ — *длина диффузии частиц*.

При введении новой переменной $u = nr$ последнее уравнение преобразуется так:

$$u'' - \frac{u}{L_d^2} = 0. \quad (I.49)$$

Общим решением уравнения (I.49), как известно, является функция

где А, В - постоянные коэффициенты.

$$u = Ae^{-r/L_d} + Be^{-r/L_d}, \quad (I.50)$$

Отсюда общее решение уравнения (I.48)

$$n = \frac{u}{r} = \frac{1}{r} (Ae^{-r/L_d} + Be^{-r/L_d}).$$

Физически очевидное условие $n(r = \infty) = 0$ требует, чтобы $B = 0$. Коэффициент же A легко определяется из следующего условия нормировки: суммарное число частиц во всем пространстве (нулевой пространственный момент M_0) равно мощности Q источника, умноженной на среднее время жизни частиц τ

$$M_0 = \int_{\infty} n dV = Q\tau. \quad (I.50a)$$

Возьмем в качестве элементарных объемов сферические слои радиусом r и толщиной dr и вычислим интеграл

$$4\pi \int_0^{\infty} nr^2 dr = 4\pi A \int_0^{\infty} e^{-r/L_d} r dr = 4\pi AL_d^2. \quad (I.50b)$$

Приравнивая правые части выражений (I.50a) и (I.50b), получаем:

$$A = \frac{Q\tau}{4\pi L_d^2}; \quad n = \frac{Q\tau}{4\pi L_d^2 r} e^{-r/L_d} = \frac{Q}{4\pi D r} e^{-r/L_d}; \quad (I.51)$$

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi D_\Phi r} e^{-r/L_d}. \quad (I.51a)$$

Используя решение (I.51), выясним физический смысл длины диффузии частиц L_d . Для этого вычислим среднее квадратическое удаление частиц от источника за время диффузии, равное отношению второго M_2 и нулевого M_0 моментов.

$$\bar{r}^2 = \frac{M_2}{M_0} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 n \cdot 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} n \cdot 4\pi r^2 dr} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 e^{-r/L_d} dr}{\int_0^{\infty} r e^{-r/L_d} dr} = 6L_d^2; \quad (I.52)$$

$$L_d^2 = \bar{r}^2/6. \quad (I.52a)$$

Итак, длина диффузии с точностью до постоянного сомножителя характеризует среднее квадратическое удаление частиц от места их образования.

Уравнение диффузии часто удовлетворительно описывает распределение тепловых нейтронов. Другие задачи переноса - замедление нейтронов, перенос γ -квантов - не могут быть достаточно строго описаны уравнением диффузии, в частности, потому, что в процессе замедления нейтронов и переноса γ -квантов происходит изменение их энергии и в связи с этим изменение сечений взаимодействия.

Однако на достаточно большом расстоянии от источника конкуренция комптоновского рассеяния (уменьшающего энергию γ -квантов) и фотоэлектрического поглощения (наиболее вероятного при малой энергии и потому вызывающего быстрое вымирание мягких γ -квантов) приводит к своеобразному *спектральному равновесию*: смягчение спектра за счет комптоновского

рассеяния компенсируется более быстрым поглощением мягких квантов (следовательно, ужесточением спектра) за счет фотоэффекта. Начиная с некоторого расстояния, спектр квантов, а значит, среднее сечение их взаимодействия практически становится постоянным. С увеличением расстояния уменьшается также анизотропия направления движения квантов вблизи источника вследствие их вылета по направлению радиуса-вектора и рассеяния (при больших $E\gamma$) преимущественно вперед.

Указанное выше позволяет использовать решение уравнения диффузии для приближенного описания распределения γ -квантов на сравнительно больших расстояниях от источника.

Возрастное приближение

Возрастное приближение является удовлетворительным приближением для расчета распределения замедляющихся, в частности надтепловых, нейtronов в тяжелых (не содержащих водорода) средах. В средах с массовым числом $M >= 6$ средняя потеря энергии в одном соударении относительно невелика и процесс замедления нейтрона в первом приближении можно представить как не прерывистый, а непрерывный процесс потери энергии при его движении.

Вывод количественных соотношений теории возраста и формулировка его результатов несколько упрощаются при введении вместо энергии E летаргии $u = \ln(E_0/E)$, где E_0 - произвольное начало отсчета энергии, выбираемое обычно равным E_{\max} .

Плотностью замедления q_z называется число нейтронов (в единице объема и времени), пересекающих при замедлении некоторое заданное (пороговое) значение энергии $E_{\text{пор}}$ или летаргии $u_{\text{пор}}$. Предполагая, что поглощение нейтронов в процессе замедления отсутствует, рассмотрим в единичном объеме около

точки r баланс нейтронов, летаргия которых лежит в некотором элементарном интервале $(u, u+du)$.

Изменение плотности n таких нейтронов обусловлено прибылью $q_z(u)$ нейтронов в рассматриваемый интервал летаргии за счет замедления, а также убылью $q_z(u+du)$ из области летаргии $(u, u+du)$ вследствие дальнейшего их замедления. Другая причина изменения n - обмен нейтронами с остальной частью пространства за счет диффузии.

Разность $q_z(u+du) - q_z(u)$ поскольку согласно условиям задачи поглощение отсутствует, должна равняться числу нейтронов $n(u) du$ с летаргией в интервале $(u, u+du)$, покидающих в течение 1 с единичный объем около точки r вследствие диффузии, т. е. согласно рассмотренной выше при выводе уравнения диффузии величине

$$-\frac{1}{3 \Sigma_{\text{Tp}}} \nabla^2 \Phi(u) du,$$

где $\Phi(u)$ — плотность потока нейтронов с летаргией, рассчитанная на единичный интервал летаргии.

Итак, соотношение баланса нейтронов имеет вид

$$q_z(u+du) - q_z(u) = -\frac{1}{3 \Sigma_{\text{Tp}}} \nabla^2 \Phi(u) du$$

или

$$\frac{\partial q_z}{\partial u} = -\frac{1}{3 \Sigma_{\text{Tp}}} \nabla^2 \Phi(u). \quad (\text{I.53})$$

Чтобы упростить выражение (I.53), необходимо найти, связь между переменными $\Phi(u)$ и q_z .

В результате одного соударения пересечь уровень летаргии могут (в предположении одинаковой потери энергии всеми нейтронами) нейтроны, летаргия которых лежит в интервале $(u, u+\xi)$. Плотность потока таких нейтронов, очевидно, равна $\Phi(u)\xi$, а число их соударений в единицу времени $\Phi(u)\xi\Sigma_p$. Итак,

$$q_z(u) = \Phi(u)\xi\Sigma_p = \chi\Phi(u). \quad (\text{I.54})$$

Величина $\chi = 2\rho\xi$, характеризующая интенсивность процессов замедления, называется *замедляющей способностью*.

Подстановка выражения (I.54) в формулу (I.53) приводит последнюю к виду

$$\frac{\partial q_3}{\partial u} = -\frac{1}{3 \Sigma_{\text{тр}} \kappa} \nabla^2 q_3.$$

Последнее уравнение можно упростить, если ввести новую переменную — *фермиевский возраст нейтронов* θ_Φ — и связать ее с u уравнением

Сделав подстановку, получаем каноническую (общепринятую) форму *уравнения возраста нейтронов*:

$$d\theta_\Phi = du/(3 \sum_{\text{тр}} \kappa). \quad (\text{I.55})$$

$$\partial q_3 / \partial \theta_\Phi = \nabla^2 q_3. \quad (\text{I.56})$$

Фермиевский возраст нейтронов — величина, имеющая размерность квадрата длины. Если принять, что $\theta_\Phi = 0$ для нейтронов, вылетающих из источника при начальных энергии E_0 летаргии $u_0=0$, то интегрирование уравнения (55) дает в случае монохроматического источника следующее выражение для фермиевского возраста нейтронов с летаргией u (энергией E):

$$\theta_\Phi(E_0, E) = \theta_\Phi(u, u_0) = \int_0^u \frac{du}{3 \Sigma_{\text{тр}} \Sigma_p \xi} = - \int_{E_0}^E \frac{1}{3 \Sigma_{\text{тр}} \Sigma_p \xi} \frac{dE}{E}. \quad (\text{I.55a})$$

Для немонохроматических источников θ_Φ , получают, интегрируя $\theta_\Phi(E_0, E)$ по спектру источника $S(E_0)$:

Хотя возраст нейтронов — не время, но в фиксированной среде он растет с увеличением времени t_3 замедления нейтронов. Действительно, за время dt нейtron проходит путь vdt , претерпевает в среднем $\Sigma_p \xi_0 dt$ соударений и, следовательно, увеличивает летаргию на величину $du = \Sigma_p \xi_0 dt$.

Если сечения постоянны, интегрирование последнего выражения от E_0 до E с учетом того, что, приводит к следующей формуле для времени замедления;

$$t_3 = \frac{\sqrt{2m}}{\xi \Sigma_p} \left(\frac{1}{\sqrt{E}} - \frac{1}{\sqrt{E_0}} \right). \quad (\text{I.57})$$

В то же время интегрирование соотношения (I.55a) при тех же условиях постоянства сечений и индикаторис рассеяния приводит к формуле

$$\theta_\Phi = \frac{1}{3 \Sigma_{\text{тр}} \Sigma_p \xi} \ln \frac{E_0}{E}. \quad (\text{I.55b})$$

Решение уравнения возраста нейтронов (1.56) для точечного источника в однородной непоглощающей среде имеет вид

$$q_3 = A \exp \left[-\frac{r^2}{4\theta_\Phi} \right]. \quad (\text{I.58})$$

Коэффициент A находится из условия нормировки. В непоглощающей среде при стационарном источнике интеграл от плотности замедления по всему пространству (т. е. общее число нейтронов, пересекающих некоторое произвольное значение летаргии u в 1 с) равен мощности источника Q :

$$du = \Sigma_p \xi v dt.$$

Подставив уравнение (I.58) в последнее, соотношение и вычислив интеграл, получим:

$$A = \frac{Q}{(4\pi\theta_{\Phi})^{3/2}}; \quad q_3 = \frac{Q}{(4\pi\theta_{\Phi})^{3/2}} e^{-r^2/(4\theta_{\Phi})}. \quad (I.58a)$$

Если поглощением нейтронов в процессе замедления пренебречь нельзя, выражение (I.58a) умножается на вероятность η избежать захвата при замедлении от u_0 до u . Согласно описанному выше изменение летаргии на величину du требует числа соударений du/ξ . Вероятность избежать захвата нейтрона при одном соударении

$$p = \frac{\Sigma_p}{\Sigma_3 + \Sigma_p} = 1 - \frac{\Sigma_3}{\Sigma_3 + \Sigma_p},$$

а при du/ξ соударениях по теореме умножения вероятностей

$$\eta = p^{du/\xi}.$$

Если разбить интервал замедления (u_0, u) на элементарные интервалы Δu_i , получим согласно теореме умножения вероятностей следующую вероятность избежать захвата за все время замедления:

$$\eta = \prod_i p_i^{(\Delta u_i/\xi_i)}$$

или

$$\ln \eta = \sum_i \frac{\ln p_i}{\xi_i} \Delta u_i \xrightarrow{\Delta u_i \rightarrow 0} \int_{u_0}^u \frac{\ln p(u)}{\xi} du. \quad (I.59)$$

Отсюда

$$\eta = \exp \left[- \int \frac{\ln p}{\xi} du \right].$$

При $\Sigma_3 \ll \Sigma_p$

$$\begin{aligned} \ln p_i &= \ln \left(1 - \frac{\Sigma_{3i}}{\Sigma_{3i} + \Sigma_{pi}} \right) \approx \frac{\Sigma_{3i}}{\Sigma_{3i} + \Sigma_{pi}}; \\ \eta &\approx \exp \left[- \int_{u_0}^u \frac{\Sigma_3}{\xi (\Sigma_3 + \Sigma_p)} du \right]. \end{aligned} \quad (I.59a)$$

Окончательно уравнение возраста от точечного источника в поглощающей среде имеет вид

С учетом соотношения (I.54) плотность потока в единичном интервале летаргии

$$q_3 = -\frac{Q e^{-r^2/4\theta_\Phi}}{(4\pi\theta_\Phi)^{3/2}} \exp \left[-\int_{u_0}^u \frac{\Sigma_3 du}{\xi(\Sigma_3 + \Sigma_p)} \right] = \frac{Q\eta}{(4\pi\theta_\Phi)^{3/2}} e^{-r^2/4\theta_\Phi}. \quad (I.58b)$$

$$\begin{aligned} \Phi(u) &= \frac{q_3}{\Sigma_p \xi} = \frac{Q e^{-r^2/4\theta_\Phi}}{\sum_p \xi (4\pi\theta_\Phi)^{3/2}} \times \\ &\times \exp \left[-\int_{u_0}^u \frac{\Sigma_3 du}{\Sigma_3 + \Sigma_p} \right] = \frac{Q\eta}{(4\pi\theta_\Phi)^{3/2}} e^{-r^2/4\theta_\Phi}. \end{aligned} \quad (I.58b)$$

Эти решения удовлетворительны, как указывалось, для сред с тяжелыми атомами. В средах с легкими атомами, особенно в водородсодержащей среде, распределение плотности потока замедляющихся нейтронов существенно отличается от гауссова и приближенно описывается соотношением (I.58) лишь на небольших расстояниях от источника, точнее, при $r < \theta_\Phi \Sigma_{p\max}$, где $\Sigma_{p\max}$ — максимальное значение Σ_p на интервале (u_0, u) . Путем использования выражения (I.58a) или (I.58b) легко найти связь между θ_Φ и средним квадратом удаления нейтронов от источника при их замедлении. Аналогично равенству (I.52) и с учетом условия нормировки

$$\begin{aligned} \bar{r}^2 &= \frac{\int qr^2 dV}{\int q dV} = \frac{\int qr^2 dV}{Q} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\theta_\Phi^{3/2}} \times \\ &\times \int_0^\infty r^4 \exp^{-r^2/4\theta_\Phi} dr = \frac{8\theta_\Phi}{\sqrt{\pi}} \int t^{3/2} e^{-t} dt, \end{aligned}$$

где $t = r^2/4\theta_\Phi$.

После интегрирования по частям и подстановки пределов в первом из получающихся интегралов приходим к выражению:

$$\bar{r}^2 = \frac{12\theta_\Phi}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sqrt{t} e^{-t} dt.$$

Из таблиц определенных интегралов находим, что интеграл в последнем выражении равен $(\pi/2)^{1/2}$, откуда

$$\bar{r}^2 = 6\theta_\Phi; \quad \theta_\Phi = \bar{r}^2/6. \quad (I.60)$$

Итак, возраст нейтронов с точностью до коэффициента $1/6$ совпадает со средним квадратом расстояния, проходимого нейtronом при замедлении до рассматриваемой энергии.

Строго говоря, соотношения (I.60) справедливы лишь в средах, состоящих из тяжелых атомов. В общем случае величины θ_Φ и $\bar{r}^2/6$ не совпадают, последнюю из них называют *полным возрастом* или *возрастом нейтронов*:

$$\theta = \bar{r}^2/6. \quad (I.61)$$

Величину

$$L_3 = \sqrt{\theta} = \sqrt{r^2/6} \quad (I.61a)$$

называют *длиной замедления нейтронов*.

В курсах нейтронной физики показано, что θ и θ_Φ связаны формулой

$$\theta = \frac{\lambda_0^2}{3} + \theta_\Phi + \frac{\lambda_{tp}^2}{3}, \quad (I.62)$$

Где $\lambda_0 = 1/[\Sigma(E_0)]$ — средний пробег нейтрона до первого соударения; λ_{tp} — средний транспортный пробег нейтрона при конечной энергии.

Другие приближения для распределения надтепловых нейтронов

В водородсодержащих средах более удовлетворительное описание плотности замедляющихся нейтронов на больших расстояниях r от источника получается при использовании уравнения диффузии (I.48).

В непоглощающих средах с независящими от энергии значениями Σ_p и ξ можно положить по-прежнему, что коэффициент диффузии определяется выражением (I.43), а аналогом сечения поглощения в том случае является сечение увода, имеющее вид

$$\sum_y = \frac{\Sigma_p \xi}{u - u_0}, \quad (I.63)$$

если рассматривается поток нейтронов в интервале летаргии $(u - u_0)$. Сечение увода характеризует вероятность того, что нейtron в результате рассеяния покинет единичный интервал летаргии u .

Очевидно, в тяжелых средах при постоянных сечениях и использовании значения Σ_y в формуле (I.63)

$$L_d^2 = \frac{1}{3 \Sigma_{tp} \Sigma_p \xi} \ln \frac{E_0}{E} = \theta_\Phi.$$

Это соотношение сохраняет силу и в случае, когда Σ_{tp} , Σ_p и ξ зависят от энергии. Тогда решение (I.51) уравнения диффузии в применении к плотности замедляющихся нейтронов (в том числе надтепловых нейтронов) можно записать в виде

$$\Phi = \frac{Q}{4\pi D_\Phi r} e^{-r/\sqrt{\theta_\Phi}} = \frac{Q}{4\pi \theta_\Phi \sum_y r} e^{-r/\sqrt{\theta_\Phi}}.$$

Подставляя вместо Σ_y его выражение из формулы (I.63), получаем плотность потока нейтронов с летаргией u , рассчитанную на единичный интервал $u - u_0 = 1$:

$$\Phi(u) = \frac{Q}{4\pi \theta_\Phi \sum_p \xi r} e^{-r/\sqrt{\theta_\Phi}}.$$

В общем случае вместо $(\theta_\Phi)^{1/2}$ используют $\theta^{1/2} = L_3$. Тогда

$$\Phi(u) = \frac{Q}{4\pi L_3^2 \sum_p \xi r} e^{-r/L_3}. \quad (I.64)$$

Согласно эксперименту, плотность замедляющихся нейтронов при $E < E_0$ не стремится к бесконечности при $r \rightarrow 0$, т. е. формула (I.64) неудовлетворительно описывает распределение замедляющихся нейтронов в окрестности источника. Однако вдали от источника ($r > L_3$) в средах с

высоким содержанием водорода оно оказывается близким к распределению вида (I.64). Поэтому часто форму распределения нейтронов в водородсодержащих средах получают путем интерполяции («сшивания») функции вида (I.58) при малых расстояниях r и вида (I.64) при больших r (рис.9).

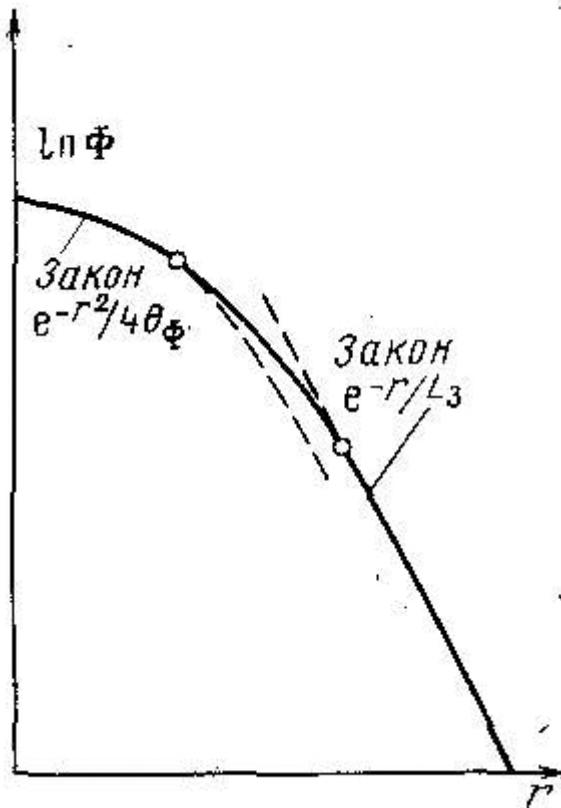


Рис. 9. Построение кривой пространственного распределения путем интерполяции («сшивания») кривых по формулам (1.58) и (1.64)

Для распределения плотности надтепловых нейтронов пользуются также полуэмпирическими формулами вида,

$$\Phi(u) = (A/\chi) e^{-r/L_p}, \quad (I.65a)$$

$$q_3 = A e^{-r/L_p}; \quad (I.65)$$

где L_p — длина релаксации поля нейтронов.

Полуэмпирические формулы отражают экспериментально установленный факт экспоненциального характера распределения нейтронов во многих случаях, особенно в средах, богатых водородом. Формулы (I.65), (I.65a) называют *экспоненциальным приближением*. В однородной среде

$$L_p \approx L_3 / \sqrt{2}. \quad (I.66)$$

Коэффициент A в непоглощающих средах легко определяется из условия нормировки

$$\int q_3 dV = A \int e^{-r/L_p} 4\pi r^2 dr = Q.$$

После, вычисления последнего интеграла получаем;

$$A = \frac{Q}{8\pi L_p^3} \approx \frac{Q}{2\sqrt{2}\pi L_3^3}. \quad (I.67)$$

В поглощающих средах

$$\Phi = \frac{Q\eta}{8\pi L_p^3\kappa} e^{-r/L_p} = \frac{Q\eta}{2\sqrt{2}\pi L_3^3\kappa} e^{-r\sqrt{2}/L_3}. \quad (I.66)$$

Метод групп широко используется для более точного решения задачи переноса замедления нейтронов. В этом методе рассматриваемую область изменения летаргии разбивают на ряд интервалов или *энергетических групп* шириной Δu_i . Считается, что распределение нейтронов в каждой группе подчиняется диффузионному приближению. Выведение нейтронов из каждой группы связано как с истинным поглощением, так и с процессом замедления нейтронов, поэтому вместо сечения поглощения используют сумму $\Sigma_3 + \Sigma_y$. Нейтроны, выбывающие из этой группы в результате замедления, играют роль источника для следующей группы. Такое последовательное изучение диффузии нейтронов в отдельных группах продолжают до достижения последней группы (обычно это группа надтепловых или тепловых нейтронов).

Приведенное выше решение уравнения (I.64) диффузии для процесса замедления можно рассматривать как частный случай теории групп, когда имеется всего одна группа нейтронов (*одногрупповая теория*).

Пространственное распределение тепловых нейтронов вокруг точечного источника быстрых нейтронов

Распределение рассчитывается с использованием группового подхода. К группам, на которые разбивают замедляющиеся нейтроны, добавляют тепловую группу нейтронов.

Здесь ограничимся *двуухгрупповой теорией*, когда все быстрые нейтроны рассматриваются как одна группа и плотность их замедления до надтепловой энергии $q_3 = \Phi \Sigma_p \xi$ определяется, исходя из формулы (I.64).

Подставляя величину плотности замедления в формулу (I.48) вместо плотности источников S , приходим к уравнению (для всех точек, кроме $r = 0$):

$$D \left(n'' + \frac{2}{r} n' \right) - \frac{n_t}{\tau} + \frac{Q\eta}{4\pi L_3^2 r} e^{-r/L_3} = 0.$$

Это уравнение подстановкой $u = nr$, аналогичной использованному при выводе формулы (I.51), приводится к виду

$$u'' - \frac{u}{L_\Delta^2} = -\frac{Q\eta}{4\pi L_3^2 D} e^{-r/L_3}. \quad (I.68)$$

Общее решение уравнения (I.68) без правой части имеет вид (I.50), причем условие обращения n в нуль при $r = \infty$ требует, чтобы $B = 0$.

Частное решение уравнения (I.68) с правой частью ищем в виде

$$u_q = B_1 e^{-r/L_3}.$$

После вычисления производных, подстановки их в уравнение (I.68) и сокращения на e^{-r/L_3} , приходим к соотношению

$$B_1 \left(\frac{1}{L_3^2} - \frac{1}{L_\Delta^2} \right) = -\frac{Q\eta}{4\pi L_3^2 D};$$

$$B_1 = \frac{QL_\Delta^2\eta}{4\pi D(L_3^2 - L_\Delta^2)} = \frac{Q\tau\eta}{4\pi(L_3^2 - L_\Delta^2)}. \quad (I.69)$$

Таким образом, общее решение уравнения (I.68) имеет вид

$$n_t = \frac{u}{r} = \frac{1}{r} (A e^{-r/L_d} + B_1 e^{-r/L_3}),$$

где B_1 определяется формулой (I.69).

Отсюда, используя условие нормировки и проводя необходимые преобразования, получим:

$$Q\tau = \int n_t dV = 4\pi \int_0^\infty (A e^{-r/L_d} + B_1 e^{-r/L_3}) r dr = 4\pi (AL_d^2 + B_1 L_3^2);$$

или

$$A = \frac{1}{L_d^2} \left(\frac{Q\tau\eta}{4\pi} - B_1 L_3^2 \right) = \frac{-Q\tau\eta}{4\pi (L_3^2 - L_d^2)} = -B_1.$$

Окончательно

$$n_t = \frac{Q\tau\eta}{4\pi r} \frac{e^{-r/L_3} - e^{-r/L_d}}{L_3^2 - L_d^2}. \quad (I.70)$$

Выражение (I.70) не теряет смысла при $L_3 = L_d$ так как его раскрытие по правилу Лопиталя показывает, что

$$n|_{L_d=L_3} = \frac{Q\tau\eta e^{-r/L_3}}{8\pi L_3^3}, \quad (I.70a)$$

т. е. описывается формулой типа (I.65a), но с заменой L_p на L_3 .

Если в уравнение диффузии (I.48) в качестве источника тепловых нейтронов подставить плотность замедления согласно формуле (I.58) или (I.65), то решение описывается соответственно следующими выражениями (приводим без доказательства):

$$n_t = \frac{Q\eta}{8\pi D r} \exp\left(\frac{\theta_\Phi}{L_d^2}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{r}{L_d}\right) \left[1 + \Phi\left(\frac{r}{2\sqrt{\theta_\Phi}} - \frac{\sqrt{\theta_\Phi}}{L_d}\right) \right] - \exp\left(\frac{r}{L_d}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{r}{2\sqrt{\theta_\Phi}} + \frac{\sqrt{\theta_\Phi}}{L_d}\right) \right] \right\}; \quad (I.70b)$$

$$n_t = \frac{Q\tau\eta}{8\pi L_p^3 \alpha} \left\{ \exp\left(-\frac{r}{L_p}\right) - \frac{2(1-\alpha)}{\alpha} \frac{L_p}{r} \right\} \times \\ \times \left[\exp\left(-\frac{r}{L_p}\right) - \exp\left(-\frac{r}{L_d}\right) \right]. \quad (I.70b)$$

$$\text{где } \alpha = 1 - (L_d^2/L_p^2); \quad L_p = L_3/\sqrt{2}.$$

Формула (I.70б), справедливая для тяжелых сред (а при малых значениях r и для других сред), была получена впервые Ю. П. Булашевичем формула (I.70в), предложенная С. А. Кантором, обладает преимуществами формулы (I.65б) - она удовлетворительна независимо от расстояния от источника нейтронов в средах, богатых водородом.

Простота формулы (I.65б) наводит на мысль попытаться использовать для описания распределения тепловых нейтронов аналогичное выражение с заменой L , на величину

$$L_n = \sqrt{L_3^2 + L_d^2},$$

равную суммарной длине миграции нейтронов в процессе замедления и диффузии, т. е. использовать соотношение

$$n_t = \frac{Q\tau\eta}{2\sqrt{2}\pi L_n^3} e^{-(r\sqrt{2})/L_n}. \quad (I.70g)$$

Рис. 10 (рассчитанный студентом МИНХ и ГП А. Кадыровым) показывает, что это действительно возможно.

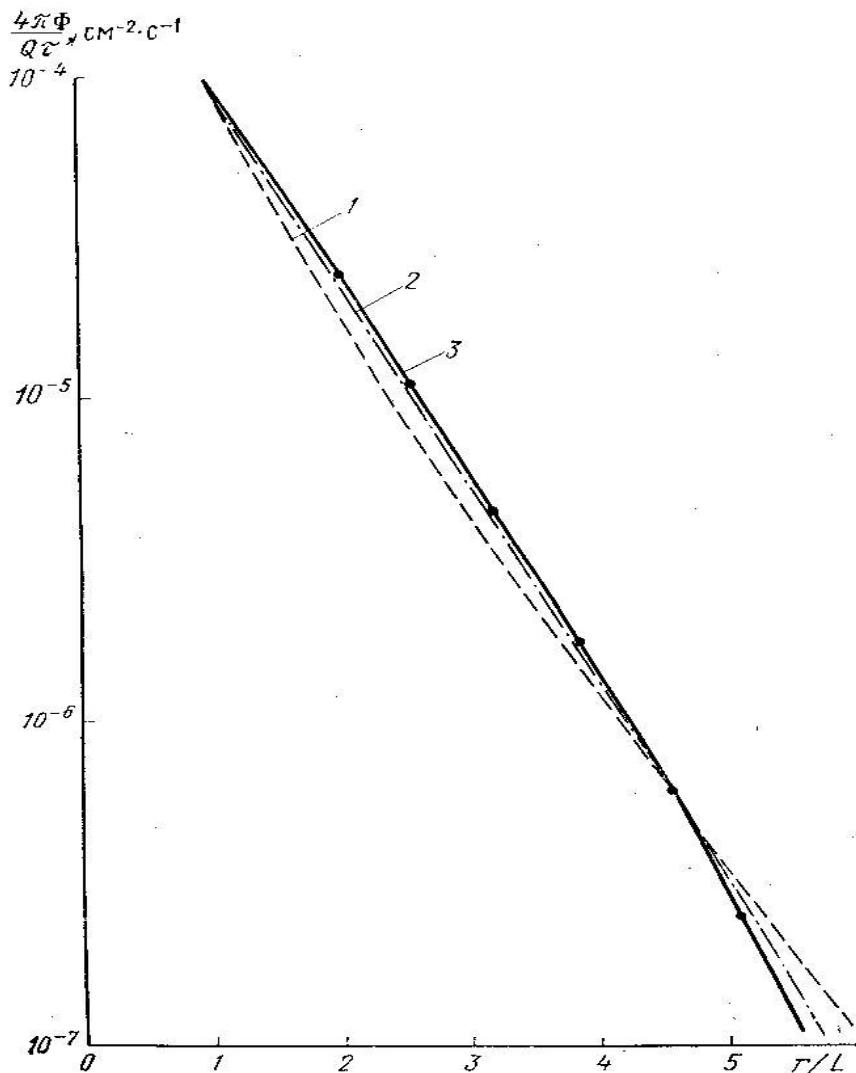


Рис. 10. Сравнение кривых пространственного распределения в различных приближениях.

При любых изменениях отношения L_d/L_3 различие формул (I.70) и (I.70г) до $r < 6L_n$ не превышает 10%, что не хуже точности других формул.

При исследовании распределения нейтронов в однородной среде от произвольно распределенных источников плотностью $S(r_1)$ вместо решения уравнений типа (I.48) удобнее пользоваться интегральным соотношением

$$\Phi(\vec{r}) = \int S(\vec{r}_1) G(\vec{r}, \vec{r}_1) dV(\vec{r}_1), \quad (I.71)$$

где $dV(r_1)$ —элемент объема около точки r_1 ; $G(r, r_1)$ —функция влияния (функция Грина) для

точечного источника, представляющая собой плотность нейтронов в точке r , создаваемая источником единичной мощности, который расположен в точке r_1 . Функция влияния—это по существу решение уравнения переноса частиц от точечного источника, находящегося в произвольной точке r_1 пространства.

Например, если рассматривается замедление нейтронов, согласно уравнению возраста, то

$$G_{\text{возр}} = \frac{\exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{4\theta_\Phi}\right]}{(4\pi\theta_\Phi)^{3/2} \Sigma_p \xi}. \quad (\text{I.72})$$

Согласно уравнению диффузии

$$G_{\text{диф}} = \frac{\exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_1|}{L_d}\right)}{4\pi D_\Phi |\vec{r} - \vec{r}_1|}. \quad (\text{I.72a})$$

Пространственно-временное распределение нейтронов от точечного мгновенного источника

Распределение тепловых нейтронов получим, решая нестационарное уравнение диффузии (I.45б). Плотность источников

$$S = \delta(\vec{r})\delta(t),$$

где δ — дельта-функция Дирака.

Подстановка

$$n(r, t) = \varphi(r, t) e^{-v \Sigma_3 t} = \varphi(r, t) e^{-t/\tau}$$

приводит соотношение (I.45б) к виду

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D \nabla^2 \varphi, \quad r \neq 0, \quad t \neq 0,$$

сходному с уравнениями теплопроводности и возраста. Поэтому решение получается из формулы (I.58а) заменой переменных θ_Φ на Dt

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right); \\ n(r, t) &= \frac{Q}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right). \end{aligned} \quad (\text{I.73})$$

Распределение тепловых нейтронов от источников быстрых нейтронов можно рассчитать с использованием интегральных соотношений типа (I.71), где $S(r_1)$ заменено распределением плотности замедления $q_3(r_1, t)$ от импульсного источника. Функция же влияния заменена функцией

$$G = \frac{Q}{[4\pi D(t - t_3)]^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{4D(t - t_3)} - \frac{t - t_3}{\tau}\right], \quad (\text{I.73a})$$

являющуюся вариантом формулы (I.73) для точечного источника тепловых нейтронов, включаемого в момент времени, равный времени замедления t_3 . Поскольку в большинстве горных пород $t_3 \ll \tau$, то обычно в первом приближении пренебрегают разбросом значений t , и полагают

$$q_3(r, t) = q_{3, \text{ст}}(r) \delta(t - t_3),$$

где t_3 —среднее время замедления, оцениваемое приближенно формулой (I.57) при $E = E_t \approx 1/40$ эВ;
 $q_{3, \text{ст}}$ —Плотность замедления от стационарного источника.

При $t > t_3$ можно пренебречь временем замедления t_3 , т. е. считать замедление мгновенным.
Тогда

$$q_3(r, t) = q_{3, \text{ст}}(r) \delta(t).$$

В последнем случае распределение тепловых нейтронов можно представить в виде

$$n(r, t) = \frac{e^{-t/\tau}}{(4\pi D t)^{3/2}} \int q_{3, \text{ст}}(r_1) \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{4Dt} \right] dV(\vec{r}_1) dr_1. \quad (I.74)$$

Для сред с малым водородосодержанием $q_{3, \text{ст}}(r_1)$ описывается формулой (I.58). Учитывая это и вводя цилиндрическую систему координат (z, ρ, ϕ), ось z которой проходит через источник и точку наблюдения (расстояние между ними обозначим r), представим интеграл (I.74) в форме

$$n = \frac{Q e^{-t/\tau}}{(4\pi D t)^{3/2} (4\pi \theta_\Phi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} dz \times \\ \times \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{\rho^2 + z^2}{4\theta_\Phi} - \frac{\rho^2 + (z - r)^2}{4Dt} \right] 2\pi \rho d\rho.$$

При введении обозначения $M = \theta_\Phi + Dt$

$$\xi = \frac{1}{2\sqrt{\theta_\Phi Dt}} \left(z\sqrt{M} - \frac{r}{\sqrt{M}} \theta_\Phi \right)$$

показатель экспоненты приводится к виду $-\xi^2 = (\rho^2 M)/(4\theta_\Phi Dt)$. После подстановки этих выражений получим

$$n = \frac{Q \exp \left(-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{M} \right)}{(4\pi D t)^{3/2} (4\pi \theta_\Phi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\sqrt{\theta_\Phi Dt}}{\sqrt{M}} e^{-\xi^2} d\xi \times \\ \times \int_0^{\infty} e^{-(\rho^2 M)/(4\theta_\Phi Dt)} 2\pi \rho d\rho = \frac{Q \exp \left(-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4M} \right)}{(4\pi M)^{3/2}}. \quad (I.74a)$$

Для сред с большим содержанием водорода в качестве $q_{3, \text{ст}}(r_1)$ можно использовать выражение (I.65). При этом получаются довольно сложные выражения, которые приводятся в работах [4, 15, 16]. Их сопоставление с соотношением (I.74a) показало, что и в водородсодержащих средах распределение тепловых нейтронов при больших значениях t удовлетворительно описывается выражением (I.74a).

Согласно экспериментам и численным расчетам, при больших временах задержки влияние неоднородности, вносимой скважиной, на временное распределение нейтронов ослабевает и последнее становится подобным распределению (I.74a). Кроме того, при больших величинах t как в скважине, так и в однородной среде влияние t оказывается в основном из-за множителя $e^{-t/\tau}$, поэтому временное распределение приближенно можно описать экспоненциальной функцией

$$n(t) = n_0(\vec{r}) e^{-\lambda t} \approx n_0 e^{-t/\tau}, \quad (I.74b)$$

где λ —временной декремент поля затухания нейтронов.

При объединении выражений (I.65) и (I.74b) пространственное временное распределение (за исключением малых значений размера зонда l_3 и времени задержки t) описывается формулой

$$n(\vec{r}, t) = A e^{-\alpha l_3} e^{-\lambda t} = A e^{-l_3/L_p} e^{-t/\tau}, \quad (I.74b)$$

где α —пространственный декремент затухания поля нейтронов.

§ 9. Численное и натурное моделирование. Сравнение различных методов решения прямых задач

Численные методы

Практически полное отсутствие надежных и универсальных аналитических методов решения прямых задач в теории радиоактивного каротажа делает значение численных методов особенно большим. В основном используют два численных метода: метод конечных разностей для решения многогрупповых уравнений диффузии (или других, более точных уравнений, например P_n -приближения) и метод Монте-Карло. Метод Монте-Карло-абсолютно точный метод; метод же конечных разностей—приближенный, поскольку приближенными являются сами исходные уравнения, к которым применяется численный метод.

В методе конечных разностей область непрерывного изменения аргументов (x, y, z и т. д.) заменяют дискретным (конечным) множеством точек с координатами (x_i, y_i, \dots). Это множество точек называется *сеткой*. Производные от исследуемых функций, входящие в уравнения, заменяют их разностными аппроксимациями.

Рассмотрим метод на конкретном примере решения уравнения диффузии в двухслойной среде с цилиндрической границей раздела. Уравнение (1.45б) в цилиндрической системе координат (z, ρ, ϕ) при $S = 0$ и наличии цилиндрической симметрии задачи принимает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial n}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 n}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) - \frac{n}{\tau} = 0. \quad (I.75)$$

Разобьем оси ρ и z шагом h , а ось времени t —с шагом l . Координатами узлов пространственной сетки, в которых рассматриваем значения функции $n(\rho, z, t)$, являются числа $p_i = ih$, $z_j = jh$ а узлами временной оси — $t_{k=kl}$ ($i, j, k = 0; 1; 2; \dots$). Обозначим $r_{ijk} = (p_i, z_j, t_k)$.

Производные, входящие в уравнение (I.75), можно приближенно представить, например, в виде

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t} \right)_{i, j, k} = \frac{n_{i+1, j, k} - n_{i, j, k}}{l}; \quad (I.76)$$

$$\left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_{i, j, k} = \frac{n_{i+1, j, k} - n_{i-1, j, k}}{2h}; \quad (I.76a)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \rho^2} \right)_{i, j, k} &= \frac{1}{h} \left(\frac{n_{i+1, j, k} - n_{i, j, k}}{h} - \frac{n_{i, j, k} - n_{i-1, j, k}}{h} \right) = \\ &= \frac{1}{h^2} (n_{i+1, j, k} - 2n_{i, j, k} + n_{i-1, j, k}) \end{aligned} \quad (I.76b)$$

Аналогично последнему выражению

$$\left(\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right)_{i, j, k} = \frac{n_{i, j+1, k} - 2n_{i, j, k} + n_{i, j-1, k}}{h^2}. \quad (I.76b)$$

Подстановка полученных разностных аппроксимаций для производных в уравнение (I.75) приводит к следующему разностному уравнению диффузии;

$$\begin{aligned} n_{i, j, k+1} &= \left(1 - 4D \frac{l}{h^2} - \frac{l}{\tau} \right) n_{i, j, k} + \frac{Dt}{h^2} \left[\left(1 + \frac{1}{2l} \right) n_{i+1, j, k} + \right. \\ &\quad \left. + \left(1 - \frac{1}{2l} \right) n_{i-1, j, k} + n_{i, j+1, k} + n_{i, j-1, k} \right]. \end{aligned} \quad (I.77)$$

Обратим внимание на то, что в правую, часть уравнения (I.77) входят значения n при $t=t_k$, в левую же—при $t=t_{k+1}$. Таким образом, если задано начальное условие, т. е. значения $n_{i,j,0}$ по уравнению (I.77) при разных i и j легко рассчитывают величины $n_{i,j,l}$ в узлах (p_i, z_j) в следующий момент времени $t_l = l$. Далее по значениям $n_{i,j,l}$ вычисляют $n_{i,j,2}$ и т. д.

Для уравнений параболического типа, к которым принадлежат уравнения диффузии и теплопроводности, при некоторых значениях l/h схема расчета (I.77) становится неустойчивой, т. е. наблюдается резкий рост погрешностей вычисления в случае перехода от слоя k (времени t_k) к следующему слою $k+1$ (времени t_{k+1}). Чтобы это исключить, необходимо выполнение следующего условия устойчивости:

$$l \leq h^2 / \left(4D + \frac{h^2}{\tau} \right). \quad (I.77a)$$

Соотношение (I.77a) легко получить, если величины $n_{i,j,k}, n_{i,j,k+1}$ ($i=1, 2, \dots$) в уравнении (I.77) заменить их неточными значениями $n+\epsilon$ (ϵ —погрешность определения n) и потребовать, чтобы $\epsilon_{i,j,k+1} = < \max \{ \epsilon_{i,j,k} | i, j = 1, 2, \dots \}$.

Метод Монте-Карло—способ решения различных задач с использованием процедур случайного розыгрыша тех или иных величин. В применении к решению задач переноса излучений он состоит в прослеживании «судьбы» частицы (нейтрона, γ -кванта и т. п.) путем имитации элементов ее траектории.

Если разыграть все случайные параметры истории частицы от момента ее вылета из источника до достижения интересующего нас события (снижения энергии до заданного уровня, поглощения, попадания в детектор и т. п.), можно построить случайную траекторию частицы. Многоократно повторяя этот процесс, т. е. имитируя достаточно большое число случайных траекторий, получим распределение частиц различной энергии в пространстве и во времени, или вероятность некоторого события, например регистрации частицы детектором. Чем больше число траекторий, тем меньше статистическая погрешность решения задачи.

Если достаточно точно известны законы элементарных актов взаимодействия частицы с атомами (ядрами), применение метода Монте-Карло к задаче переноса излучений можно рассматривать как математический (мысленный, «бумажный») эксперимент. При полном учете законов элементарных актов такой метод дает точное решение задачи (с точностью до статистических погрешностей, стремящихся к нулю с ростом числа траекторий). В этом случае учет любых особенностей геометрии задачи не встречает принципиальных трудностей. Из-за необходимости розыгрыша большого числа траекторий (относительная погрешность расчетов $\delta = 1/N^{1/2}$, где N — число траекторий с «благоприятным» исходом, т. е. пришедших в детектор, попавших в исследуемый объем фазового пространства и т. п.) массовое применение метода стало возможным лишь после создания ЭВМ с высоким быстродействием.

Принципиальным элементом любых расчетов методом Монте-Карло является розыгрыш случайных величин (угла вылета или рассеяния и т. п.) в строгом соответствии с объективными законами распределения вероятностей данной величины. Для этого необходимо уметь получать случайные числа, распределение которых такое же, как для данной физической величины.

Разработаны различные способы получения потока случайных чисел ξ , равномерно распределенных в интервале $(0, 1)$, а также способы преобразования потока таких чисел в поток чисел η с заданной функцией распределения $F(x) = P(\eta < x)$. Случайные числа, распределенные равномерно, получают либо с помощью физических случайных процессов, либо по специальным рекуррентным алгоритмам. Последовательность чисел, получаемых последним способом, называемая псевдослучайной - п. с. ч., строго говоря, не является случайной, однако имеет распределение, в некотором смысле мало отличающееся от равномерно случайного, а именно, при решении многих задач это различие не оказывается в заметной степени на точности их решения.

Приведем самый распространенный алгоритм получения п. с. ч.

В качестве первого п. с. ч. берется $5^m * 2^{-n}$, где n —число разрядов мантиссы в данной ЭВМ, m выбирают максимально возможным, при котором еще $5^m < 2^n$. Каждое последующее п. с. ч. ξ_{i+1} получают из предыдущего ξ_i , умножением на $5^m * 2^{-n}$ и выделением последних n разрядов произведения. Это n -разрядное число помещают в память ЭВМ в качестве мантиссы п. с. ч.

Когда тем или иным способом обеспечена генерация последовательности случайных или псевдослучайных чисел ξ , равномерно распределенных в интервале $(0, 1)$, поток случайных чисел η с функцией распределения $F(x)$ получают способом интегральной вероятности, основанном на следующей теореме. Если случайная величина имеет функцию плотности распределения $f(x)$, то случайная величина

$$y = F(x) = \int_{-\infty}^x f(x) dx \quad (I.78)$$

равномерно распределена в интервале $(0, 1)$. Следовательно, поток чисел

$$\eta_i = F^{-1}(\xi_i), \quad (I.78a)$$

где ξ_i —поток чисел, распределенных равномерно в интервале $(0, 1)$, имеет плотность распределения $f(x)$; F' —функция, обратная F .

В качестве примера использования этой теоремы рассмотрим правило розыгрыша длины l пробега частиц между соударениями. В однородной среде вероятность $d\Phi/\Phi$ того, что частица испытает взаимодействие в интервале расстояния $(x, x+dx)$ согласно равенству (I.7)

$$f(x) dx = \sum e^{-\Sigma x},$$

а функция распределения

$$F(x) = \int_0^x f(x) dx = 1 - e^{-\Sigma x}.$$

Отсюда

$$\eta = -\frac{1}{\Sigma} \ln(1 - \xi).$$

Поскольку величины ξ и $1-\xi$ распределены одинаково, можно длину пробега l разыгрывать по формуле

$$l = -\ln \xi / \Sigma. \quad (I.79)$$

В случаях, когда уравнение вида (I.78) не удается разрешить относительно y или функция F' оказывается сложной и неудобной, применяют второй способ получения потока случайных чисел η с заданным распределением. Подбирают некоторую вспомогательную функцию плотности распределения $f_l(x)$, удобную для розыгрыша случайных чисел (например, описанным выше способом интегральной вероятности) и удовлетворяющую условию $f(x)/f_l(x) = < M$ с конечным значением M . Далее разыгрывают случайное число ξ по закону $f_l(x)$ и случайное число η , равномерно

распределенное на интервале $(0, 1)$. Если при этом удовлетворяется условие $\eta M = \langle f(\xi) / f_1(\xi) \rangle$, то число ξ принимают в качестве очередного случайного числа из потока чисел с искомым распределением $f(x)$, в противном случае оно отбрасывается и процедура розыгрыша повторяется.

Кратко опишем последовательность розыгрыша отдельных элементов траекторий частиц и приведем (без вывода) формулы для их розыгрыша.

1. Разыгрываются энергии и направления вылета частицы из источника. Спектр источника (в тех случаях, когда он сплошной) разыгрывается обычно вторым из рассмотренных выше способов получения потока случайных чисел, поскольку, как правило, функция $f(E)$ сложна или даже не имеет точного аналитического выражения, а дается графически. Направление вылета частицы из источника определяется углами θ и ϕ сферической системы координат. Для изотропного источника угол ϕ распределен равномерно в интервале $(0, 2\pi)$, поэтому его следует разыгрывать по формуле $\phi = 2\pi\xi$.

Можно показать, что в случае изотропного источника равномерно распределена также величина $\cos\theta$ в интервале $(-1, 1)$. В связи с этим $\cos\theta = 1 - 2\xi$.

По величинам ϕ и $\cos\theta$ легко рассчитать направляющие косинусы a, b, c вектора направления частицы.

2. Рассчитываются парциальные сечения поглощения Σ_{zi} и рассеяния Σ_{pi} на отдельных элементах среды и полные сечения $\Sigma_z, \Sigma_p, \Sigma_z + \Sigma_p = \Sigma$.

3. Согласно формуле (I.79) разыгрывается длина пробега l , а затем по значениям l, a, b и c рассчитываются координаты точки соударения частицы.

4. Разыгрывается вид взаимодействия: рассеяние или поглощение. Если очередное случайное число $\xi < \Sigma_z / \Sigma$, считается, что произошел захват, в противном случае - рассеяние.

5. Разыгрывается, с ядром какого вида произошло соударение. Рассмотрим этот вопрос на примере рассеяния. Если

$$\frac{1}{\Sigma_p} \sum_{i=0}^k \Sigma_{pi} < \xi < \frac{1}{\Sigma_p} \sum_{i=0}^{k+1} \Sigma_{pi},$$

считается, что рассеяние произошло с ядром $k+1$ -го типа.

6. Если произошло поглощение, а продукты реакции нас не интересуют, траекторию частицы считают законченной. Тем или иным способом регистрируют ее параметры, например координаты места поглощения, и начинают розыгрыш новой траектории. В случае, когда нас интересует и история продуктов реакции, например γ -квантов радиационного захвата нейтронов, разыгрывают судьбу указанных продуктов.

7. Если в результате розыгрыша в п. 4 «выпало» рассеяние, разыгрывается угол рассеяния или потеря энергии частицы. Эти величины связаны между собой однозначно формулами (I.16), (I.18) и т. п., поэтому разыгрывается лишь одна из них, другая же рассчитывается по указанным формулам. Рассмотрим этот вопрос подробнее на примере рассеивания нейтрона, изотропного в системе C . Удобнее сначала разыграть энергию после соударения, поскольку она согласно § 5 имеет простое распределение—равномерное в интервале $(\alpha E, E)$. Новая энергия

$$E' = \alpha E + \xi(1 - \alpha)E.$$

Далее по формуле

$$\cos\theta = \frac{M+1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} - \frac{M-1}{2} \sqrt{\frac{E}{E'}},$$

являющейся следствием формул (I.18) и (I.19), вычисляется значение $\cos\theta$.

Азимутальный угол рассеяния ϕ в плоскости, перпендикулярной к старому направлению, рассчитывается, как и в п. 1, равномерно в интервале $(0, 2\pi)$.

8. Зная направляющие косинусы до соударения и углы рассеяния, вычисляют новые направляющие косинусы. Далее, возвращаясь к п. 2, рассчитывают новые значения сечений и разыгрывают новый пробег частицы. Так продолжают до достижения интересующего нас события: попадания частицы в детектор и регистрации ее, снижения энергии частицы до определенного значения и т. п. Например, если нас интересует плотность замедления нейтронов за энергию $E_{\text{пор}}$, то после каждого соударения проводят сравнение текущей энергии E нейтрона с $E_{\text{пор}}$. При $E > E_{\text{пор}}$

продолжают моделирование траектории, а в случае $E < E_{\text{пор}}$ добавляют единицу в ячейку памяти, отведенную для записи числа нейтронов, замедляющихся в том объеме фазового пространства и в том интервале времени, внутри которых произошло соударение нейтрона, приведшее к пересечению энергии $E_{\text{пор}}$.

Натурное моделирование

Наиболее прямым и надежным способом решения задач радиоактивного каротажа является натурное (физическое) моделирование, т. е. измерения на моделях пластов с известными свойствами или в реальных скважинах, пересекающих пласти известных состава и строения.

Создание моделей со строго заданными свойствами часто превращается в сложную и дорогостоящую задачу. Еще труднее подобрать материалы, хорошо моделирующие породы с реальным составом и плотностью. Наиболее доступные среды для моделирования - насыпной песок или крошка различных пород. Но пористость последних выше, а плотность меньше, чем у большинства реальных горных пород. В принципе объем пустот можно уменьшить, смешивая разные фракции крошки в определенном соотношении. Однако это представляет непростую процедуру. Сложна также задача насыщения моделей необходимой жидкостью, тем более газом необходимой плотности. Другие проблемы обеспечение однородности среды, контроль точных значений ее плотности, пористости, химического состава и т. п.

Перечисленные трудности привели к тому, что к настоящему времени создано сравнительно мало хороших моделей, особенно для таких относительно глубинных методов, как нейтронные.

Моделирование задач в определенной степени можно проводить с использованием естественных моделей, т. е. скважин, пересекающих разрез, свойства которого хорошо известны по данным анализа керна. Однако такие случаи сравнительно редки.

Чаще бывает недостаточен вынос керна и неполон перечень изученных свойств

В некоторых случаях моделирование можно упростить путем применения принципа подобия, позволяющего использовать модели с плотностью, отличающейся от плотности реальной породы. Пусть относительные концентрации (в %) атомов различного типа в реальной среде и модели одинаковы, а плотность модельной среды δ' отличается от плотности δ реальной породы. Тогда отношение сечений любой реакции Σ' и Σ в тех же средах равно отношению абсолютных концентраций атомов и, следовательно, их плотности

$$\Sigma/\Sigma' = \delta/\delta' = k.$$

Коэффициент k называется *коэффициентом подобия*. Рассмотрим сначала плотность замедления нейтронов в однородных средах - реальной с плотностью δ и модельной с плотностью $\delta' = \delta/k$. Пусть методом Монте-Карло прослежено некоторое число траекторий. В модельной среде с плотностью δ' все элементы этих траекторий (при розыгрыше с теми же случайными числами) останутся без изменения, кроме длин и времен пробегов, которые увеличатся в k раз. Таким образом, все траектории сохраняют свою форму, но растягиваются в k раз. Все N траекторий, ранее завершившиеся в сферическом слое $(r, r+dr)$ с объемом $dV = 4\pi r^2 dr$, «попадают» теперь в слой $(r', r'+dr')$, где $r' = kr$, $dr' = kdr$. Объем этого слоя $dV' = 4\pi r'^2 dr' = 4\pi k^2 r^2 dr = k^3 dV$. Плотности замедления в реальной среде и в соответственной точке модельной среды выражаются соотношениями

$$q_3(r) = \frac{N}{dV}; \quad q'_3(r') = \frac{N}{dV'} = \frac{q_3(r)}{k^3} = \frac{q_3(r'/k)}{k^3}. \quad (I.80)$$

В нестационарном поле нейтроны, которые ранее замедлялись в интервале времени (t, dt) , в модельной среде замедляются в интервале $(kt, kt+kdt)$. Поэтому плотности замедления в единицу времени от импульсного источника связаны соотношениями

$$q'_3(r', t') = \frac{N}{dV' dt'} = \frac{q_3(r, t)}{k^4} = \frac{1}{k^4} q_3\left(\frac{r'}{k}, \frac{t'}{k}\right). \quad (I.80a)$$

Формулы, связывающие плотности нейтронов и плотности потока нейтронов, получаются путем сопоставления формул (I.80a) и (I.54) с учетом того, что скорость частиц в соответственных точках траекторий одна и та же. Таким образом, для нестационарного поля

$$\begin{aligned}\Phi'_u(r', t') &= \frac{q'_3(r', t')}{\Sigma'_{p\xi}} = \frac{k}{\Sigma_{p\xi}} \frac{1}{k^4} q_3\left(\frac{r'}{k}, -\frac{t'}{k}\right) = \\ &= \frac{1}{k^3} \Phi\left(\frac{r'}{k}, -\frac{t'}{k}\right) = \frac{1}{k^3} \Phi(r, t).\end{aligned}\quad (I.80б)$$

для стационарного поля

$$\Phi'_u(r') = \frac{1}{\Sigma'_{p\xi}} q_3(r') = \frac{k}{\Sigma_{p\xi}} \frac{1}{k^3} q_3\left(\frac{r'}{k}\right) = \frac{1}{k^2} \Phi(r). \quad (I.80в)$$

Формулы (I.80б) и (I.80в) справедливы для любых частиц.

Связь $n'(r')$ и $n(r)$ аналогична связи для плотности потока (I.80б) и (I.80в), поскольку Φ и n различаются лишь сомножителем, равным скорости частиц, которая в обеих средах одинакова.

При исследованиях в сложных средах плотности всех компонентов среды в модели должны отличаться от плотностей соответствующих реальных сред в одно и то же число раз $k = \delta/\delta'$. Одновременно в k раз изменяются линейные размеры модели по сравнению с реальной средой. При этом обеспечивается переход друг в друга всех сходственных точек реальной среды и ее модели.

Указанное преобразование плотности и линейных размеров относится к скважинной среде, длине зонда и к другим конструктивным элементам прибора. Точное соблюдение этого требования весьма сложно, что существенно ограничивает применение принципа подобия в настоящее время.

Каждый из методов решения прямых задач радиоактивного каротажа, рассмотренных в § 8-9, имеет определенные преимущества и недостатки, что заставляет в разных случаях использовать различные подходы или комплексировать несколько методов.

Преимуществом *аналитических методов*, если они не слишком громоздки, является возможность быстрого получения общих результатов, описывающих изучаемый процесс в широком интервале изменения независимых переменных, что облегчает установление основных закономерностей и масштаба явлений. Если аналитические методы приводят к громоздким не наглядным формулам, требующим расчета на ЭВМ, то такие методы пригодны лишь в случае, когда точность их сравнима с точностью численных методов, а время расчета значительно меньше.

С учетом приведенного выше собственно аналитические методы в настоящее время используются в основном для качественного, иногда полуколичественного описания распределения ядерных излучений в однородных средах. Однако на базе аналитических методов в сочетании с обобщением результатов экспериментальных и численных методов можно предложить полуаналитические методы (экспоненциальное приближение, принцип эквивалентности сред по нейтронным и γ -лучевым свойствам и др.), позволяющие достаточно точно решать задачи для некоторых случаев на основе точных данных для сред с близкими свойствами. По существу, эти методы являются методами обоснованного переноса результатов для одних случаев на другие, близкие им в том или ином смысле. Примеры использования полуаналитических методов будут рассмотрены в § 27.

Экспериментальные методы являются наиболее надежными, а в ряде случаев, когда для решения интересующей нас задачи могут быть использованы уже существующие, модели пластов, и достаточно экспрессными и малотрудоемкими. Однако, как правило, решение новых задач связано с созданием ранее не известных моделей, что является весьма кропотливым и дорогостоящим.

Преимущества экспериментальных данных — простота учета (автоматический учет) особенностей измерительного прибора (диаметр и толщина корпуса, размеры и материал экрана), а также независимость от степени изученности законов взаимодействия излучений с атомами, входящими в данную среду, поскольку их особенности учитываются автоматически.

Поэтому эксперимент хотя бы в ограниченном объеме необходим как средство контроля результатов численных расчетов. Он также желателен при получении окончательных интерпретационных палеток для серийных образцов приборов.

Численные методы занимают промежуточное положение между аналитическими и экспериментальными. С экспериментальными методами (особенно методы Монте-Карло) их сближает возможность получения результатов высокой точности для сложных геометрических условий и конкретность результатов: при расчетах получается не формула, описывающая явление в

широком диапазоне условий, а численные данные для конкретных сред, определенной схемы измерений и т. п. В то же время численные методы, как и аналитические, зависят от степени изученности сечений и других законов элементарных актов взаимодействия излучений с веществом.

Значение аналитических методов наиболее важно на начальной стадии разработки ядерных методов исследования скважин, когда общность метода, наглядность получаемых в виде формул результатов окупают в определенной степени их приближенный характер и применимость в основном в однородной среде. На следующем этапе более детальной разработки ядерных методов большее место занимают численные методы, сначала менее трудоемкие, хотя и менее точные разностные методы, а в дальнейшем для получения более точных данных в ограниченном числе случаев—методы Монте-Карло. На конечном этапе разработки ядерных методов, особенно при получении палеток для серийных приборов, главным в настоящее время является эксперимент или расчет методом Монте-Карло, при необходимости корректируемый по данным экспериментов, проведенных для небольшого числа важнейших случаев.

Указанные рекомендации, конечно, не абсолютны и в некоторых случаях не только возможны, но и целесообразны отклонения от них. Например, когда преимущества нового метода или новой его модификации ожидаются лишь в условиях сложной геометрии, может оказаться целесообразным начать исследования сразу методом Монте-Карло в сочетании с экспериментами. Когда имеется аппаратура, пригодная для исследований новым методом, а также готовые натурные модели подходящего состава и типа, главными становятся эксперименты на моделях, а иногда в скважинах.

§ 10. Некоторые общие вопросы радиоактивных методов исследования скважин

1. Радиус R_u зоны исследования (глубинность) радиоактивных методов. Его вводят чаще всего как радиус цилиндрической области, соосной с зондом, за которой любые изменения свойств среды приводят к относительно малым (меньше ε) изменениям показаний метода. Если показания метода при радиусе цилиндра R обозначить $J(R)$, то радиус R_u зоны исследований (радиус исследования) определяется из уравнения

$$\frac{|J(R_u) - J(R = \infty)|}{J(R = \infty)} = \varepsilon. \quad (I.81)$$

В уравнении (I.81) не накладывается никаких ограничений на изменения среды за границей цилиндра радиусом R_u . Обычно считают, что за этой границей в одном случае находится та же среда, что и внутри цилиндра ($R = \infty$), в другом—пустота. Среду внутри цилиндра можно брать однородной (тогда получают радиус исследования в однородной среде), либо включить в нее скважину, коаксиальную зонду и имеющую заданные радиус и заполнение (находят радиус исследования в скважине заданного диаметра и заполнения).

Величину ε можно выбирать различной. Наиболее часто ее принимают равной 0,1 (10%). Предлагают задавать ε равной погрешности измерений данным методом. Практически последнее предложение целесообразно, однако при рассмотрении принципиальных возможностей метода (вне связи с достигнутым в настоящее время уровнем точности измерений) ε считают постоянной величиной.

Для точечного источника нейтронов на оси цилиндра С. А. Кантором получено выражение

$$R_u \approx 2,1L, \quad (I.81a)$$

где L — длина переноса нейтронов (L_s для ННМ-НТ и L_n для ННМ-Т).

Рассмотренные определения глубинности обладают рядом недостатков. Замена среды за цилиндром радиусом R_u на пустоту не соответствует реальным условиям исследования скважин. Определение (I.81) смешивает понятие глубинности с понятием дифференцирующей способности метода. Глубинность в соответствии с прямым смыслом слова должна характеризовать лишь относительный вклад в показания метода изменений свойств среды, удаленных на различные расстояния от зонда. Согласно же определению (I.81) метод с меньшей дифференцирующей способностью при прочих равных условиях будет и менее глубинным. Кроме того, некоторые свойства горных пород оказывают влияние лишь на часть истории частиц, например, нейтронопоглощающие свойства только на этап диффузии тепловых нейтронов. В то же время водородосодержание среды влияет на всю историю нейтрона, включая и этап замедления. Однако определение (I.81) не разделяет эти случаи. Чтобы преодолеть отмеченные сложности, предлагаем понятие глубинности вводить следующим образом.

Как и ранее, рассматривается цилиндрическая граница радиусом R . Внутри границы находится пласт с заданными свойствами, а среда за ней имеет иное значение характеристики, изучаемой данным методом (например, плотность при ГГМ). Условно значение этого параметра для внутренней и внешней частей пласта обозначим δ_1 и δ_2 . Тогда радиус зоны исследования определяется из уравнения

$$\lim_{\delta_2 \rightarrow \delta_1} \frac{J(R=\infty) - J(R=R_i)}{J(R=\infty) - J(R=R_{np})} = \varepsilon, \quad (I.82)$$

где R_{np} — радиус прибора.

Как показал анализ, практически вместо предела левой части уравнения (I.82) можно брать его значение при конечных различиях свойств пласта, например, для нейтронных методов при различии водородосодержания на 5—10 % абс.

Левая часть выражения (1.82) при монотонной зависимости J от R , т. е. практически всегда, меняется в пределах 0—1. Поэтому независимо от дифференцирующей способности метода не может быть случая, когда левая часть уравнения (I.82) ни при каких условиях не равна ε . В отличие от отношения (I.81) выражение (I.82) показывает лишь долю вклада различных участков среды в показания метода. В большинстве случаев значения R_i , рассчитанные согласно разным определениям, близки, а при ГК и НАК практически одинаковы. Иногда, например, при определении глубинности нейтронных методов по нейтронопоглощающим свойствам следует пользоваться лишь определением (I.82). Численные значения R_i для различных методов будут приведены в соответствующих разделах книги.

2. *Оптимальные размеры зондов и времени задержки.* Расстояние между серединами источника и детектора излучения называют *длиной (размером) зонда*. Учитывая некоторое изменение показаний при одном и том же размере зонда, но различной длине детектора, вводят понятие *эффективной длины зонда*. *Эффективной длиной зонда* называют расстояние от середины источника до точки детектора, в которой число частиц, регистрируемых единицей длины детектора, равно среднему значению этого числа на весь детектор. Эффективная длина зонда несколько меньше длины зонда. Различие растет с увеличением протяженности детектора.

Время, прошедшее от момента срабатывания импульсного источника до регистрации частиц, называют *временем задержки*. Здесь предполагается, что источник и детектор практически точечные, а импульс источника и регистрация частиц — мгновенные.

Оптимальной называется длина зонда (а при импульсных методах также время задержки), при которой погрешность определения искомой характеристики пласта минимальна.

Зависимость показаний большинства методов от длины зонда (а для ИНМ и от времени задержки) может быть описана экспоненциальными зависимостями вида (I.65) и (I.74б) с заменой соответственно q_3 и n на J , A и n_0 — на J_0 (исключая область очень малых зондов и времен задержки, которые, как показывает анализ, не являются оптимальными). Кроме того, в большей части случаев интересующий параметр (например, водородосодержание при НМ, нейтронопоглощающая активность при ИНМ) влияет на соответствующий пространственный ($\alpha_1 = L^{-1}_p$) или временной ($\alpha_2 = \lambda \approx 1/\tau$) декремент затухания поля. Поэтому задача сводится к минимизации погрешности определения указанных декрементов.

Итак, оптимальными будут такие значения длины зонда l_3 и времени t задержки для ИНМ с одной временной задержкой при однозондовых методах, при которых отношение

$$\sigma / (\partial J / \partial a_i) = \min. \quad (I.83)$$

Здесь σ — средняя квадратическая погрешность показаний J метода; $i = 1, 2$.

Дисперсия σ^2 показаний J является суммой дисперсий (погрешностей): 1) статистических флуктуаций с дисперсией $\sigma_1^2 = J$; 2) нестатистических погрешностей, пропорциональных измеряемой интенсивности излучения; общая дисперсия таких погрешностей, обусловленная, например, нестабильностью аппаратуры, $\sigma_2^2 = \delta^2 J$, причем относительная погрешность δ не зависит от J ; 3) нестатистических погрешностей, абсолютная величина которых σ_3^2 не зависит от J (например, погрешности за счет неучтенного фона, неточности установки нулевой линии и т. п.). Все виды погрешностей в первом приближении можно считать независимыми, поэтому

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 = J + \delta^2 J^2 + \sigma_3^2, \quad (I.84)$$

где δ и σ_3 не зависят от J , следовательно, и от l_3 и t .

С учетом выражений (I.74б) и (I.84) в точке минимума выражения (I.83) должно выполняться условие (в дальнейшем индекс при α , опускаем)

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{\sqrt{J + \delta^2 J^2 + \sigma_3^2}}{\left| \frac{J}{J_0} \frac{\partial J_0}{\partial \alpha} - t J \right|} \right\}_{t=t_{\text{опт}}} = 0. \quad (I.85)$$

Аналогичную формулу с заменой t на $r = l_3$ получаем при использовании выражения (I.65) вместо равенства (I.74б). Поскольку все формулы для t и l_3 одинаковы, ограничимся рассмотрением задачи для $t_{\text{опт}}$.

Вначале предположим, что $dJ_0 / d\alpha = 0$. Произведя дифференцирование соотношения (I.85) с учетом зависимости (I.74б) и приравнивая к нулю числитель полученного выражения, получаем уравнение для определения $t_{\text{опт}}$:

$$\alpha t_{\text{опт}} \left(1 + 2 \frac{\sigma_3^2}{J_0} e^{\alpha t_{\text{опт}}} \right) = 2 \left(1 + \frac{\sigma_3^2}{J_0} e^{\alpha t_{\text{опт}}} + \delta^2 J_0 e^{-\alpha t_{\text{опт}}} \right). \quad (I.85a)$$

Результаты решения уравнения (I.85a) для некоторых значений δ и σ_3 при различной начальной интенсивности J_0 приведены в табл. 4. Из нее видно, что величины $t_{\text{опт}}$ и $l_{\text{опт}}$ растут с увеличением начальной интенсивности J_0 , т. е. с повышением мощности источника, чувствительности детекторов. Однако, если погрешность δ мала, то этот рост до $J_0 \approx 5 \cdot 10^4$ имп небольшой. Анализ уравнения (I.85a) показывает, что при таких значениях J_0 , когда статистическая погрешность преобладает (точнее, в случае $\sigma_2/\sigma_1 \rightarrow 0$ и $\sigma_3/\sigma_1 \rightarrow 0$),

Итак, пока основной погрешностью остается статистическая, оптимальное время задержки при ИНК равно 2τ , а оптимальная длина зонда $2L_p$.

ТАБЛИЦА 4. Оптимальные значения длин зондов или времён задержки (в единицах $1/\alpha$) при различной начальной интенсивности J_0

Постоян- ная погреш- ность σ_3 , имп	Относительная мультиплекатив- ная погрешность δ , %	$t_{\text{опт}}(t_{\text{опт}})$				
		Начальная интенсивность $J_0, 10^4$ имп				
		0,1	1	5	20	200
10	5	1,82	3,13	4,50	5,42	9,37
0	5	2,43	3,50	4,56	5,62	9,50
0	1,41	2,05	2,37	3,00	3,80	7,32

При большой величине J_0 основное значение имеет погрешность $\sigma_2 = \delta J$, и $t_{\text{опт}}$, $l_{\text{опт}}$ растут с увеличением J_0 . В случае преобладания σ_3 , наоборот, $t_{\text{опт}}$ и $l_{\text{опт}}$ уменьшаются и при $\sigma_1/\sigma_2 \rightarrow 0$, $\sigma_2/\sigma_3 \rightarrow 0$ стремятся к $1/\alpha_i$.

Если J_0 зависит от декремента затухания α , вместо уравнения (I.85a) получаем:

$$\alpha T \left(1 + \frac{2\sigma_3^2}{J_0 e^{-\alpha t_0}} e^{\alpha T} \right) = 2 \left(1 + \frac{\sigma_3^2}{J_0 e^{-\alpha t_0}} e^{\alpha T} \right) + \delta^2 J_0 e^{-\alpha t_0} e^{-\alpha T}. \quad (I.85b)$$

Уравнение (I.85b) переходит в выражение (I.85a) при замене ($t_{\text{опт}}$ на T и J_0 на $J_0 e^{-\alpha t_0}$). Здесь

$t_{\text{опт}}$ на T и J_0 на $J_0 e^{-\alpha t_0}$. Здесь $t_0 = \frac{1}{J_0} \frac{dJ_0}{d\alpha}$; $T = t_{\text{опт}} - t_0$.

Легко показать, что t_0 это время пересечения двух кривых, соответствующих декременту α , и бесконечно близкому к нему значению $\alpha + d\alpha$, $J_0 e^{-\alpha t_0}$ — скорость счета в точке пересечения.

Следовательно, полученные выше выводы относительно $t_{\text{онм}}$ теперь относятся к $t_{\text{онм}} - t_0$, при этом вместо J_0 следует оперировать величиной $J_0 e^{-\alpha t_0}$.

Оптимальные значения времени и длины зонда сохраняются прежними, если их отсчитывать от точки пересечения асимптот к правым ветвям кривых зависимости $J = f(t)$ для пластов с разным значением α (рис. 11). Так, при преобладании статистических погрешностей $t_{\text{онм}} \approx t_0 + 2\tau$. Кривые $J = f(t)$ и $f(l)$ могут быть неэкспоненциальными при малых значениях t и l (см. рис. 11).

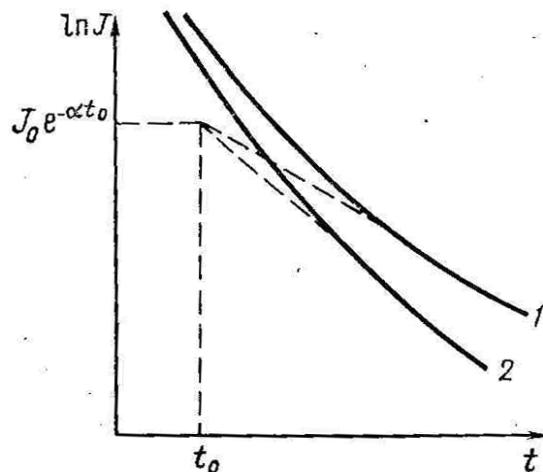


Рис. 11. Нахождение величины t_0 . Значения декремента затухания: 1- α , 2- $\alpha+d\alpha$

Если экспериментально или теоретически рассчитаны кривые зависимости $\ln J = f(t)$ для двух близких значений α , то при продолжении влево их линейных участков находим точку пересечения и от нее вправо откладываем величину $t_{\text{онм}}$, рассчитываемую по формуле (I.85a) с заменой J_0 на $J_0 e^{-\alpha t_0}$.

Значения t_0 при ИННК обычно составляют 200—400 мкс, при ИНГК 300—600 мкс. Поэтому, например, при преобладании статистических погрешностей и среднем значении $\tau \approx 300$ мкс $t_{\text{онм}} = 900$; 1050 мкс соответственно.

В случае стационарных нейтронных методов точки пересечения асимптот к кривым $J = f(l)$ для α и $\alpha+d\alpha$, в зависимости от метода и диаметра скважины отстоят от начала координат на 10—20 см. Обычная начальная интенсивность $J_0 = 10^4$ ими, $\delta \approx 1—2\%$, т. е. согласно табл. 4 $l_{\text{опт}} - l_0 \approx 3L_p$. Для типичных значений L_p , равных для ННМ-НТ, ННМ-Т и НГМ 10—11, 12—14 и 15—17 см (при диаметре скважины 20 см), оптимальные размеры зондов будут составлять примерно 40—45; 45—50 и 55—70 см. Аналогично могут быть определены оптимальные значения разностей $\Delta l_{\text{опт}}$ длин зондов при двухзондовых стационарных методах и разностей $\Delta t_{\text{опт}}$ времен задержки при двухканальных импульсных методах. В этом случае согласно формулам (I.65) и (I.75б) соответствующие декременты определяются по выражениям

$$\alpha_1 = \frac{\ln J_1 - \ln J_2}{t_2 - t_1}; \quad \alpha_2 = \frac{\ln J_1 - \ln J_2}{l_2 - l_1}, \quad (I.86)$$

где J_1, J_2 — показания при разных значениях соответственно времени задержки или длин зондов.

Если чувствительности каналов одинаковы (одинаковы детекторы на двух зондах или ширины двух каналов при ИНК), дисперсия результатов определения α с учетом выражения типа (I.28)

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{(t_2 - t_1)^2} \sum_{i=1}^2 \frac{J_i + \delta^2 J_i^2 + \sigma_3^2}{J_i}. \quad (I.87)$$

Нас интересует сейчас значение $(t_2 - t_1)_{\text{опт}}$ или, что то же, значение $t_{2\text{опт}}$ в случае фиксированного t_1 . Поэтому при поисках минимума σ_a^2 считаем $J_i = \text{const}$. Тогда условие, минимума σ_a^2 , по аргументу t_2 приводит к уравнению (I.88)

$$a(t_{2\text{опт}} - t_1)(J_2 + 2\sigma_3^2) = 2 \left[\frac{\sigma^2(J_1)}{J_1^2} J_2^2 + J_2 + \sigma_3^2 + \delta^2 J_2^2 \right], \quad (I.88)$$

где $\sigma(J_i)$ — погрешность измерения J_i .

Уравнение (I.88) отличается от уравнения (I.85a) лишь появлением слагаемого $[\sigma_2(J_1)]/J_1^2$, что увеличивает разность $t_{2\text{опт}} - t_1$ на 10—20% по сравнению с данными, приведенными в табл. 4. Так, при преобладании статистических погрешностей

$$(t_2 - t_1)_{\text{опт}} \approx 2,22\tau; \quad (l_2 - l_1)_{\text{опт}} \approx 2,22L_p.$$

3. Форма кривых на границе двух пластов для различных методов (исключая ГМ) изучена недостаточно. При методах с источником ее приближенно можно получить из решения уравнения диффузии для границы двух полупространств. На рис. 12 приведено решение задачи в случае ГГМ на границе раздела дизельное топливо-соленая вода в подземных хранилищах. Оно в первом приближении может быть применено и к другим методам со стационарными источниками. Более точные решения для некоторых случаев (в том числе с учетом скважины) будут приведены в соответствующих разделах книги.

Согласно рис. 12 переходная зона на границе пластов имеет протяженность, близкую к длине зонда (при $l_3 \gg L\gamma$), и соответствует моментам, когда граница сред находится между источником и детектором.

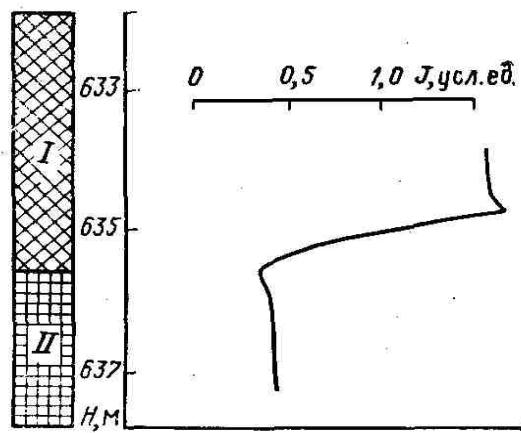


Рис. 12. Форма кривой ГГМ на границе двух сред. I-дизельное топливо, II-солёная вода

При отнесении точки записи зонда к середине между источником и детектором граница пластов достаточно большой мощности (более l_3 , но не менее $(5-6)L\gamma$) отмечается на середине аномалии кривой, не искаженной влиянием интегрирующей ячейки. В случае $l_3 \rightarrow 0$ длина переходного участка стремится не к нулю, а к величине $(2-3)L\gamma$

Глава IV ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Аппаратура для различных радиоактивных методов исследования скважин имеет много общего. Главные различия относятся к конструкциям зондов: источника, фильтров и индикаторов излучения. Учитывая общую функцию всех типов радиометрической аппаратуры, их называют *скважинными радиометрами*.

§ 11. Блок-схема радиометра

Конструктивно радиометры состоят из скважинного прибора, заключенного в прочную стальную или иногда дюралюминиевую гильзу, и наземного пульта, которые соединены между собой геофизическим (каротажным) кабелем.

В скважинном приборе радиометров располагаются детектор излучения, усилитель или усилительно-формирующий каскад, а также блок питания детектора (рис. 13).

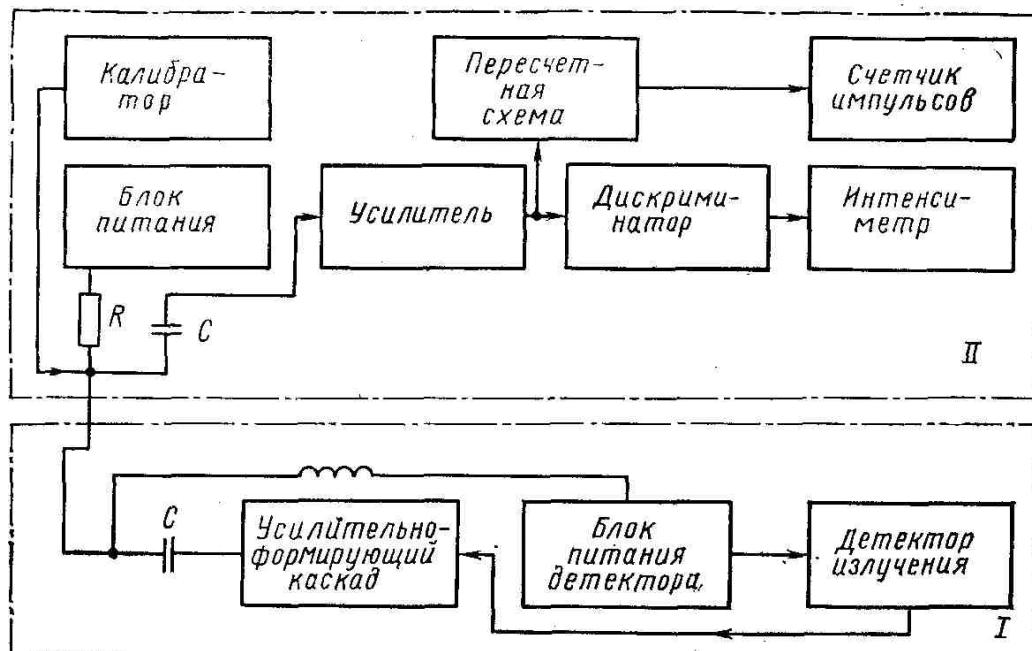


Рис. 13. Упрощенная блок-схема радиометра. I – скважинный прибор; II наземный пульт

Последний чаще всего содержит блокинг-генератор, вырабатывающий импульсный ток, который после повышения его напряжения трансформатором подается на высоковольтный выпрямитель. Выпрямленное напряжение стабилизируется обычно с помощью стабилитрона.

Детектор излучения является важнейшим элементом радиометра. При попадании ядерной частицы в детектор на его выходе образуется импульс электрического тока и напряжения который далее усиливается и обрабатывается электронной схемой прибора. В скважинной аппаратуре используются газонаполненные (ионизационные) и сцинтилляционные детекторы, рассматриваемые в § 13, 14. Исследуется возможность использования полупроводниковых детекторов.

Усиленный сигнал по двум жилам трехжильного (или по жиле и броне одножильного) кабеля передается на поверхность. По тем же проводам в скважинный прибор подается постоянный ток для питания его схемы. Поэтому, в скважинном приборе и на поверхности имеются соответственно *LC*- и *RC*-фильтры, разделяющие постоянный ток и импульсы сигнала.

В наземной части схемы (см. рис. 13) импульсы усиливаются и осуществляется их регистрация *измерителем скорости счета* (*интенсиметром*). В большинстве радиометров кроме регистрации интенсиметром предусматривается также счет импульсов с помощью специальных электромеханических или электронных счетчиков.

Калибратор выдает определенное число импульсов за 1 мин (3000, 6000, 12000 имп/мин) и служит для установления масштаба скорости счета (в импульсах в 1 мин на 1 см шкалы) при регистрации диаграмм.

Между усилителем и интенсиметром обычно включается блок-амплитудный дискриминатор. Дискриминатор — схема, пропускающая лишь те импульсы, амплитуда которых превышает некоторый заданный уровень (порог).

Введение дискриминатора с регулируемым порогом позволяет пропускать полезные сигналы, обусловленные попаданием ядерного излучения в счетчик, и задерживать небольшие шумовые импульсы, возникающие в детекторах. Кроме того, при использовании детекторов, выходные импульсы которых в определенной степени пропорциональны энергии частиц, путем изменения порога дискриминации можно регистрировать лишь излучения с энергией, превышающей некоторое заданное значение. При проведении измерений с несколькими значениями порога дискриминации можно судить об амплитудном распределении импульсов от датчика, а следовательно, и о спектральном составе излучения. Поэтому радиометры, имеющие дискриминатор с переменным регулируемым порогом, называют *интегральными спектрометрами*.

Существенный недостаток интегральных спектрометров — низкая статистическая точность определения числа импульсов N в узком интервале амплитуд (U_1, U_2), обусловленная тем, что эта величина вычисляется как разность двух измеряемых величин — количества импульсов N_1 и N_2 с амплитудами, превышающими соответственно U_1 и U_2 .

Погрешность можно уменьшить, если в процессе измерений с помощью специальных *дифференциальных амплитудных анализаторов импульсов* выделить импульсы с амплитудой в интервале (U_1, U_2) и зарегистрировать их число.

Основными частями одноканального дифференциального амплитудного анализатора являются два дискриминатора, включенные параллельно друг другу, и схема антисовпадений (рис. 14).

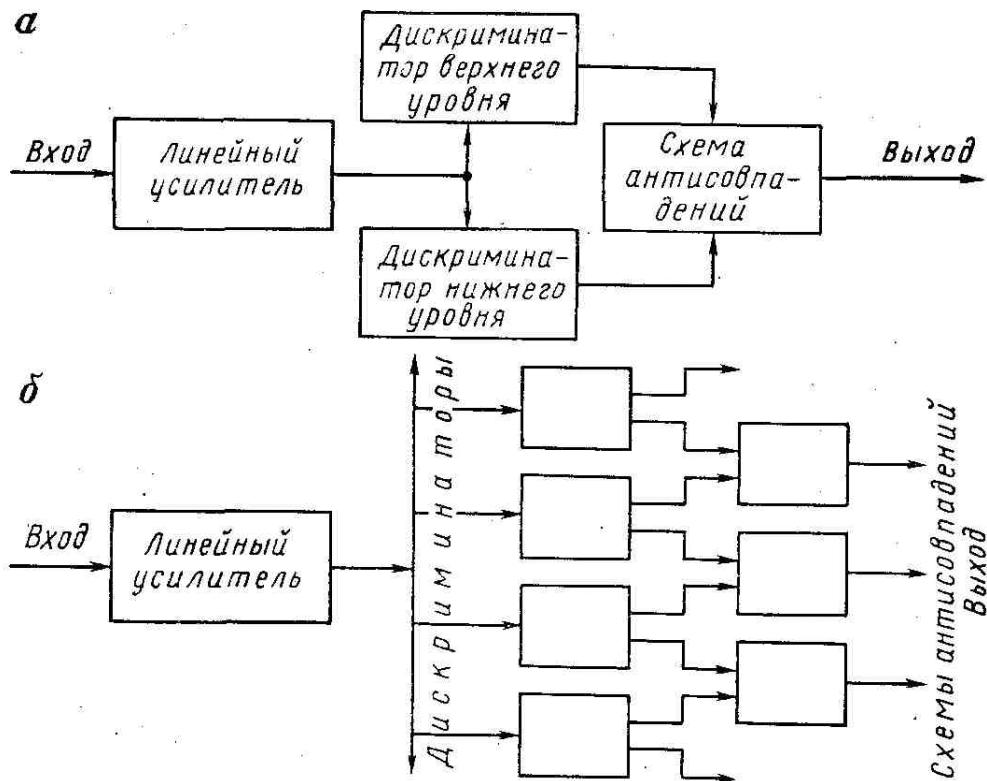


Рис. 14. Принципиальная схема одноканального (а) и многоканального (б) дифференциальных амплитудных анализаторов

Если один из дискриминаторов (нижнего уровня) пропускает импульсы с амплитудой выше U , то уровень дискриминации второго дискриминатора (верхнего уровня) устанавливается равным $U + \Delta U$. Величина ΔU называется шириной окна или каналом. Импульсы на выходе схемы антисовпадений возникают лишь при поступлении импульса на первый вход (от дискриминатора нижнего уровня) при одновременном отсутствии импульса на втором входе, т. е. схема пропускает лишь импульсы, амплитуда которых лежит в интервале $(U, U + \Delta U)$. Посредством синхронного изменения напряжения на обоих дискриминаторах (сохранения их разности ΔU) можно изучать распределение импульсов по амплитуде. Кривая зависимости числа импульсов на выходе анализаторов от порога дискриминации называется *дифференциальным спектром* (или *спектром*)

амплитуд). Установив соответствие между амплитудой импульсов в вольтах и энергией излучения в мегаэлектронвольтах путем эталонирования энергетической шкалы (см. § 42) и соответственно разбив ось абсцисс в единицах энергии, получают спектр амплитуд в энергетических единицах, называемый *аппаратурным спектром*.

Для сокращения времени исследований строят многоканальные спектрометры (см. рис. 14, б). Основной их частью является серия параллельно включенных дискриминаторов. Порог срабатывания каждого из последующего дискриминаторов выше порога предыдущего на некоторую величину ΔU . Выходы любой соседней пары дискриминаторов подключены к входам схемы антисовпадений, которые совместно с последующей усиливающей и регистрирующей схемой составляют один канал спектрометра.

§ 12. Источники γ -излучения и нейtronов

В качестве источников γ -излучения в скважинной аппаратуре в настоящее время используют в основном радиоактивные вещества — радиоизотопные источники. Генераторы γ -излучения создают на базе линейных ускорителей заряженных ядерных частиц.

Радиоизотопные источники, применяемые в скважинной аппаратуре, представляют собой радиоактивный препарат, помещенный в герметические ампулы из нержавеющей стали или алюминия. Они, как правило, испускают и β -излучение, однако последнее поглощается в корпусе ампулы или может быть исключено дополнительным экранированием.

Наиболее удобные и экономичные γ -источники созданы на базе β -активных изотопов (табл. 5).

ТАБЛИЦА 5. Характеристика некоторых радиоизотопных источников γ -излучения, используемых при радиоактивных методах исследования скважин

Изотоп	Период полураспада	Энергия γ -излучения, кэВ (основные линии)	Выход излучения, % от числа распадов	Гамма-активность, г*экв. Ra/Г	Гамма постоянная, $1,94 \cdot 10^{-19} \text{ А}^2 \text{м}^2 / \text{Бк}$	Основная область применения
^{60}Co	5,27 лет	1170 1330	100 100	1,57	12,97	ГГМ-П
^{137}Cs (в равновесии с продуктом распада ^{137}mBa)	26,6 года	661	82,5	0,40	3,10	ГГМ-С
^{170}Tm	129 дней	53-200	2,5	10^{-3}	0,01	"
^{113}Sn	119 дней	393	69,4	0,19	1,55	"
^{75}Se	120,4 дня	121 136 265 280 и 400	15,1 53,6 55,9 46	0,24	1,94	"
^{124}Sb	60,9 дней	610 650-1450 1690 2080	100 35 50 6,5	1,18	9,70	Фотонейтронный каротаж на бериллий
^{24}Na	15 ч	1380 2760	100 100	2,26	18,55	Метод меченого вещества
^{83}Sr	64 дня	513	100	0,35	2,94	То же
^{59}Fe	45 дней	1100 1290	56 44	0,74	6,25	"
^{131}I	8,1 дня	364 6,37-722	78,4 12	0,27	2,15	"
^{192}Ir	74 дня	468 296-316	48 136	0,6	4,85	"
^{222}Rn (в равновесии с продуктами распада)	3,82 дня	241-2452	200	0,98	8,20	"

Реже в основном в качестве эталонов при эталонировании аппаратуры ГК используют источники из изотопов радия (^{226}Ra , MsTh). Иногда мягкое γ -излучение получают путем торможения β -частиц радиоактивных веществ (тормозное излучение).

Гамма - излучение в ускорителях получают в результате торможения ускоренных частиц, обычно электронов, в мишени из тяжелого материала или путем ядерных реакций, вызываемых ускоренными частицами с большой массой. Тормозное излучение имеет сплошной спектр, простирающийся от нуля до энергии ускоренных заряженных частиц.

Спектр γ -излучения, образующегося в ядерных реакциях, как и для радиоактивных изотопов, определяется переходами между уровнями энергии ядра—продукта реакции, и является дискретным. Наиболее широко используют реакции (p, γ) и (p, α, γ) на легких элементах. Реакция $^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$ дает γ -излучение с энергией 17,6 МэВ (67%) и 14,8 МэВ (33%) при энергии протонов 0,46 МэВ. Реакция $^{19}\text{F}(p, \alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, осуществляемая при энергии протонов 0,34 МэВ, сопровождается γ -излучением с энергией 6,3 МэВ. Однако получение достаточно интенсивного γ -излучения требует ускорения протонов до 1—1,5 МэВ. Для ускорения электронов в источниках тормозного излучения используют известные из физики линейные волноводные ускорители.

В качестве источников нейтронов в скважинной аппаратуре используют ампульные (радиоизотопные) источники, а также скважинные генераторы нейтронов на базе линейных ускорителей.

Ампульный радиоизотопный источник нейтронов представляет собой обычно смесь или сплав α -излучателя с бериллием или бором. При бомбардировке Be или B α -частицами происходит реакция (α, n) , например $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$; $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$. Спектр нейтронов для этих реакций сплошной (рис. 15) в первую очередь за счет потери части энергии α -частиц на ионизацию в веществе самого источника.

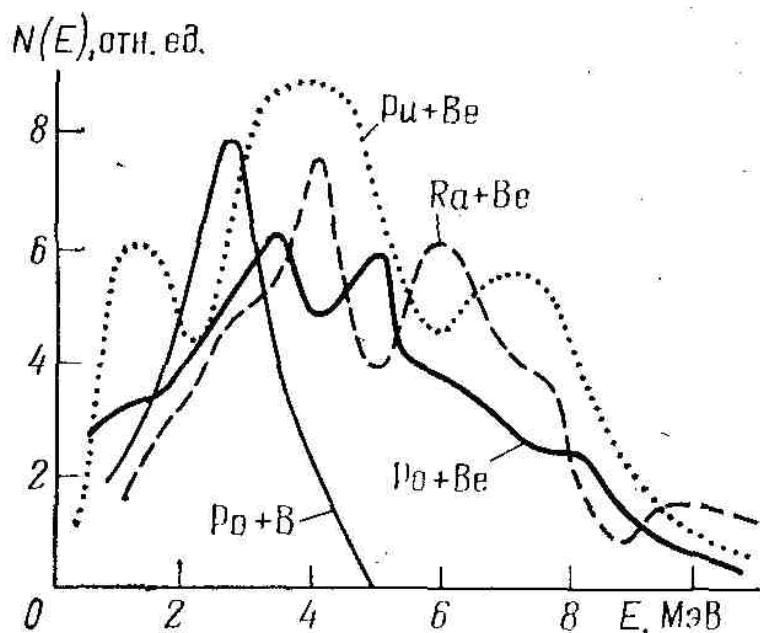


Рис. 15. Спектры нейтронных источников

В качестве α -излучателя чаще всего применяют ^{210}Po или ^{239}Pu . Достоинством первого является практически полное отсутствие γ -излучения [не считая γ -квантов, сопровождающих часть (α, n) реакций] и малая масса препарата, обусловленная небольшим периодом полураспада. Недостаток Po—слишком малый период полураспада. Преимущество Pu заключается в большом периоде полураспада, недостаток — значительная масса на единицу активности, определяющая несколько большие размеры и стоимость источников по сравнению с источниками на базе Po. Источники с бором дают более мягкий спектр нейтронов, чем источники с бериллием (см. рис. 15, табл. 6).

Конструктивно Po—Be- и Po—B-источники представляют собой герметичные двойные ампулы из нержавеющей стали или хромированной латуни, внутри которых расположена стеклянная ампула с порошком карбida берилля (керамическая таблетка) или карбida бора с осажденным на нем ^{210}Po . Pu—Be-источники это двойные ампулы, заполненные сплавом PuBe_{13} .

К ампульным источникам относятся также источники из спонтанно делящегося материала, в первую очередь из ^{252}Cf . При не слишком большом периоде полураспада и значительном выходе реакции деления такие источники могут иметь исключительно высокую мощность на единицу массы.

Скважинные генераторы нейтронов представляют собой линейные ускорители дейтонов. Нейтроны возникают при бомбардировке дейтонами мишеней, содержащих дейтерий, тритий или бериллий. Наибольший выход нейтронов (с энергией 14 МэВ) дает реакция $^3(d, n)^3\text{He}$. Дейтоны обычно ускоряют нейтроны до 100—200 кэВ. Реакция $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ дает нейтроны с энергией 2,5 МэВ, причем выход нейтронов почти на два порядка ниже, чем для реакции в тритиевой мишени.

ТАБЛИЦА 6. Характеристика некоторых ампульных источников нейтронов, используемых при радиоактивных методах исследования скважин

Источник	Ядерная реакция	Энергия нейтронов, МэВ	Выход нейтронов, 10^6 с на $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк	Период полураспада	Фон γ -излучения ($72 \cdot 10^{-12} \cdot (A \cdot m^2)/kg$, расчетанный на 10^4 , s^{-1})
$^{239}\text{Pu+Be}$	9Be (α, n)	До 10,8	2,0	24360 лет	1,7
$^{238}\text{Pu+Be}$	То же	До 11,0	2,8	86,4 года	-
$^{210}\text{Po+Be}$	"	До 10,9	1,7-2,2	138,4 дня	0,04
$^{229}\text{Ac+Be}$	"	До 12,8	17,0-25,0	21,7 года	8,1
$^{210}\text{Po+B}$	11B (α, n)	До 5,0-6,0	0,8	138,4 дня	-
^{252}Cf	Спонтанное деление	До 7,0-8,0	$3 \cdot 10^9$ на 1 мг	2,2 года	-
$^{124}\text{Sb+Be}$	9Be (γ, n)	0,024	0,2	53,7 дня	-
$^{24}\text{Na+Be}$	"	0,83	0,13	15 ч	-

Основными частями скважинного генератора нейтронов являются источник ионов, ускорительная трубка и источник высокого напряжения. Пример ускорительной трубы, используемой в серийном скважинном генераторе ИГН-4, показан на рис. 16.

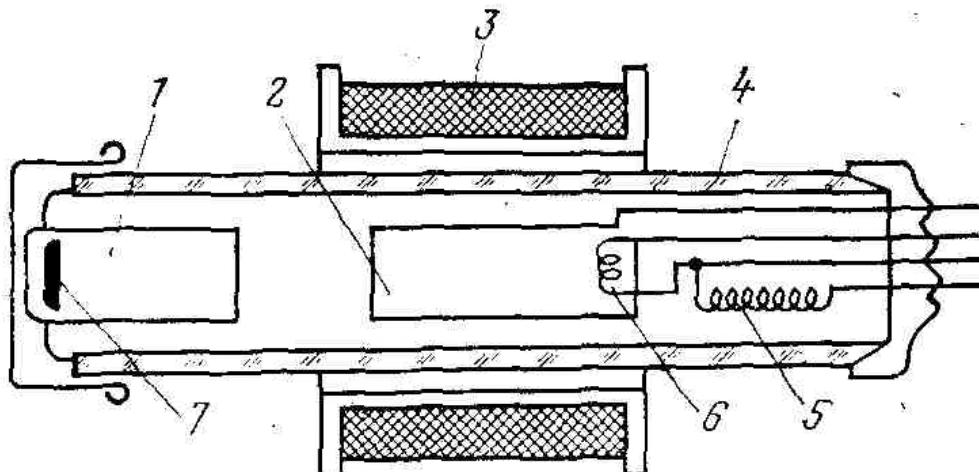


Рис. 16. Схема отпаянной трубы генератора нейтронов

Она представляет собой стеклянный баллон 4, заполненный дейтерием, под давлением ($3-5 \cdot 10^{-2}$ Па). Внутри трубы расположены, высоковольтный электрод 7 с титановой мишенью 7, насыщенный ^3H активностью 37 ГБк. Электроны, эмиссируемые катодом 6 ионного источника, ускоряются разностью потенциалов в несколько сотен вольт, приложенной между катодом и анодом 2 ионного источника, и производят ионизацию дейтерия, заполняющего трубку. Для удлинения пути электронов и усиления их ионизирующего действия на трубку надета катушка 3, создающая продольное магнитное поле. Под совместным действием продольного магнитного и электрического полей электроны движутся по спиралям. Образовавшиеся ионы дейтерия притягиваются мишенью, находящейся под высоким ($\sim 10^5$ В) отрицательным напряжением. При бомбардировке ими ядер ^3H , сорбированного в мишени, генерируются нейтроны. Подавая импульсное напряжение на анод

ионного источника, получают импульсные потоки нейтронов. Титановая проволочка 5 служит хранилищем дейтерия. В настоящее время разработана серия нейтронных трубок (НТ-10, НТ-16, НТ-21 и др.) для скважинных генераторов с выходом нейтронов 10^8 — 10^9 c^{-1} .

§ 13. Газонаполненные детекторы излучения

Ионизационный метод регистрации ядерных излучений, используемый в газонаполненных детекторах, основан на измерении электрического заряда (тока), образующегося в газе в результате его ионизации заряженной частицей. Незаряженные частицы (γ -излучения, нейтроны) регистрируются благодаря заряженным частицам, возникающим в различных процессах: поглощения γ -квантов с образованием электронов, поглощения нейтронов в реакциях (n, α) , (n, p) , рассеяния быстрых нейтронов с образованием быстрых заряженных ядер отдачи — протонов в водородсодержащих веществах. Газонаполненные детекторы представляют собой баллоны с газом, в которых расположены два электрода. Режим работы газонаполненного детектора зависит от напряжения и расстояния между электродами, от формы последних, точнее, от величины и распределения напряженности электрического поля в рабочем объеме. Рассмотрим зависимость ионизационного тока i от напряжения U между электродами при постоянных геометрии электродов и интенсивности излучения, попадающего в детектор (рис. 17).

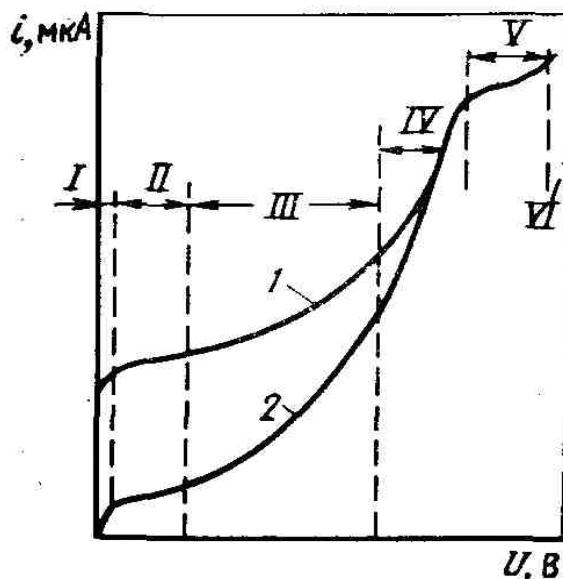


Рис. 17. Вольт-амперная характеристика газонаполненных детекторов. Области: I—рекомбинации, II—насыщения, III—пропорциональности, IV—ограниченной пропорциональности, V—Гейгера-Мюллера, VI—самопроизвольного разряда; частицы с энергией: 1 - большой, 2 - малой

При очень малом напряжении скорости движения ионов и электронов столь малы, что значительная их часть не доходит до электродов, а успевает рекомбинироваться, т. е. воссоединиться в нейтральные молекулы (см. рис. 17, область I). С увеличением U скорость ионов растет, потери на рекомбинацию уменьшаются. Область II на рис. 17 соответствует величинам напряжений, при которых практически все ионы, возникающие в объеме детектора, достигают электродов. Ионизационный ток в этой области, почти не зависящий от изменения U в определенных пределах, называется *током насыщения*. Он равен общему заряду электронов и ионов, образующихся в единицу времени. Детекторы, работающие в области насыщения, называются *ионизационными камерами*.

Рост тока с увеличением напряжения в области III связан с повышением напряженности поля до таких величин, при которых электроны между двумя очередными соударениями с атомами газа успевают набрать энергию, достаточную для ионизации молекул газа,— происходит вторичная ионизация. Вторичные электроны вместе с первичными в следующих столкновениях ионизируют другие молекулы и т. д.— возникает лавинообразное размножение зарядов. Вследствие этого ионизационный ток увеличивается, причем тем больше, чем выше напряжение. Такое явление,

называемое *газовым усилением*, характеризуется *коэффициентом газового усиления* k , равным отношению заряда, собираемого на электродах, к первичному заряду. Коэффициент k зависит от величины напряжения. В области насыщения тока $k=1$, а с увеличением напряжения величина k растет до 10^4 и более. До некоторого значения напряжения величина k не зависит от первичного заряда. В результате общий заряд от одной заряженной ядерной частицы пропорционален первичному заряду.

Область III напряжений называется *областью пропорциональности*, а соответствующий газонаполненный детектор — *пропорциональным счетчиком*. Поскольку часто первичный заряд пропорционален энергии регистрируемой частицы, то и импульс тока на выходе счетчика оказывается пропорциональным той же энергии. Поэтому пропорциональный счетчик позволяет проводить спектрометрию — анализ частиц по энергиям.

В области IV , называемой *областью ограниченной пропорциональности*, пропорциональность между импульсом тока счетчика и первичным зарядом (а следовательно, и энергией частицы) нарушается: чем больше первичный заряд, тем меньше коэффициент k . В области V величина тока становится независимой от интенсивности первичной ионизации. Здесь для возникновения мощного газового разряда достаточно появиться в детекторе хотя бы одной ионной паре. Область V , где импульс тока на выходе детектора зависит лишь от напряжения на нем, но не зависит от первичного заряда и энергии регистрируемой ядерной частицы, называют *областью Гейгера—Мюллера*, а детектор, работающий в таком режиме, *счетчиком Гейгера—Мюллера*.

При дальнейшем увеличении напряжения (область VI) наблюдается пробой газа — самостоятельный газовый разряд, возникающий даже без наличия излучения, благодаря вырыванию мощным электрическим полем электронов из материала электродов.

Итак, в области II напряжений работают ионизационные камеры, в области III — пропорциональный счетчик, в области V — счетчик Гейгера—Мюллера.

Независимо от типа детекторов выделяют ряд *характеристик детекторов*, описывающих связь сигналов на их выходе с параметрами поля излучений, в которое помещен детектор. Наиболее общая характеристика детектора — *функция отклика* $G(E, U)$, которую определяют как вероятность частице с энергией E создать сигнал типа U при попадании в детектор. Сигнал может характеризоваться длительностью, амплитудой и т. п. Важный случай, встречающийся при спектрометрии частиц, — вероятность образования на выходе детектора импульса с заданной амплитудой при попадании в детектор частицы с энергией E . Примером функции отклика для сцинтилляционного детектора может служить спектр амплитуд на его выходе (см. рис. 21) для монохроматической линии. Если спектральная плотность потока частиц $\Phi(E)$, спектр амплитуд импульсов, т. е. число импульсов с амплитудой U ,

$$N(U) = \int \Phi(E) G(E, U) dE. \quad (I.89)$$

Решение обратной задачи, т. е. определение спектральной плотности $\Phi(E)$ по результатам измерения спектра амплитуд $N(U)$ сигналов детектора, таким образом, сводится в общем случае к решению интегрального уравнения вида (I.89) с ядром $G(E, U)$, представляющим функцию отклика детектора (точнее, всего измерительного прибора).

При интегральных (неспектрометрических) измерениях нас интересует не амплитуда импульса на выходе детектора, а лишь вероятность создания на его выходе импульса с амплитудой, достаточной для его регистрации. Эту вероятность можно нормировать по-разному — к активности источника, числу частиц, попавших в детектор, к потоку частиц в месте расположения детектора.

Характеристики, относящиеся к указанным случаям, носят разные названия. Ограничимся рассмотрением двух таких характеристик. *Эффективность детектора* ϵ — это отношение числа зарегистрированных импульсов к числу частиц, попавших в детектор. *Чувствительность детектора* s — отношение числа зарегистрированных в единицу времени импульсов к плотности потока частиц в месте расположения детектора. Если детектор облучается параллельным пучком частиц, то характеристики s и ϵ связаны соотношением

$$s = \epsilon F. \quad (I.90)$$

Здесь F — площадь проекции детектора на плоскость, перпендикулярную к направлению пучка.

Для поля с хаотическим направлением частиц введем чувствительность $s(E, \Omega)$ для каждого направления частиц Ω и энергии Е. Если дифференциальный поток частиц, т. е. поток движущихся в направлении Ω частиц, равен $\Phi(E, \Omega)$, то число зарегистрированных частиц

$$N_p = \int \Phi(E, \vec{\Omega}) s(E, \vec{\Omega}) dE d\vec{\Omega}, \quad (I.91)$$

а средняя чувствительность для данного спектра энергий и направлений

$$s = \frac{\int \Phi(E, \vec{\Omega}) s(E, \vec{\Omega}) dE d\vec{\Omega}}{\int \Phi(E, \vec{\Omega}) dE d\vec{\Omega}}. \quad (I.92)$$

Рассмотрим конструкцию и особенности отдельных типов газонаполненных детекторов излучения. Счетчик Гейгера—Мюллера обладает высоким газовым усилением (в отдельных случаях до 10^{10}) и обеспечивает большую (единицы и даже десятки вольт) амплитуду выходного импульса. Это упрощает схему усиления импульсов, а иногда делает ее излишней и создает условия широкого применения счетчиков Гейгера—Мюллера при регистрации γ -квантов, β - и а-частиц.

Конструкцию счетчиков Гейгера—Мюллера выбирают такой, чтобы при сравнительно небольших размерах и напряжениях на электродах получать высокий коэффициент газового усиления. Это наилучшим образом обеспечивается использованием цилиндрических счетчиков с очень тонким анодом. Такой счетчик (рис. 18, а) состоит из катода-корпуса, по оси которого натянута металлическая нить—собирающий электрод (анод).

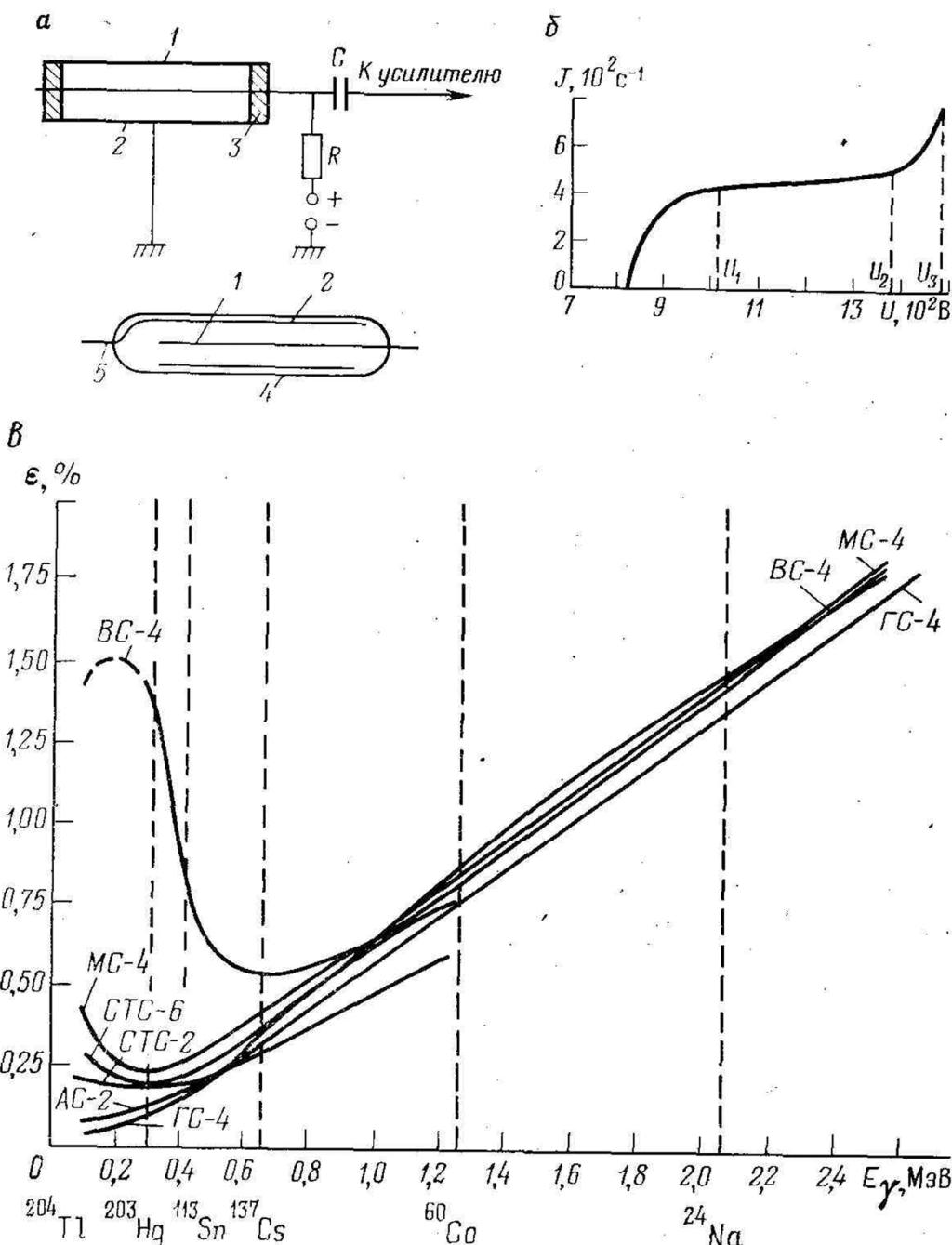


Рис. 18. Устройство (а) и счетная характеристика (б) счетчиков Гейгера-Мюллера, зависимость их эффективности от энергий γ -квантов (в) для различных типов счетчиков. 1 - АНОД; 2 - КАТОД; 3 - ИЗОЛЯТОР; 4 - СТЕКЛЯННЫЙ БАЛЛОН; 5 - ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЫВОД

Корпус представляет собой либо металлический цилиндр, изолированный от анода, либо стеклянный баллон с металлизированной изнутри боковой поверхностью, служащей катодом.

В небольшом объеме вокруг нити анода, называемом критическим, напряженность поля становится достаточной для лавинообразной ионизации. Если выбрать анод достаточно тонким, то можно создать критическую область и большое газовое усиление при умеренном (не более 10^3 В, а у галогенных счетчиков даже 250—400 В) напряжении питания счетчиков Гейгера—Мюллера.

За время (10^{-7} с), необходимое для сбора электронов на аноде, тяжелые положительные ионы успевают уйти в направлении катода на очень малое расстояние. Поэтому после сбора электронов на аноде вокруг него остается плотный чехол положительных ионов, что ослабляет напряженность поля вблизи анода. Если в это время через объем газа пролетит новая заряженная частица, то в критическом объеме не будет происходить газового усиления зарядов и частица не будет зарегистрирована счетчиком. Время ($t_m \approx 10^{-4}$ с), в течение которого невозможна регистрация новой

частицы, называется *разрешающим* или чаще *мертвым временем* счетчика. Через время, несколько большее t_m , все ионы достигают катода и счетчик полностью восстанавливает свои свойства.

Одной из основных характеристик счетчика Гейгера—Мюллера является *счетная характеристика* (см. рис. 18, б), показывающая зависимость скорости счета импульсов от напряжения между электродами при постоянной интенсивности излучения. До напряжения U_1 счетчик работает в области ограниченной пропорциональности. Амплитуда импульсов различна вследствие разной энергии частиц и различию их пути в рабочем объеме. Поскольку любая регистрирующая схема имеет некоторый порог, то регистрируются лишь импульсы, имеющие амплитуду выше этого порога. В области Гейгера—Мюллера ($U > U_1$) все импульсы регистрируются, так как все они имеют близкую амплитуду. В некоторой области напряжений $U_1 < U < U_2$, называемой *плато счетчика*, скорость счета почти не зависит от напряжения. Небольшой (3-4% на каждые 100 В) наклон плато связан с увеличением по мере роста напряжения числа ложных импульсов, образующихся благодаря электронам, вырванным из катода ультрафиолетовым излучением.

Резкое повышение скорости счета после плато связано с ростом числа самопроизвольных разрядов из-за высокой напряженности поля в счетчике. Протяженность плато достигает нескольких сотен вольт. Если рабочее напряжение выбрать в середине плато, то скорость счета не зависит от изменения напряжения до нескольких десятков вольт. Это наряду с большой амплитудой импульсов позволяет создавать на основе счетчиков Гейгера—Мюллера простые и надежные радиометры.

Единственным недостатком данных счетчиков является их малая эффективность к γ -квантам, обусловленная следующим. Поглощение γ -квантов в газе, заполняющем счетчик, ничтожно. Регистрация происходит из-за поглощения квантов в корпусе счетчика, в результате чего образуются быстрые электроны (фотоэффект и комптон-эффект) или пара электрон—позитрон. Чтобы эти частицы попали внутрь счетчика (в газовый объем) и зарегистрировались, толщина стенок должна быть не более нескольких миллиметров. При такой малой толщине стенок вероятность поглощения ими γ -квантов, т. е. эффективность счетчика, оказывается равной всего нескольким процентам.

В случае постоянной толщины катода эффективность счетчика при энергии более $n * 10^{-1}$ МэВ растет с увеличением энергии γ -кванта (см. рис. 18, в). Однако в области очень малых энергий наблюдается обратная картина, особенно резко выраженная для счетчиков с катодом из тяжелых материалов (см. кривую для счетчиков ВС-4 с вольфрамовым катодом). Увеличение эффективности для них в области $E\gamma < 0,6$ МэВ связано с резким ростом фотоэффекта. Из рис. 18, в видно, что в области $E\gamma > 0,8$ МэВ эффективность всех типов счетчиков примерно одинакова. В то же время при $E\gamma < 0,8$ МэВ эффективность счетчиков с тяжелым катодом (ВС-4) значительно выше, чем счетчиков с алюминиевым (АС-2), графитовым (ГС-4), стальным (СТС-2, СТС-4) и с медным (МС-4) катодами.

Пропорциональные счетчики дают на выходе импульсы с гораздо меньшей амплитудой, чем счетчики Гейгера—Мюллера. Конструктивно пропорциональные счетчики подобны счетчикам Гейгера—Мюллера, но отличаются меньшей напряженностью поля в критической области. Преимуществом этих счетчиков является пропорциональность импульса заряду первичных ионов, что позволяет определять тип частиц и их энергетический спектр. Недостаток счетчиков — малая амплитуда импульса и ее зависимость от напряжения питания.

Поскольку для изучения энергетического спектра γ -квантов в ядерной геофизике удобнее использовать сцинтилляционные счетчики (см. § 14), пропорциональные счетчики для этой цели применяются редко. Однако их широко используют для регистрации медленных нейтронов. Такие счетчики заполняют газом ^3He или BF_3 , хорошо поглощающим нейтроны. При поглощении нейтрона по реакциям (n, p) и (n, α) образуются быстрые протоны и α -частицы с энергией несколько мегаэлектронвольт.

Пробег этих тяжелых частиц почти полностью укладывается в объем счетчиков, в связи с чем они вызывают интенсивную первичную ионизацию газа в счетчике и относительно мощный импульс на его выходе. В то же время электроны и позитроны, выбиваемые γ -квантами из материалов счетчика, имеют малую плотность ионизации и большой пробег в газе, значительно превышающий размеры используемых счетчиков. Они вызывают в счетчике весьма слабую ионизацию. Благодаря пропорциональности выходного импульса первичному заряду амплитуда импульсов, соответствующих регистрации γ -квантов, значительно меньше амплитуды импульсов при попадании в счетчик нейтронов. Дискриминатором легко «отсеять» первые и зарегистрировать лишь вторые даже при наличии интенсивного поля γ -квантов. Это важно, поскольку прохождение нейтронов в веществе обязательно сопровождается образованием γ -квантов радиационного захвата. При применении

счетчиков Гейгера—Мюллера импульсы от нейтронов имели бы такую же амплитуду, что и импульсы от γ -квантов.

Эффективность пропорциональных нейтронных счетчиков зависит от их размера и макроскопического сечения поглощения газа. Для повышения последнего счетчики заполняют газом, под относительно большим давлением, а в счетчиках с газом BF_3 используют бор, обогащенный до 80—90 % изотопом ^{10}B , которому и обязано поглощение нейтронов с образованием α -частицы (в естественном боре содержится 20% ^{10}B).

Эффективность счетчиков нейтронов для тепловых нейтронов составляет несколько десятков процентов. Если необходимо регистрировать лишь надтепловые нейтроны, счетчики для тепловых нейтронов окружают чехлом из кадмия, имеющего высокое сечение поглощения для тепловых нейтронов и относительно небольшое — для надтепловых. Такой чехол толщиной около 1 мм пропускает в счетчик лишь нейтроны с энергией более 0,3—0,5 эВ. Чтобы замедлить прошедшие через кадмийевый экран надтепловые нейтроны и поднять вероятность их регистрации, между экраном и счетчиком располагают вещество, богатое водородом (полиэтилен, оргстекло).

§ 14. Сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики

Сцинтилляционные счетчики

В сцинтилляционном счетчике регистрация заряженной частицы происходит благодаря возбуждению атомов и молекул вдоль траектории частицы. Возбужденные атомы за короткое время переходят в основное состояние, испуская электромагнитное излучение. У ряда прозрачных веществ, называемых *фосфорами*, часть спектра этого излучения приходится на область видимого света. Прохождение заряженной частицы через такое вещество вызывает вспышку света. Для увеличения выхода света и понижения его поглощения в фосфоре добавляют специальные примеси — активаторы. Вид активатора указывают в скобках после символического обозначения фосфора. Например, кристалл NaI , активированный таллием, записывается в виде $\text{NaI}(\text{Tl})$.

Световая вспышка (сцинтилляция) в фосфоре преобразуется в электрический импульс и усиливается в 10^5 — 10^6 раз с помощью фотоэлектрического умножителя (ФЭУ). Сочетание фосфора и ФЭУ и называют сцинтилляционным счетчиком (рис. 19).

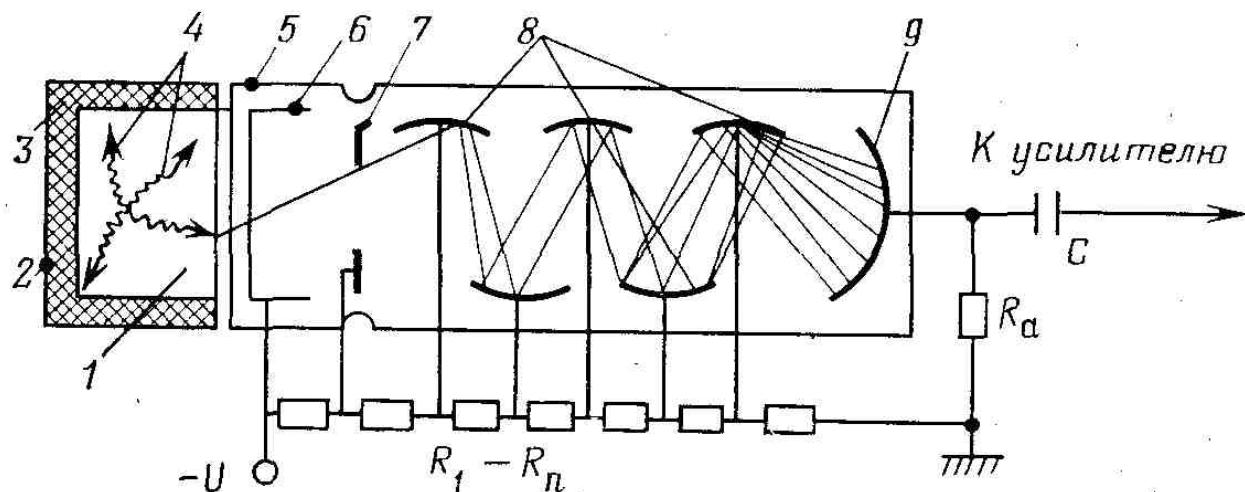


Рис. 19. Принципиальная схема сцинтилляционного счетчика. 1-фосфор; 2-корпус контейнера фосфора; 3-отражатель; 4-фотоны 5- корпус. ФЭУ; 6-фотокатод; 7-фокусирующий динод; 8-диноды; 9-собирающий электрод (анод); R_1 — R_n -делитель напряжения; R_a -анодная нагрузка; C —разделительная емкость

Регистрация γ -квантов в сцинтилляционном счетчике происходит благодаря вторичным электронам и позитронам, образующимся при поглощении γ -квантов фосфором. Поскольку фосфоры обладают хорошей оптической прозрачностью, обеспечивающей сбор света на фотокатод ФЭУ со значительного объема фосфора, для регистрации γ -квантов можно применять фосфоры большой толщины. Это обеспечивает высокую эффективность регистрации γ -квантов сцинтилляционным счетчиком, на порядок и более превышающую эффективность газонаполненных счетчиков (рис. 20).

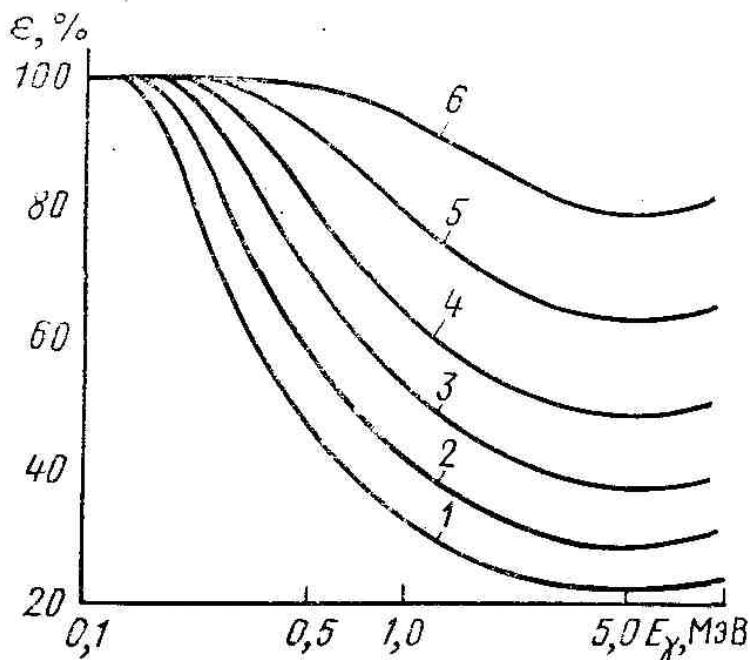


Рис. 20. Зависимость эффективности в кристалле NaI от энергии γ -излучения. Диаметр и высота сцинтиллятора, мм: 1-30X20, 2-40X40, 3-60X40, 4-80X80, 5-120X120, 6-200X200

В скважинной радиометрической аппаратуре для регистрации γ -квантов в основном используются фосфоры из неорганических монокристаллов, особенно NaI(Tl), CsI(Tl). Их преимуществом является высокая эффективность, обусловленная большими величинами плотности и Z (табл. 7),

ТАБЛИЦА 7. Характеристика некоторых фосфоров

Характеристика	NaI (Tl)	ZnS (Ag)
Плотность, г/см ³	3,67	4,10
Средняя длина волны испускаемого света, 10^{-7} мкм	4100	4500
Время высвечивания, с	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-5}$

а у NaI(Tl) — также высокое энергетическое разрешение. Недостаток NaI(Tl) — высокая гигроскопичность, приводящая к помутнению кристаллов при попадании влаги. Поэтому его упаковывают в герметичных контейнерах.

Для регистрации тепловых нейтронов применяют смесь борной кислоты с ZnS(Ag). При поглощении нейтрона бором образуются α -частицы, вызывающие сцинтилляцию фосфора. Поскольку такая смесь мало прозрачна, сцинтиллятор изготавливают в виде тонких слоев с большой поверхностью.

Общим недостатком всех фосфоров является значительная зависимость интенсивности высвечивания от температуры.

Фотоэлектронные умножители состоят из фотокатода, умножающих электродов — динодов и анода (см. рис. 19). Потенциал каждого последующего электрода на некоторую величину ($\sim 10^2$ В) превышает потенциал предыдущего, что обеспечивает ускорение электронов между ними.

Фотоны, поступающие из фосфора на фотокатод, выбивают из последнего несколько десятков или сотен электронов. Последние, фокусируясь и ускоряясь электрическим полем, бомбардируют первый динод. При торможении в диноде каждый ускоренный электрон выбивает $m = 5-10$ вторичных электронов. Такой процесс, повторяясь на n динодах, обеспечивает умножение числа электронов в cm^n раз (с — коэффициент сбора вторичных электронов).

Из-за термоэлектронной эмиссии фотокатода и первых динодов на выходе даже полностью затемненного ФЭУ возникает некоторый темновой ток. Вследствие этого возникают небольшие шумовые импульсы, для отсечения которых в схему регистрации вводят дискриминаторы (см. § 10).

Особенности использования сцинтилляционных счетчиков для спектрометрии, γ-излучения

В случае регистрации γ-квайтов сцинтилляционным счетчиком амплитуда импульсов на его выходе пропорциональна энергии вторичного электрона (и позитрона), образовавшегося в процессе взаимодействия γ-кванта с сцинтиллятором. При фотоэффекте энергия фотоэлектрона равна энергии γ-кванта или отличается от нее на известную постоянную величину — энергию связи k -электрона. Электрону при комптоновском рассеянии и паре электрон—позитрон в эффекте образования пар передается лишь часть энергии γ-кванта. В первом случае в зависимости от угла рассеяния энергия электрона может меняться в широких пределах, а во втором — кинетическая энергия пары на 1,02 МэВ меньше, чем энергия γ-кванта. В результате спектр энергии вторичных электронов, образующихся в сцинтилляторе при поглощении монохроматических γ-квантов, имеет сложный вид (рис. 21, а—б).

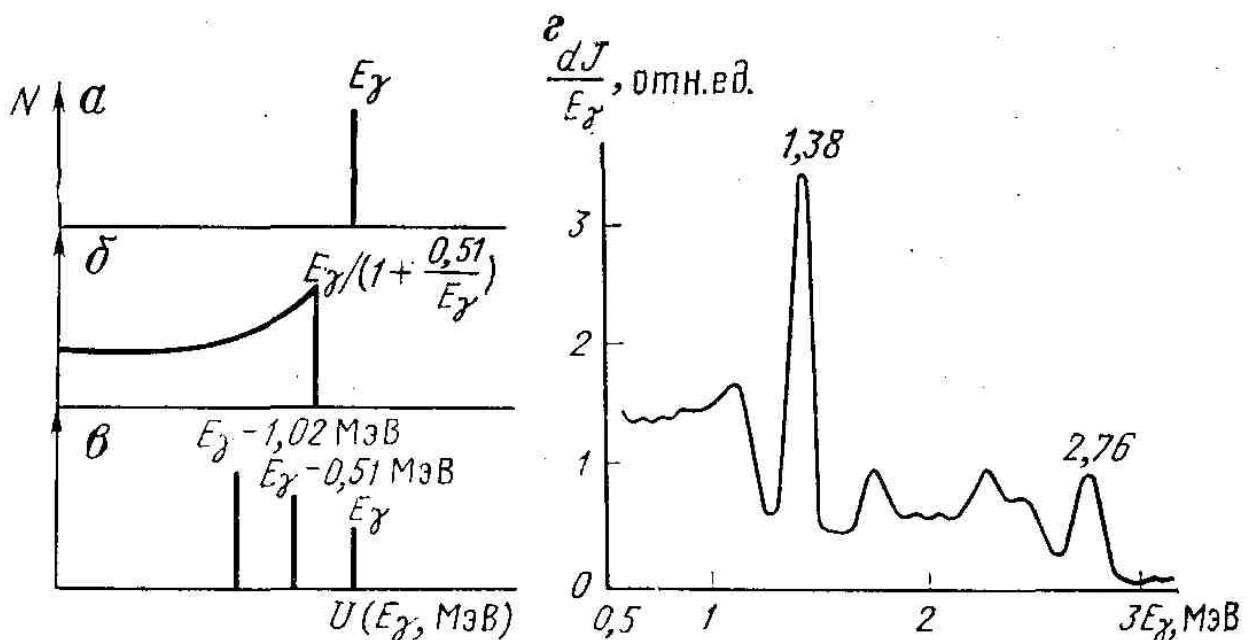


Рис. 21. Спектр вторичных электронов в сцинтилляторах при фотоэффекте (а), комптоновском рассеянии (б), эффекте образования пар (в) и аппаратурный спектр γ-излучения ^{24}Na (г)

Появление дополнительных линий $E_\gamma = 0,51$ МэВ и E_γ при эффекте образования пар обусловлено тем, что в ряде случаев, один или даже оба γ-кванта с энергией 0,51 МэВ, образующиеся при аннигиляции позитрона, поглощаются в сцинтилляторе в результате фотоэффекта. Вспышки от этих фотоэлектронов и от первичной пары электрон—позитрон сливаются. Согласно Рис.21 Спектр вторичных электронов формуле (I.16) максимальная энергия комптоновского электрона (при $\theta = \pi$)

$$E_{e\max} = E_\gamma - E'_\gamma (\theta = \pi) = E_\gamma \left(1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma} \right).$$

Реальное амплитудное распределение импульсов на выходе ФЭУ еще более расплывчатое, чем спектр электронов на рис. 21, а—б из-за статистического характера процессов в фосфоре и ФЭУ. Оно не дискретное, а непрерывное.

Аппаратурный спектр ^{24}Na ($E_\gamma = 1,38$ и 2,76 МэВ) показан на рис. 21, г. Для линии 1,38 МэВ вклад эффекта образования пар ничтожен и соответствующие пики почти незаметны; наблюдаются лишь пик 1,38 МэВ, обусловленный фотоэффектом, и менее четкий комптоновский пик (1,17 МэВ).

Для линии 2,76 МэВ наблюдаются три пика с энергиями 1,74; 2,25 и 2,76 МэВ. Два первых пика обязаны эффекту образования пар, последний (2,76 МэВ) — следующим процессам: фотоэффекту, эффекту образования пар, сопровождающемуся поглощением фосфором обоих квантов аннигиляции, комптон-эффекту, когда рассеянный квант также поглощается фосфором в результате фотоэффекта. В указанных процессах вся энергия кванта превращается в световую энергию, в связи с чем этот пик называют *пиком полного поглощения*.

Отношение $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ полуширины пика ΔE_γ , на половине его высоты к средней энергии E называют *амплитудным разрешением счетчика*. Чем меньше амплитудное разрешение $\Delta E_\gamma/E_\gamma$, тем лучше спектрометр. Величина $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ растет с уменьшением энергии и для хороших сцинтилляционных спектрометров при $E_\gamma=1,33$ МэВ (^{60}Co) составляет примерно 6 %.

Сцинтилляционные счетчики обладают гораздо большей эффективностью регистрации γ -квантов (30-50 % и выше), чем газоразрядные, и дают возможность изучения спектрального состава излучения. К преимуществам сцинтилляционных счетчиков относится также более низкий уровень их собственного и космического фона. Однако, сцинтилляционные счетчики сложнее газоразрядных, характеризуются значительным влиянием температуры, несравненно более высокими требованиями к стабилизации источника питания, а также сильным изменением характеристик во времени.

Полупроводниковые счетчики

В твердых телах, как и в газах, энергия быстрых заряженных частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов, причем пробег частиц в них примерно в 10^3 раз меньше, чем в газе, а плотность ионизации соответственно выше. Поэтому имеется принципиальная возможность резкого уменьшения размеров ионизационных камер при сохранении или даже увеличений их эффективности за счет замены газа в камере твердым наполнением.

Основной проблемой при этом является выбор твердых тел с подходящей электропроводностью. Перспективным оказалось создание детекторов на основе полупроводниковых материалов. Чтобы использовать полупроводник в качестве детектора излучения, в нем создают некоторую область, называемую *n-p-переходом*, которая обладает достаточно большим удельным сопротивлением.

Пусть имеются две пластинки полупроводника, одна из которых с электронной проводимостью, другая с дырочной, например соответственно *n*-германия и *p*-германия. Если пластинки привести в тесное соприкосновение, то в месте соприкосновения начнется диффузия электронов из *n*-германия в *p*-германий. Они нейтрализуют часть дырок в тонком граничном слое *p*-германия и заряжают его отрицательно. Аналогично тонкий граничный слой *n*-полупроводника заряжается положительно. В результате создается *n-p*-переход, подобный заряженному конденсатору, который препятствует дальнейшей диффузии носителей заряда через переход. Такой переход, как известно, обладает свойствами диода. Если присоединить *n*-полупроводник к катоду, а *p*-полупроводник к аноду, то через переход течет ток, а в случае обратной полярности толщина *n-p*-слоя растет и система не проводит тока. При подаче напряжения в запорном направлении основное падение потенциала происходит именно в этой области, и слой ведет себя как конденсатор или ионизационная камера.

В процессе прохождения ионизирующей частицы через запорный слой в нем происходит ионизация и образуются свободные носители заряда. Заряды под действием поля дрейфуют к соответствующим электродам. Амплитуда импульса пропорциональна числу носителей заряда, образованных частицей, а следовательно, энергии частицы (если весь ее пробег укладывается в пределах *n-p*-перехода). Поскольку наибольший (при мерно 1 мм/МэВ) пробег среди заряженных частиц имеют электроны, то для спектрометрии электронов и γ -квантов необходимы детекторы с толщиной перехода не менее нескольких миллиметров. Увеличение толщины слоя для γ -квантов необходимо, кроме того, с целью повышения эффективности регистрации.

По конструктивным особенностям и методу изготовления полупроводниковые детекторы подразделяются на поверхностно-барьерные, диффузные и *p-i-n*-детекторы. Рассмотрим лишь последние, используемые для регистрации γ -квантов.

Чтобы получить большую толщину чувствительного слоя, необходимую для регистрации γ -квантов, в один из торцов *p*-полупроводника внедряют атомы лития, обладающего высоким коэффициентом диффузии. Этим создают три слоя.

В слое, куда не проникли атомы лития, полупроводник сохраняет *p*-проводимость. Тонкий слой на другом конце, где концентрация донора (лития) больше концентрации акцепторов в *p*-полупроводнике, приобретает свойства *n*-полупроводника. В промежуточном слое концентрации

доноров и акцепторов равны. Этот слой, не имеющий примесной проводимости и обладающий высоким удельным сопротивлением, называют i-слоем. Толщину i-слоя в отдельных случаях удается довести до 8 мм, что с избытком достаточно для получения хорошего энергетического разрешения и неплохой эффективности регистрации γ -лучей. Эффективность такого счетчика на основе германия диаметром 18 мм и толщиной чувствительного слоя 8 мм составляет 0,7 и 0,2 % для γ -квантов с энергией соответственно 0,663 и 1,333 МэВ. Созданы детекторы с чувствительным объемом до нескольких десятков кубических сантиметров, который сравним с объемом фосфора в сцинтилляционных счетчиках, но имеющих эффективность до 10 %.

Полупроводниковые детекторы излучения обладают такими преимуществами, как экономичность питания, компактность, нечувствительность (в отличие от ФЭУ) к магнитному полю, а также высоким амплитудным разрешением (в 20—30 раз лучшим, чем у сцинтилляционных счетчиков).

Для повышения эффективности регистрации и доли фотопика в спектре γ -излучения i-слой должен иметь высокий атомный номер Z. Поэтому p-i-n-детекторы для γ -излучения изготавливают обычно на базе германия (Z=32). Однако их широкое применение ограничивается необходимостью охлаждения. При комнатной температуре собственный («тепловой») ток детектора столь велик, что регистрация на его фоне импульсов от ядерных частиц невозможна. Поэтому детектор охлаждают жидким азотом ($T=-196^{\circ}\text{C}$). Более того, он должен и храниться между измерениями при температуре жидкого азота. Лишь детекторы из сверхчистого германия, требующие охлаждения в процессе работы, могут храниться и перевозиться при комнатной температуре.

В случае охлаждения жидким азотом детекторов в скважинных приборах возникает проблема удаления испарившегося азота. В закрытых системах, используемых в скважинах, которые заполнены жидкостью, время работы достигает лишь 6—8 ч, тогда как для открытых систем (с выпуском газа в скважину), применяемых в незаполненных скважинах, оно составляет 20 ч. Исходя из этого в зарубежной литературе имеются рекомендации об использовании кабелей с трубочками для подъема газа из скважинного прибора на поверхность.

Время работы несколько повышается при использовании твердого азота и особенно твердого пропана (лучше смеси пропана с другими углеводородами). Преимуществами последнего являются меньшее критическое давление и возможность обойтись без выпуска испарившего хладоагента наружу.

Имеются более теплостойкие детекторы на базе кремния, активированного литием, для охлаждения которых реально использование термоэлектрических холодильников. Созданы (пока малочисленные) полупроводниковые счетчики на базе теллурида кадмия (CdTe) и иодида ртути (HgI), работающие при комнатной температуре.

§ 15. Интенсиметры

Интенсиметр состоит из стандартизующего устройства (формирующего каскада), интегрирующей ячейки (ИЯ) и устройства для измерения силы тока или напряжения (рис. 22).

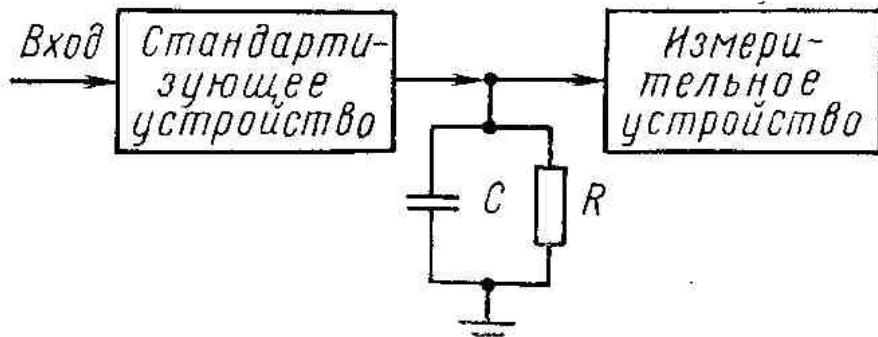


Рис. 22. Интенсиметр.

Основным принципиальным элементом интенсиметра является интегрирующая ячейка, представляющая контур из параллельно включенных конденсатора C и резистора K.

Амплитуда импульсов от детектора может иметь широкий спектр. Для устойчивой регистрации импульсов, прошедших через усилитель, в том числе импульсов с относительно малой

амплитудой, в схему включают *формирующий каскад (нормализатор)*. При поступлении импульса на вход нормализатора независимо от формы и амплитуды этого импульса на выходе образуется импульс прямоугольной формы со стандартной амплитудой и длительностью.

Роль формирующего каскада обычно выполняет триггер с одним устойчивым состоянием (ждущий мультивибратор). Поскольку после нормализатора импульсы имеют стандартную форму, то средняя сила тока, обусловленная ими, прямо пропорциональна числу импульсов в единицу времени (скорости счета).

Для сглаживания пульсаций этого тока, т. е. преобразования отдельных импульсов в постоянный ток, сила которого пропорциональна частоте поступления импульсов, служит *интегрирующая ячейка*. В моменты поступления импульсов на вход ячейки заряжается конденсатор C . В то же время заряд с конденсатора непрерывно стекает через сопротивление R . По прошествии некоторого времени после включения прибора (или изменения скорости счета) достигается приближенное равновесие между величиной заряда, приносимого одним импульсом, и средним Рис.22 Интенсиметр зарядом, стекающим через сопротивление R за среднее время между двумя импульсами; средняя сила тока через сопротивление становится равной произведению скорости счета J на величину заряда q ,несомого одним импульсом. Соответственно равновесная разность потенциалов на сопротивлении R

$$U = qJR, \quad (I.93)$$

т. е. пропорциональна измеряемой скорости счета J .

Найдем зависимость напряжения на выходе интегрирующей ячейки от скорости счета. Пусть на вход ячейки подается ток, изменяющийся во времени по закону $i(t)$. В нашем случае i является разрывной функцией, равной нулю между импульсами и i_0 во время поступления прямоугольного импульса.

Величину заряда и напряжение на конденсаторе в момент времени t обозначим соответственно Q и U , а силу тока, проходящего по сопротивлению R — через i_R . За интервал времени $(t, t + dt)$ на конденсатор поступает заряд $i dt$ за счет входного тока и стекает через R заряд $i_R dt = (U/R)dt$. Результатирующие изменения величины заряда и напряжения конденсатора за это время.

$$dQ = (i - i_R) dt = (i - U/R) dt;$$

$$dU = dQ/C = (i/C - U/\tau_a) dt,$$

где $\tau_a = RC$ — постоянная времени интегрирующей ячейки. Последнее уравнение перепишем в виде

$$U' + (U/\tau_a) = i/C. \quad (I.94)$$

Рассмотрим решение уравнения (I.94) для случая, когда, начиная с момента $t=0$, на вход интегрирующей ячейки подводится ток постоянной силы $i = i_0$, а напряжение на конденсаторе в начальный момент $U(t=0)=0$.

Решение уравнения (I.94) без правой части (однородного уравнения) при интегрировании с разделением переменных будет иметь вид

$$U_{\text{одн}} = Ae^{-t/\tau_a},$$

где A — постоянная интегрирования.

Частное решение неоднородного уравнения

$$U_{\text{ч}} = (i/C) \tau_a = i_0 R.$$

Общее его решение

$$U = Ae^{-t/\tau_a} + i_0 R.$$

Подставляя это выражение в начальное условие $U(t=0) = 0$, получаем:

$$A = -i_0 R; \quad U = i_0 R \left(1 - e^{-t/\tau_y}\right). \quad (I.95)$$

График этой функции показан на рис. 23, а в виде плавной кривой 1. Напряжение на ИЯ растет от нуля при $t=0$ до $U^\infty = i_0 R$ при $t=\infty$. Скорость роста зависит от величины τ_y ; за время $t=\tau_y$ отношение U/U^∞ растет до $1 - e^{-1} \approx 0,63 = 63\%$, через $2\tau_y$ —до 87%, через $3\tau_y$ —до 95%. Итак, через $3\tau_y$ с погрешностью 5 % процесс в ячейке может считаться установившимся.

Если ток на входе ИЯ в момент $t = t_0$ скачком уменьшается до нуля, то напряжение U подчиняется уравнению (1.94) без правой части при начальном условии U_0 . Поэтому решение уравнения при $t > t_0$ имеет вид

$$U = U_0 \exp \left(-\frac{t - t_0}{\tau_y} \right). \quad (I.95a)$$

Если на вход ячейки подается импульс тока

$$i = \begin{cases} 0, & t < 0, \quad t > t_0; \\ i_0, & 0 < t < t_0, \end{cases}$$

то на выходе получается импульс, изменяющийся при $0 < t < t_0$ по закону (I.95) и достигающий к моменту t_0 величины $i_0 R (1 - e^{-t_0/\tau_y})$. Он изменяется при $t > t_0$ по закону.

$$U = i_0 R \left(1 - e^{-t_0/\tau_y}\right) \exp \left(-\frac{t - t_0}{\tau_y} \right). \quad (I.95b)$$

Если напряжение на ячейке равно нулю при $t=0$, а в случае $t > 0$ на ее вход поступает ток, изменяющийся во времени по закону $i(t)$, то его приближенно можно заменить последовательностью импульсов с началом и окончанием соответственно на временах t_i и $t_{i+1}=t_i+\Delta t$ ($i=1, 2, \dots$). В произвольный момент времени $t > t_{i+1}$ каждый из этих элементарных импульсов создает согласно уравнению (1.95б) элементарное напряжение на выходе ячейки

$$\Delta U \approx i(t_i) R \left[1 - e^{-\Delta t_i/\tau_y}\right] \exp \left(-\frac{t - t_{i+1}}{\tau_y} \right).$$

Разлагая выражение в квадратных скобках в ряд Тейлора и оставляя лишь член, пропорциональный Δt получаем:

$$\Delta U \approx i(t_i) R \frac{\Delta t_i}{\tau_y} \exp \left(-\frac{t - t_{i+1}}{\tau_y} \right).$$

Сумма ΔU для всех элементарных импульсов от $t = 0$ до t имеет вид

$$U = \frac{R}{\tau_y} \int_0^t i(t') \exp \left(-\frac{t - t'}{\tau_y} \right) dt'. \quad (I.96)$$

Если напряжение в начальный момент не было равным нулю, а соответствовало равновесному состоянию с некоторой постоянной силой тока $i_0 = U_0/R$, то по формуле (1.96) с заменой $i(t')$ на $i(t') - i_0$ рассчитывается изменение величины $U(t) - U_0$. Окончательно в общем случае

$$U = U_0 + \frac{R}{\tau_{\text{я}}} \int_0^t [i(t') - i_0] \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{\text{я}}}\right) dt' = \\ = R e^{-t/\tau_{\text{я}}} \left[i_0 + \int_0^t i(t') e^{-t'/\tau_{\text{я}}} dt' \right], \quad (\text{I.96a})$$

поскольку $R_{i0} = U_0$.

При регистрации ядерных частиц поступление импульсов является неравномерным. В этом случае напряжение на выходе ИЯ приобретает вид волнистой зубчатой линии 2 (см. рис. 23, а).

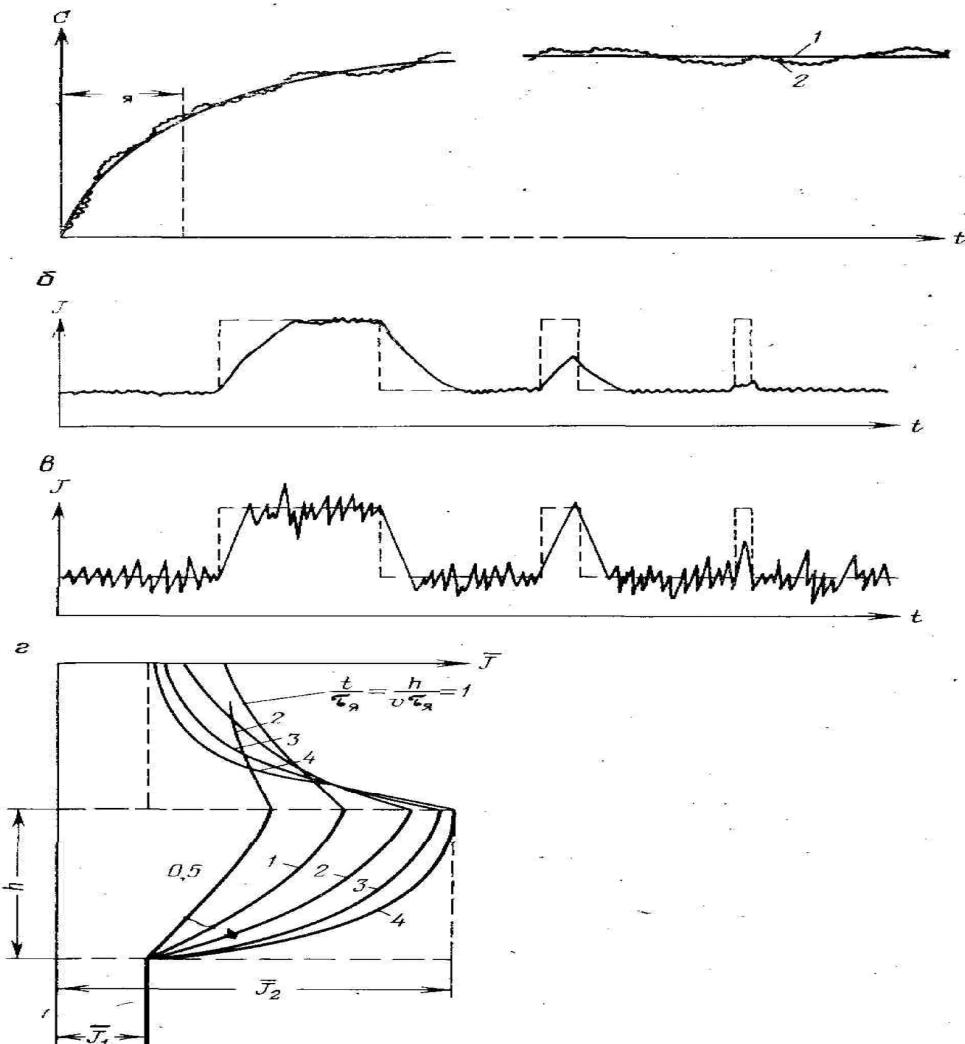


Рис. 23. Форма кривых на выходе интегрирующей ячейки при скачкообразном изменении скорости счета на входе ячейки. α —изменения напряжения на выходе ИЯ после включения прибора; β , γ —диаграммы, зарегистрированные соответственно при большом и малом значениях постоянной времени интегрирующей ячейки; пунктиром показана истинная характеристика горных пород, δ —усредненные кривые напряжений на выходе ИЯ при разных значениях.

Найдем среднее значение U и дисперсию σ^2 напряжения при постоянной интенсивности излучения $J=\text{const}$. Для упрощения рассуждений пренебрежем длительностью импульса. Если на конденсатор поступает единичный импульс в момент времени t' , то напряжение на нем становится равным $U_0 = q/C$. Дальнейшее изменение напряжения согласно формуле (1.95a) при $t_0 = t'$

$$U_1 = \frac{q}{C} \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau_{\text{я}}}\right). \quad (\text{I.97})$$

Предполагая, что скорость счета достаточно велика, разобьем ось времени на малые интервалы dt' , а случайный поток импульсов со скоростью счета $J(t')$ приближено заменим последовательностью импульсов (по одному импульсу на каждый интервал dt' , несущих заряд $qJ(t')dt'$, где $J(t')dt'$ —число частиц, приходящихся на интервал dt'). Тогда напряжение на конденсаторе представляет сумму (интеграл) напряжений вида (1.97) для всех интервалов времени от начала работы ($t = 0$) прибора до текущего момента t

$$U = \int_0^t \frac{qJ(t')}{C} \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau_{\text{я}}}\right) dt'. \quad (\text{I.97a})$$

Величины $J(t')dt'$ распределены по Пуассону, поэтому их математические ожидания равны дисперсиям

$$M_{dt'} = \sigma_{dt'}^2 = \bar{J}(t') dt'.$$

Интеграл (1.97a)—линейная функция от подобных элементарных слагаемых $J(t')dt'$ с коэффициентами

$$A = \frac{q}{C} \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau_{\text{я}}}\right).$$

Поэтому математическое ожидание интеграла (1.97a)

$$\begin{aligned} \bar{U}(t) &= \int A M_{dt'} = \frac{q\bar{J}}{C} \int_0^t \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau_{\text{я}}}\right) dt' = \\ &= \frac{q\bar{J}\tau_{\text{я}}}{C} \left(1 - e^{-t/\tau_{\text{я}}}\right) = q\bar{J}R \left(1 - e^{-t/\tau_{\text{я}}}\right), \end{aligned} \quad (\text{I.98})$$

а дисперсия

$$\begin{aligned} \sigma_U^2 &= \int A^2 \bar{J}(t') dt' = \frac{q^2 \bar{J}}{C^2} \int_0^t \exp\left[-\frac{2(t - t')}{\tau_{\text{я}}}\right] dt' = \\ &= \frac{q^2 \bar{J} \tau_{\text{я}}}{2C^2} \left(1 - e^{-2t/\tau_{\text{я}}}\right). \end{aligned} \quad (\text{I.99})$$

Отсюда средняя квадратическая величина флюктуации

$$\sigma_U = \frac{q}{C} \sqrt{\frac{\bar{J}\tau_{\text{я}}}{2} \left(1 - e^{-2t/\tau_{\text{я}}}\right)} = q \sqrt{\frac{R\bar{J}}{2C} \left(1 - e^{-2t/\tau_{\text{я}}}\right)}, \quad (\text{I.99a})$$

а относительная погрешность

$$\delta_U = \frac{\sigma_U}{U} = \sqrt{\frac{1}{2\bar{J}\tau_{\text{я}}} \frac{1 + e^{-t/\tau_{\text{я}}}}{1 - e^{-t/\tau_{\text{я}}}}}. \quad (\text{I.100})$$

Формулы (1.98) и (1.100) перепишем, вводя вместо значения U пропорциональную ему скорость счета $J_p = U/qR$, которая регистрируется на выходе ИЯ. Получаем:

$$\bar{J}_p = \bar{J} \left(1 - e^{-t/\tau_a} \right); \quad (I.98a)$$

$$\delta_{\bar{J}_p} = \sqrt{\frac{1}{2\bar{J}\tau_a} \frac{1 + e^{-t/\tau_a}}{1 - e^{-t/\tau_a}}} \quad (I.101)$$

При временах $t \approx (3-5)\tau_a$, необходимых для завершения переходного процесса после включения прибора (или резкого изменения J), выражение (1.101) будет иметь вид

$$\delta_{\bar{J}_p} = \frac{1}{\sqrt{2\bar{J}\tau_a}} \approx \frac{1}{\sqrt{2\bar{J}\tau_a}}, \quad (I.102)$$

т. е. флуктуации величины J таковы, как будто бы интегрирующая ячейка осуществляет усреднение показаний в течение времени $2\tau_a$. Таким образом, относительная флуктуация показаний интенсиметра в данный момент времени (или в данной точке диаграммы) уменьшается с ростом скорости счета и постоянной времени интегрирующей ячейки. Это, однако, не доказывает целесообразность использования слишком больших значений τ_a . С ростом τ_a увеличивается длительность времени установления процесса в ИЯ (или длины переходного участка у границ пластов на диаграммах (см. рис. 23, б, в). Поэтому величина τ_a должна быть такой, чтобы протяженность этого переходного участка по возможности не превышала мощность пласта h .

Формула (I.98a) легко обобщается и на случай, когда до момента $t=0$ скорость счета была не нулевой, а постоянной, равной J_1 , в момент же времени $t=0$ она скачком изменилась до J_2 . При этом разность $J_p - J_1$ подчиняется формуле (I.98a) при замене в правой части J на $J_2 - J_1$

$$\begin{aligned} \bar{J}_p - J_1 &\approx \bar{J}_p - \bar{J}_1 = (\bar{J}_2 - \bar{J}_1) \left(1 - e^{-t/\tau_a} \right) \approx \\ &\approx (J_2 - J_1) \left[1 - e^{-t/\tau_a} \right] \end{aligned}$$

или

$$\bar{J}_p \approx \bar{J}_1 + (\bar{J}_2 - \bar{J}_1) \left(1 - e^{-t/\tau_a} \right). \quad (I.98b)$$

При непрерывной регистрации диаграмм время t равно z/v , где z —расстояние от границы пласта; v —скорость перемещения радиометра. С использованием формулы (I.98b) на рис. 23, г построены усредненные кривые напряжений при разных значениях $t/\tau_a = h/v\tau_a$. Как видим, переходный процесс практически заканчивается в пределах пласта, и регистрируемая величина J_p приближается к истинной скорости счета J_2 (с погрешностью не более 5%) лишь в случае, если $h/(v\tau_a) > 3-4$, т. е. когда время нахождения радиометра против пласта составляет не менее $(3-4)\tau_a$.

Если мощность однородного по J пласта больше указанной величины, на диаграмме появляется участок почти постоянных значений $J_p \approx J$, а статистическая погрешность для каждого точечного отсчета определяется формулой (1.102). Обычно в качестве искомого значения J берут не его величину в определенной точке, а средние показания в указанном интервале, не искаженных переходными процессами.

Когда время нахождения прибора против указанного интервала мощностью h' значительно больше, чем τ_a , т. е. $t' = h'/v > \tau_a$, погрешность определения величины J_p по интервалу h' получается из формулы (1.26) путем подстановки t' вместо t :

$$\delta \approx \sqrt{v/Jh'}.$$

Глава V ГАММА-МЕТОД

§ 16. Физические основы. Радиоактивность горных пород

Во всех горных породах хотя бы в небольших количествах присутствуют радиоактивные изотопы. Содержание последних в разных горных породах различно. Поэтому посредством регистрации радиоактивных излучений в скважине можно судить о характере горных пород. Альфа- и бета-лучи, имеющие малый пробег в веществе, обычно полностью поглощаются промывочной жидкостью и корпусом скважинного снаряда, детектора достигают лишь γ -лучи. Метод, основанный на их регистрации в скважине, называют *гамма-методом ГМ (гамма-каротажем ГК)*.

Радиоактивность горных пород практически полностью обусловлена элементами уранового и ториевого радиоактивных семейств (ураном, торием и радиоактивными продуктами их распада), а также калием, один из изотопов которого ^{40}K также радиоактивен. Последний испускает монохроматическое γ -излучение с энергией 1,46 МэВ (0,12 γ -кванта на один распад или 3,4 γ -кванта на 1 г естественного калия), а излучения элементов уранового и ториевого семейств состоят из большого числа линий. Наиболее интенсивные (более 10 % от числа распадов) линии уранового ряда (строго говоря, ^{226}Ra и его продуктов распада) имеют энергию 242; 352; 609; 1120 и 1765 кэВ, а наиболее жесткие, но слабые линии—2204 и 2448 кэВ. Самые интенсивные линии ториевого ряда — с энергией 238; 338; 583; 911; 969; 1587 и 2620 кэВ. Последняя является и наиболее жесткой из линий.

Удельная активность радиоактивного изотопа согласно выражению (1.1) определяется периодом полураспада, а γ -активность — также энергией γ -квантов и их числом на один распад. По своей γ -активности 1 г естественного калия эквивалентен (при измерениях воздушно-эквивалентной ионизационной камерой, т. е. выражении в единицах дозы) $0,68 \cdot 10^{-10}$ г ^{226}Ra , а радиевые γ -эквиваленты урана и тория равны соответственно $0,33 \cdot 10^{-6}$ и $0,14 \cdot 10^{-6}$ (г·экв. Ra)/г. В случаях измерений другими приборами γ -эквиваленты К и ТП могут в несколько раз отличаться от указанных величин.

Если не считать урановых и ториевых руд, γ -активность которых может достигать 10^{-7} (г·экв. Ra)/г = 10^5 (пг*экв. Ra)/г, наибольшей радиоактивностью среди магматических пород обладают кислые породы, например граниты [в среднем 4—6 (пг* экв. Ra)/г], наименьшей —ультраосновные породы [<1 (пг* экв. Ra)/г]. Большинство породообразующих минералов осадочных пород (кварц, кальцит, ангидрит, гипс, галит и др.) обладает низкой радиоактивностью [0,04—0,11 (пг*экв. Ra)/г].

Поэтому многие осадочные породы, в первую очередь основные хемогенные породы (каменная соль, ангидрит, гипс, известняки хемогенного отложения), а также чистые неглинистые известняки, кварцевые песчаники характеризуются минимальной радиоактивностью [не выше 0,5 (пг*экв. Ra)/г]. Большие [до 3 (пг*экв. Ra)/г] значения радиоактивности перечисленных пород, встречающиеся на практике, обусловлены, как правило, присутствием глинистых минералов или органического вещества, хорошо сорбирующих уран и калий. Реже встречаются повышенные значения радиоактивности песчаников и карбонатов, связанные с присутствием монацита, карнотита, глауконита и других урансодержащих минералов. Наибольшей радиоактивностью среди основных породообразующих минералов осадочных пород обладают сильвин [7 (пг*экв. Ra)/г], глинистые минералы, а также полевые шпаты и слюды [в основном 2—5 (пг*экв. Ra)/г, исключая анортит и олигоклаз, средняя радиоактивность которых соответственно 0,25 и 0,8 (пг*экв. Ra)/г].

Соответственно максимальная радиоактивность среди осадочных пород характерна для сильвинита, глин, глинистых и битуминозных сланцев [в среднем 4 (пг*экв. Ra)/г, а в темных разностях, обогащенных органикой, до 10—15 (пг*экв. Ra)/г], полимиктовых, полевошпатовых песчаников [в основном 1—3 (пг*экв. Ra)/г]. Высокая радиоактивность свойственна фосфоритам [100 (пг*экв. Ra)/г и более].

Соотношение вклада радиоактивных элементов в общую γ -активность разных типов пород различно. Основной вклад в γ -активность известняков и особенно доломитов (соответственно 64 и 75 %) дает Ra, вклад Ra, Th и K в радиоактивность глин и песчаников примерно одинаков (в среднем Ra 23—26%, Th около 40%, K около 35%). В связи с этим спектр естественного γ -излучения терригенных и карбонатных пород несколько различен.

Радиоактивность большинства коллекторов нефти и газа, представленных карбонатами и песчаниками (исключая полимиктовые разности), сильно зависит от коэффициента глинистости $k_{\text{гл}}$. Учитывая важное значение определения $k_{\text{гл}}$ для оценки коллекторских свойств и введения поправок за глинистость в показания других методов, рядом авторов исследовалась связь удельной γ -

активности с массовой глинистостью $C_{\text{гл}}$. Некоторые из полученных зависимостей показаны на рис. 24.

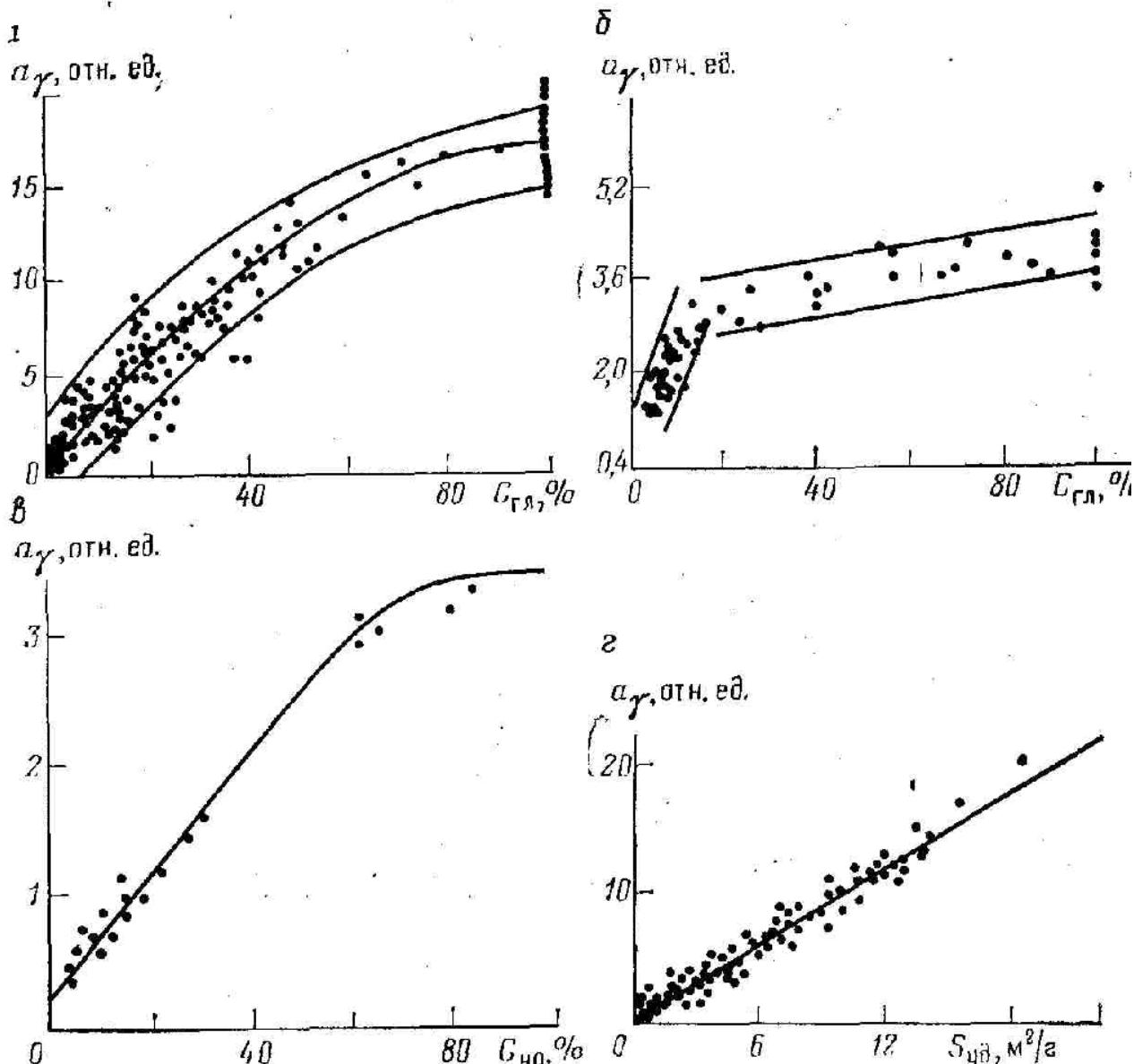


Рис. 24. Зависимость удельной γ -активности a_γ образцов пород от их массовой глинистости $C_{\text{гл}}$ (а, б), содержания нерастворимого остатка $C_{\text{н.о.}}$ (в) и удельной поверхности $S_{\text{уд}}$ зерен (г) (по В. В. Ларионову и Н. Т. Нестеренко)

Они для песчано-глинистых пород обычно нелинейны: имеет место более сильное изменение a_γ в области малых значений $C_{\text{гл}}$. Радиоактивность — аддитивное свойство объекта, т. е. является суммой радиоактивности отдельных его составляющих. Исходя из этого массовая a_m и объемная a радиоактивности горной породы, состоящей из нескольких компонентов с массовым объемным содержаниями соответственно C_i и V_i обладают массовой и объемной удельными активностями a_{mi} и a_i

$$a_m = \sum_i a_{mi} C_i; \quad a = \sum_i a_i V_i. \quad (\text{I.103})$$

Для сухих образцов при постоянных значениях объемных удельных активностей скелета a_{ck} и глинистой фракции a_{cl} следовало бы ожидать линейную связь $a_m(C_{\text{гл}})$. Нелинейный характер реальных кривых связи В. В. Ларионов и М. Д. Шварцман объясняют тем, что a_{cl} не остается постоянным при изменении $C_{\text{гл}}$; оно уменьшается по мере роста $C_{\text{гл}}$. Ю. А. Гулин нелинейность этой связи объясняет изменением иск из-за роста в скелете доли алевритовой фракции и уменьшением менее активной песчаной фракции при увеличении $C_{\text{гл}}$.

Более тесная и линейная связь наблюдается при сопоставлении с удельной поверхностью зерен породы (см. рис. 24, г), поскольку значительная часть радиоактивности: песчано-глинистых пород обусловлена сорбцией радиоактивных атомов на поверхности зерен.

Для карбонатных пород на образцах изучена в основном зависимость a_m не от $C_{\text{гл}}$, а от содержания нерастворимого остатка $C_{\text{н.о}}$ (см. рис. 24, б). Эта связь обычно теснее, чем связь $a_m(C_{\text{гл}})$ в песчано-глинистых отложениях, и она ближе к линейной. Зависимость a_m от $C_{\text{гл}}$ или от $C_{\text{н.о}}$ может нарушаться или стать нетесной из-за ряда причин. В полимиктовых песчаниках радиоактивность скелета часто близка к активности глинистой фракции либо даже больше ее. Это ослабляет корреляцию a_m и $C_{\text{гл}}$, а радиоактивность глинистых разностей может быть не намного выше или даже меньше, чем у слабоглинистых песчаников. Как установлено Ю. А. Гулиным, связь показаний ГМ с $C_{\text{гл}}$ в таких случаях часто еще менее тесная, чем связь a с $C_{\text{гл}}$, измеренная в лабораториях сцинтилляционными детекторами. Это объясняется тем, что средняя длина пути γ -квантов в лабораторных детекторах с размещением образцов в выемках («колодцах») сцинтилляторов меньше, чем в массивных сцинтилляторах скважинных радиометров. Поэтому чувствительность лабораторных радиометров к жесткому излучению ^{40}K (по сравнению с чувствительностью к излучениям урана и тория) ниже, чем у скважинных приборов. Относительные чувствительности могут различаться до 3 раз.

Поскольку нарушение связи a ($C_{\text{гл}}$) в полимиктовых песчаниках обусловлено в первую очередь содержанием калия в полевых шпатах, скважинные приборы, относительно более чувствительные к излучению калия, дают менее тесную связь показаний с $C_{\text{гл}}$, чем лабораторные приборы с указанным выше типом детектора. При исследовании кварцевых песчаников с гидрослюдистыми глинами (также обогащенными калием), наоборот, связь a_m ($C_{\text{гл}}$), по данным лабораторных исследований, может быть более слабой, чем при измерениях в скважинах. Следует заметить, что для разрядных счетчиков с легкими катодами, например, типа МС, также использовавшихся в лабораторных приборах и более чувствительных к жесткому излучению (см. рис. 18, в), влияние калия сильнее, чем для существующих скважинных приборов и лабораторных приборов, имеющих счетчики с тяжелым катодом (например, типа ВС), а также с большими сцинтилляционными счетчиками.

Встречаются вторичные доломиты, активность которых повышена из-за отложения Ra подземными водами при их образовании. Иногда увеличенная радиоактивность неглинистых пород объясняется сорбцией U и продуктов его распада, окисленными нефтью или битумами, углистыми примесями и другими неглинистыми сорбентами.

§ 17. Решение прямых задач гамма-метода

Решение прямой задачи ГМ в общем случае встречает значительные трудности. При аналитических расчетах исходят из упрощенных законов ослабления (1.34)–(1.36), т. е., многократное рассеяние γ -квантов не учитывают либо учитывают путем введения эффективного коэффициента ослабления или фактора накопления. Поток γ -излучения в любой точке пространства представляет сумму потоков, создаваемых отдельными элементарными объемами пространства и линиями спектра.

Пусть удельная массовая активность и плотность среды в объеме dV около точки r_1 равны соответственно $a_m(r_1)$ и $\delta(r_1)$, а число γ -квантов с энергией E_i испускаемых в 1 с единицей активности,— N_i . Тогда излучающая способность (число γ -квантов с энергией E_i , испускаемых объемом dV в 1 с) составляет. Согласно формуле (1.34) плотность потока излучения в точке r , обусловленная излучением элементарного объема dV ,

$$d\Phi = \sum_i \frac{N_i a(\vec{r}) dV}{4\pi (\vec{r} - \vec{r}_1)^2} \exp \left[-\sum_j \mu_{ij} \Delta l_j \right], \quad (I.35a)$$

где μ_{ij} — эффективный коэффициент ослабления (поглощения) γ -излучения с энергией E_i в j -й среде, расположенной между точками r и r_1 ; Δl_j — длина части отрезка, соединяющего точки r и r_1 , которая приходится на j -ю среду.

Рассмотрим лишь одно из слагаемых формулы (1.35а). Интегрируя его по объему среды, получаем

$$\Phi_i = \frac{N_i}{4\pi} \int \frac{a}{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2} \exp \left[-\sum_j \mu_{ij} \Delta l_j \right] dV. \quad (I.104)$$

Если пространство, как обычно бывает в задачах ГМ, состоит из порознь однородных сред со значениями параметров N_{ik} , a_k , то интеграл представится в виде суммы интегралов по объемам этих сред:

$$\Phi_i = \frac{1}{4\pi} \sum_k N_{ik} a_k \int_{V_k} \exp \left(-\sum_j \mu_{ij} \Delta l_j \right) \frac{dV}{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2}. \quad (I.104a)$$

Если под μ_{ij} понимается обычное сечение взаимодействия γ -кванта, то формула (1.104) дает плотность потока нерассеянного излучения, что важно для задач спектрометрии излучения. При применении в качестве μ_{ij} некоторого эффективного сечения можно получить суммарную плотность потока, включая и рассеянное излучение. Обычно используют эффективное сечение μ_{ij} , рассчитанное в предположении, что определяется доаа излучения. Чтобы в формуле (1.104) вместо величины Φ_i ; получить интенсивность излучения в единицах дозы, кроме того, необходимо N_i заменить на γ -постоянную $K_{\gamma i}$ для рассматриваемой линии. Формулу (1.104) конкретизируем в следующих случаях: 1) среда, однородная по значениям a и μ ; 2) многослойная среда с цилиндрическими границами раздела, моделирующая обсаженную скважину; 3) цилиндрическая скважина, пересекающая (перпендикулярно к наслоению) пласт, залегающий внутри вмещающей толщи неограниченной мощности.

Учитывая элементарность операции сложения интенсивностей для различных линий, рассмотрим лишь случай одной энергетической линии.

Однородная среда

Оценим интенсивность излучения в точке $r_i = 0$, причем в качестве элементарных объемов возьмем слои, лежащие между сферами радиусами r и $r+dr$. Тогда формула (1.104) принимает вид .

$$\Phi_i = \frac{N_i a}{4\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-\mu r}}{r^2} 4\pi r^2 dr = \frac{N_i a}{\mu} = \frac{N_i a_m}{\mu_m}, \quad (I.105)$$

где $\mu_m = \mu/\delta$ —массовый коэффициент ослабления, который, как известно (см. § 4), не зависит от плотности вещества. Итак, в однородной среде интенсивность излучения, достигающего детектора, пропорциональна массовой удельной активности среды и не зависит от ее плотности.

Приведенное решение является относительно грубым, поскольку, как указывалось в § 3, эффективный коэффициент поглощения, строго говоря, является функцией расстояния r от источника (массовой толщины δ г, проходимой излучением от источника до точки наблюдения). Более точное решение получим при описании поглощения формулами (1.35) и (1.36) вместо соотношения (1.34). Тогда

$$\begin{aligned} \Phi_i &= \frac{N_i a}{4\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-\mu r}}{r^2} [A_1 e^{-\alpha_1 \mu_0 r} + (1 - A_1) e^{-\alpha_2 \mu_0 r}] dr = \\ &= \frac{N_i a_m}{\mu_{m0}} \left[\frac{A_1}{1 + \alpha_1} + \frac{1 - A_1}{1 + \alpha_2} \right], \end{aligned} \quad (I.106)$$

где μ_{m0} —массовый коэффициент поглощения при начальной энергии. Таким образом, и в этом приближении сохраняется вывод о зависимости Φ лишь от массовой удельной активности, но не от плотности среды. *Обсаженная и необсаженная скважины, пересекающие пласт бесконечной мощности (рис. 25, а)*

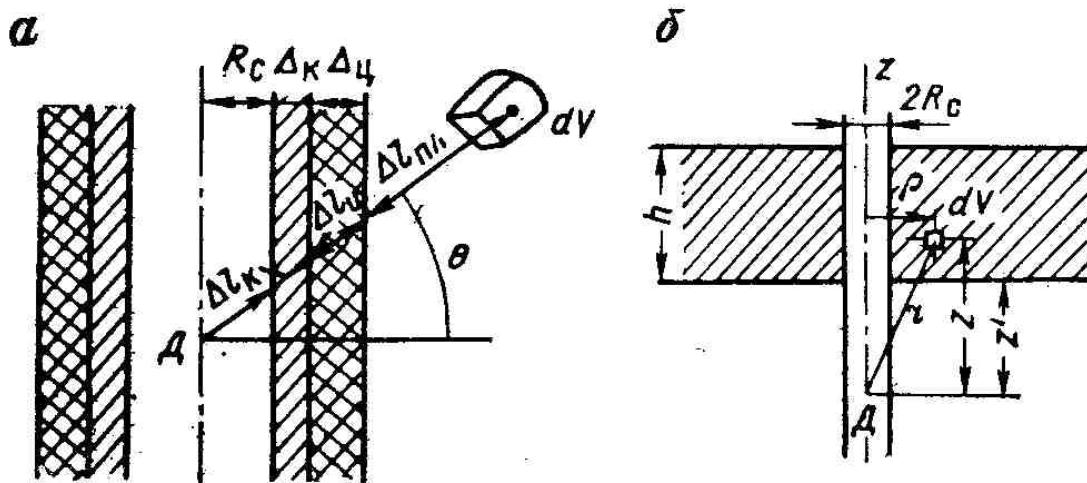


Рис. 25. Геометрия прямых задач Г.М. Скважина; а—обсаженная, б—необсаженная

Плотность потока излучения Φ в точке наблюдения внутри обсаженной скважины представляет сумму плотностей потоков излучений, связанных с источниками в пласте, цементе, колонне и в заполнении колонны. Обозначая эти составляющие $\Phi_{\text{пл}}$, $\Phi_{\text{ц}}$, $\Phi_{\text{к}}$, $\Phi_{\text{с}}$, запишем:

$$\Phi = \Phi_{\text{пл}} + \Phi_{\text{ц}} + \Phi_{\text{к}} + \Phi_{\text{с}}. \quad (\text{I.107})$$

Вычисление слагаемых этой суммы осуществляется однотипно. Рассмотрим его на примере расчета $\Phi_{\text{пл}}$, считая, что детектор D находится на оси скважины. В сферической системе координат r , θ , ϕ расстояние от начала координат, совпадающего с точкой наблюдения, до произвольной точки пространства равно координате r , а расстояния Δl , приходящиеся на пласт, цемент, колонну и среду внутри колонны, соответственно

$$\begin{aligned} \Delta l_{\text{с}} &= R/\cos \theta; \quad \Delta l_{\text{к}} = \Delta_{\text{к}}/\cos \theta; \\ \Delta l_{\text{ц}} &= \Delta_{\text{ц}}/\cos \theta; \quad \Delta l_{\text{пл}} = r - (R + \Delta_{\text{к}} + \Delta_{\text{ц}})/\cos \theta, \end{aligned} \quad (\text{I.106a})$$

где R — внутренний радиус колонны; $\Delta_{\text{к}}$, $\Delta_{\text{ц}}$ — толщина колонны и цемента. Интегрирование по r в формуле (1.104) должно осуществляться от $r_u = (R + \Delta_{\text{к}} + \Delta_{\text{ц}})/\cos \theta$ до ∞ , а по θ и ϕ — от нуля соответственно до π и 2π (или до $\pi/2$ и π с одновременным умножением интеграла на 4). Получаем:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{пл}} &= \frac{N_{i\text{пл}} a_{\text{пл}}}{\pi} \int_0^\pi d\phi \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \int_{r_u}^\infty \exp [-(r - r_{\text{ц}})\mu_{\text{пл}} - \Delta l_{\text{ц}}\mu_{\text{ц}} - \\ &\quad - \Delta l_{\text{к}}\mu_{\text{к}} - \Delta l_{\text{с}}\mu_{\text{с}}] dr = \frac{N_{i\text{пл}} a_{\text{пл}}}{\mu_{\text{пл}}} \int_0^{\pi/2} \sin \theta \exp \left(-\frac{\Delta}{\cos \theta} \right) d\theta, \end{aligned} \quad (\text{I.108})$$

где

$$\Delta = \Delta_{\text{ц}}\mu_{\text{ц}} + \Delta_{\text{к}}\mu_{\text{к}} + R\mu_{\text{с}}.$$

Интеграл по θ подстановкой $t = 1/\cos \theta$ приводится к табулированной интегрально-экспоненциальной функции второго рода

$$E_2(x) = \int_1^\infty e^{-xt} t^{-2} dt. \quad (\text{I.109})$$

При $x = \Delta$ окончательно получаем:

$$\Phi_{\text{пл}} = \frac{N_{i\text{пл}} a_{\text{пл}}}{\mu_{\text{пл}}} E_2(\Delta), \quad (\text{I.110})$$

При желании путем интегрирования по частям интегрально-экспоненциальную функцию $E_2(x)$ можно привести к известной интегрально-экспоненциальной функции первого рода $E_1 = E_i(x)$.

Для вычисления вклада излучения цемента, колонны и среды в формуле (1.107) следует изменить индексы при N , a и пределы интегрирования по r . В результате расчета получим:

$$\Phi_{\text{ц}} = \frac{N_{i\text{ц}} a_{\text{ц}}}{\mu_{\text{ц}}} [E_2(\Delta_{\text{к}} \mu_{\text{к}} + R \mu_{\text{с}}) - E_2(\Delta)], \quad (\text{I.110a})$$

$$\Phi_{\text{к}} = \frac{N_{i\text{к}} a_{\text{к}}}{\mu_{\text{к}}} [E_2(R \mu_{\text{с}}) - E_2(\Delta_{\text{к}} \mu_{\text{к}} + R \mu_{\text{с}})]; \quad (\text{I.110б})$$

$$\Phi_{\text{с}} = \frac{N_{i\text{с}} a_{\text{с}}}{\mu_{\text{с}}} [1 - E_2(R \mu_{\text{с}})]. \quad (\text{I.110в})$$

Формулы (1.107), (1.110)—(1.110в) позволяют получить интенсивность излучения на оси скважины для любой коаксиальной геометрии с меньшим числом сред. Так, для необсаженной скважины необходимо сложить излучения пласта [см. формулу (1.109)] и среды внутри скважины [см. соотношение (1.110в)], предварительно полагая в них $\Delta_{\text{к}} = \Delta_{\text{ц}} = 0$. В результате

$$\Phi_i = \Phi_{\text{пл}} + \Phi_{\text{с}} = \frac{N_{i\text{пл}} a_{\text{пл}}}{\mu_{\text{пл}}} - \left(\frac{N_{i\text{пл}} a_{\text{пл}}}{\mu_{\text{пл}}} - \frac{N_{i\text{с}} a_{\text{с}}}{\mu_{\text{с}}} \right) [1 - E_2(R \mu_{\text{с}})]. \quad (\text{I.111})$$

Формула (1.110) показывает, что указанное выше свойство—зависимость интенсивности от массовой удельной активности пород и независимость от плотности—сохраняется и в скважинной геометрии. Кроме того, важно отметить другое свойство, являющееся следствием аддитивности поля излучений: интенсивность излучения в скважине можно представить в виде суммы радиоактивностей отдельных частей пространства (например, пласта, цементного кольца, скважины и т. п.), взятых с некоторыми весами, не зависящими от удельной радиоактивности сред, а определяемыми только геометрией (например, для необсаженной скважины ее радиусом), а также коэффициентом $\mu_{\text{р}}$ для внутрискважинной среды. Так, формулу (1.111) запишем в виде:

$$\Phi_i = \frac{N_{i\text{пл}} a_{\text{пл}}}{\mu_{\text{пл}}} F_{\text{пл}}(R) + \frac{N_{i\text{с}} a_{\text{с}}}{\mu_{\text{с}}} F_{\text{с}}(R), \quad (\text{I.112})$$

где

$$F_{\text{пл}}(R) = E_2(R \mu_{\text{с}});$$

$$F_{\text{с}}(R) = 1 - E_2(R \mu_{\text{с}}) = 1 - F_{\text{пл}}(R).$$

Удобство введения функций $F_{\text{пл}}$ и $F_{\text{с}}$, которые по аналогии с приближенной теорией индукционного метода естественно назвать геометрическими факторами соответственно пласта и скважины, состоит в возможности после расчета зависимости $F_{\text{пл}}(R)$ простого вычисления интенсивности при различных сочетаниях активности пласта и среды внутри скважины. Формула (1.112) сохраняет силу и при других приближениях для закона ослабления излучения, но изменяются выражения для $F_{\text{пл}}$ и $F_{\text{с}}$. Такие выражения в случае закона ослабления (1.35) были получены В. В. Ларионовым [4]. Графики зависимостей геометрических факторов $F_{\text{пл}}$ и $F_{\text{с}}$ необсаженной скважины от диаметра скважины, полученные подобным образом

(точнее, величин $F'_{\text{пл}} = F_{\text{пл}}/\mu_{\text{пл}}$; $F'_{\text{с}} = F_{\text{с}}/\mu_{\text{с}}$), показаны на рис. 26,а.

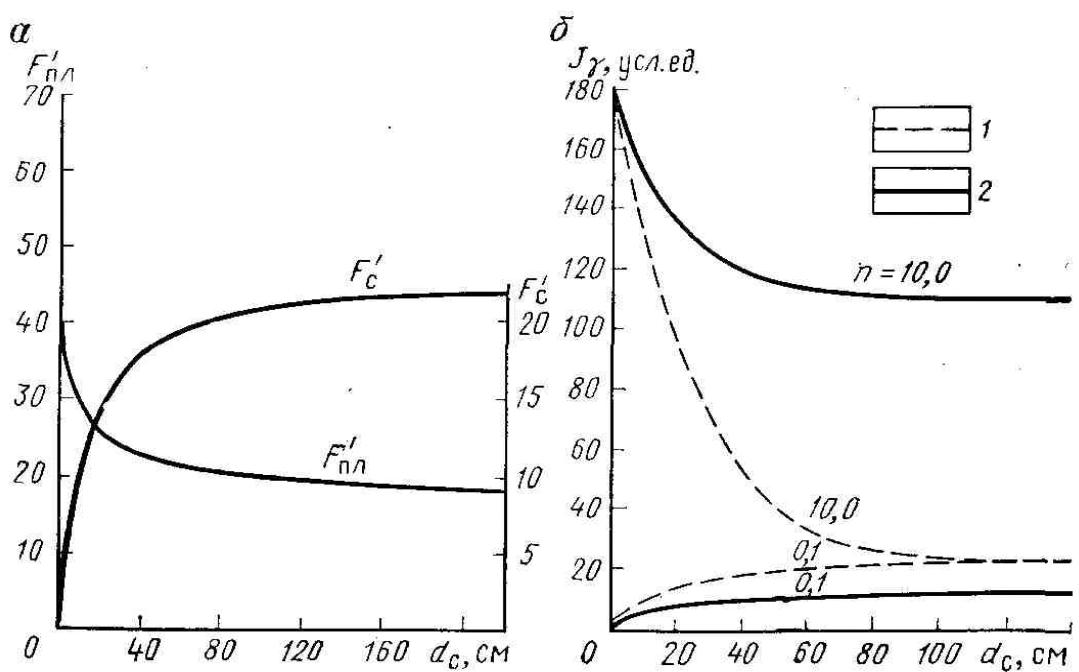


Рис. 26. Зависимость геометрических факторов (а) и показаний ГМ (б) от диаметра необсаженной скважины.

Расположение прибора: 1—центральное, 2—эксцентричное

С использованием рис. 26, а и формулы (1.112) В. В. Ларионовым рассчитаны также зависимости интенсивности γ -излучения от диаметра скважины для $n = a_{\text{пл}}/a_c = 0,1; 10,0$; приведенные на рис. 26, б. Формула типа (1.112) может быть обобщена и на большее число цилиндрических слоев.

Необсаженная скважина радиусом R , пересекающая пласт ограниченной мощности (см. рис. 25, б)

Плотность потока Φ и показания $J = s\Phi$ (s — чувствительность детектора) в случае необсаженной скважины можно, очевидно, представить в виде

$$\Phi = \Phi^* + \Delta\Phi; \quad J_\gamma = J_\gamma^* + \Delta J_\gamma, \quad (\text{I.113})$$

где Φ^* и J_γ^* — соответственно плотность потока и показания ГМ в случае, если бы активность пласта $a_{\text{пл}}$ совпадала с активностью $a_{\text{вм}}$ вмещающих пород; $\Delta\Phi$, ΔJ_γ — приращения плотности потока и показаний ГМ, обусловленные превышением активности пласта $a_{\text{пл}}$ над $a_{\text{вм}}$.

Значение ΔJ_γ зависит от положения прибора относительно пласта и характеризует аномалию на диаграмме ГМ, отсчитанную от уровня показаний против вмещающих пород. Величина

J_γ^* характеризует уровень показаний во вмещающих пластах и представляет меньший интерес. Легко видеть, что $\Delta\Phi$ равно плотности потока при $a_{\text{вм}} = 0$ и активности пласта $\Delta a = a_{\text{пл}} - a_{\text{вм}}$. Поэтому в формуле (1.104) вместо $\Delta\Phi$ необходимо подставить Δa , а интегрировать по объему пласта.

Вводя цилиндрическую систему координат (r, ρ, φ) с началом в точке наблюдения и считая $\mu_{\text{пл}} = \mu_c = \mu_{\text{вм}}$ получим:

$$\Delta J_{\gamma i} = \frac{N_{\text{пл}} \Delta a s}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{z'}^{z' + h} dz \int_R^\infty \frac{\exp(-\mu \sqrt{\rho^2 + z^2})}{\rho^2 + z^2} \rho d\rho, \quad (\text{I.114})$$

где z' — координата z точек подошвы пласта.

Выполним интегрирование выражения (1.114) по φ и выразим координаты ρ и z в единицах радиуса скважины R , т. е. введем переменные

$$\Delta J_{\gamma i} = \frac{N_i \Delta a R s}{2} \int_{\bar{z}'}^{\bar{z}' + \bar{h}} d\bar{z} \int_1^{\infty} \exp(-\mu R \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{z}^2}) \frac{\bar{\rho} d\bar{\rho}}{\bar{\rho}^2 + \bar{z}^2} = \\ = \frac{N_i \Delta a R s}{2} \int_{\bar{z}'}^{\bar{z}' + \bar{h}} E_i (-\mu R \sqrt{1 + \bar{z}^2}) dz, \quad (I.115)$$

где

$$E_i(x) = \int_x^{\infty} (e^{-t}/t) dt.$$

Поскольку Δa входит в формулу (1.114) в виде сомножителя, то отношение $\beta = \Delta J_{\gamma} / \Delta J_{\gamma}^{\infty}$ ($\Delta J_{\gamma}^{\infty}$ — показания в случае пласта бесконечной мощности активностью Δa) не зависит от Δa . Формы кривых ГМ для $\mu = 0,1 \text{ см}^{-1}$ ($\delta \approx 3 \text{ г/см}^3$) и $R = 15 \text{ см}$, рассчитанные по формулам (1.114) и (I.115), показаны на рис. 27, а.

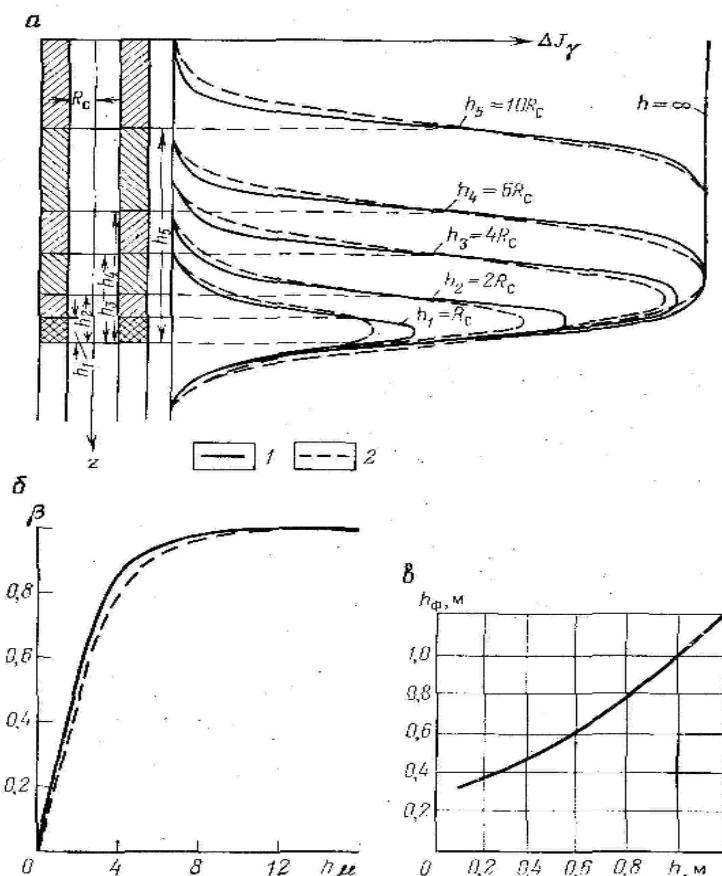


Рис. 27. Форма кривых ГМ для $\mu = 0,1 \text{ см}^{-1}$ (а), зависимость относительной амплитуды от произведения $h\mu$ (б) и номограмма для определения мощности пласта h (в)
Детектор: 1.точечный,2.длиной $2R_0$ (по В.В.Ларионову)

Можно сделать следующие выводы.

- Переходный участок на кривых ГМ с переменными значениями ΔJ_{γ} имеет протяженность 40—50 см в обе стороны от границы. В середине пластов с $h > 0,8—1,0 \text{ м}$ имеется площадка практически постоянных показаний $\Delta J_{\gamma} \approx \Delta J_{\gamma}^{\infty}$. Для $h < 0,8—1,0 \text{ м}$ максимальные показания $\Delta J_{\gamma \max}$ в середине пласта становятся заметно ниже, чем $\Delta J_{\gamma}^{\infty}$, и уменьшаются с понижением мощности. При других значениях R и μ форма кривой ГМ будет иной, однако влияние μ в первом приближении можно учесть путем сжатия (или растяжения) кривых по оси скважины пропорционально изменению μ . Так, форма

кривой для пласта, имеющего мощность h и коэффициент поглощения 2μ , может быть получена приближенно путем сжатия в 2 раза кривой с мощностью пласта $2h$ и коэффициентом поглощения μ . Соответственно влияние ограниченной мощности при больших μ будет наблюдаться при меньших значениях h . Поэтому зависимость $\beta = \Delta J_{\gamma \text{ max}} / \Delta J_{\gamma}^{\infty}$, используемую для введения поправок на ограниченную мощность пласта (см. рис. 27, в), можно сделать универсальной, если по оси абсцисс вместо значений h откладывать величины h_{μ} (имеется в виду случай $\mu_c = \mu_{\text{пл}} = \mu_{\text{вм}} = \mu$).

2. Форма кривых ГМ симметрична относительно середины пласта. Границы пласта при $h > 0,8$ —1 м (точнее, при $h_{\mu} > 8$ —10) отмечаются на середине аномалии (на уровне $\Delta J_{\gamma \text{ max}}/2$ от показаний против вмещающих пород). Для $h_{\mu} < 10$ границам соответствуют показания, более близкие к $\Delta J_{\gamma \text{ max}}$, т. е. смещенные от середины высоты аномалии к ее вершине. В последнем случае ширина аномалии на середине высоты (фиктивная мощность h_{ϕ} по правилу $\Delta J_{\gamma \text{ max}}/2$) превышает значение h . С целью определения значений h по h_{ϕ} построены номограммы (см. рис. 27, в).

3. Влияние конечного размера детектора существенно лишь при мощности пласта, сравнимой с размерами зонда. Этим влиянием можно пренебречь, если длина счетчика не превышает 4 см при $h = 10$ —20 см и 10 см при $h > 20$ см.

Формула (1.114) и рис. 27, а определяют форму кривых ГМ на входе интегрирующей ячейки. Форма кривой на выходе последней будет примерно такой же лишь при очень малых скоростях движения прибора. Изменение показаний интенсиметра в общем случае получается, если в выражение (1.96) для выходного напряжения интегрирующей ячейки подставить значение входной силы тока, соответствующее интенсивности (1.114). При этом, как и ранее (см. § 15 гл. IV), под $U(t)$ можно подразумевать измеряемое приращение скорости счета $\Delta J_{\gamma p}$, если вместо i используется истинная скорость счета согласно формуле (1.114). Если, кроме того, время движения t выразить через глубину z и скорость перемещения прибора v , то вместо формулы (1.96) получим:

$$\Delta J_{\gamma p} = \frac{1}{v\tau_{\text{я}}} e^{-z/v\tau_{\text{я}}} \int_0^z e^{z'/v\tau_{\text{я}}} \Delta J_{\gamma}(z') dz'. \quad (\text{I.116})$$

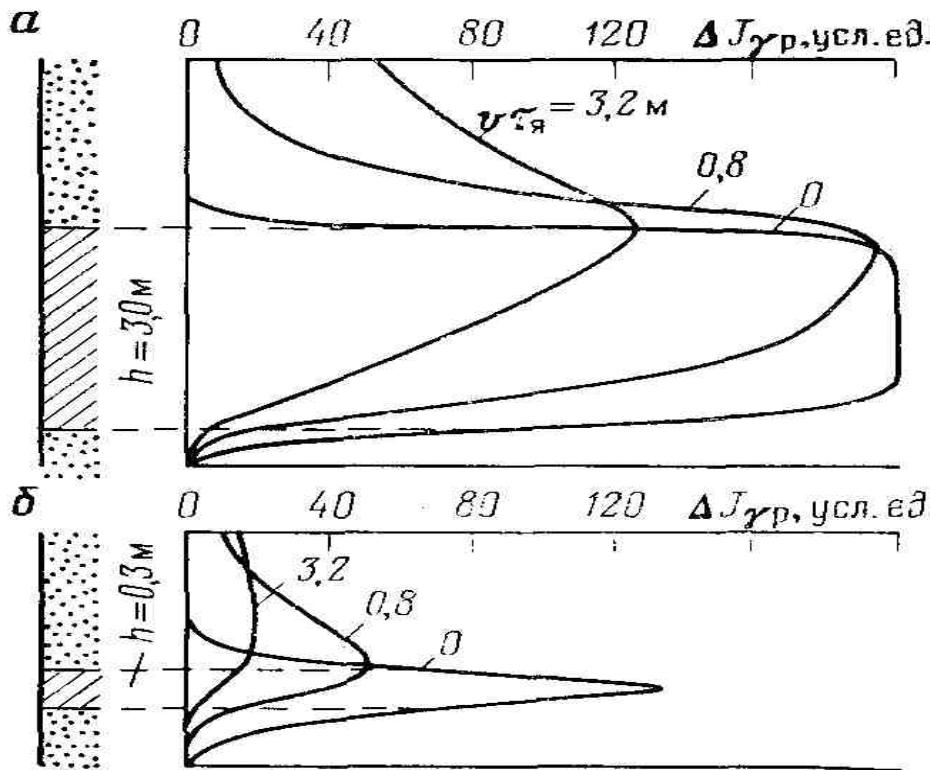


Рис. 28. Форма кривых ГМ против пластов большой (а) и малой мощности (б)

Кривые, рассчитанные по формуле (1.116) для нескольких значений произведения $v\tau_{\text{я}}$, приведены на рис. 28. Влияние интегрирующей ячейки приводит, как и на рис. 23, к

асимметричности и некоторому сдвигу кривой в направлении движения, тем большим, чем выше значение $v\tau_{\text{я}}$. При $v\tau_{\text{я}} > 0,25h$ не только искажается форма кривой, но и начинается заметное снижение максимальных показаний. Влияние интегрирующей ячейки на амплитуду кривых, их фиктивную мощность h_{ϕ} (по правилу $\Delta J_{\max}/2$) и смещение аномалии Δh , рассчитанное исходя из формулы (1.116), показано на рис. 29. В первом приближении оно может быть использовано и при учете влияния ИЯ на результаты других методов.

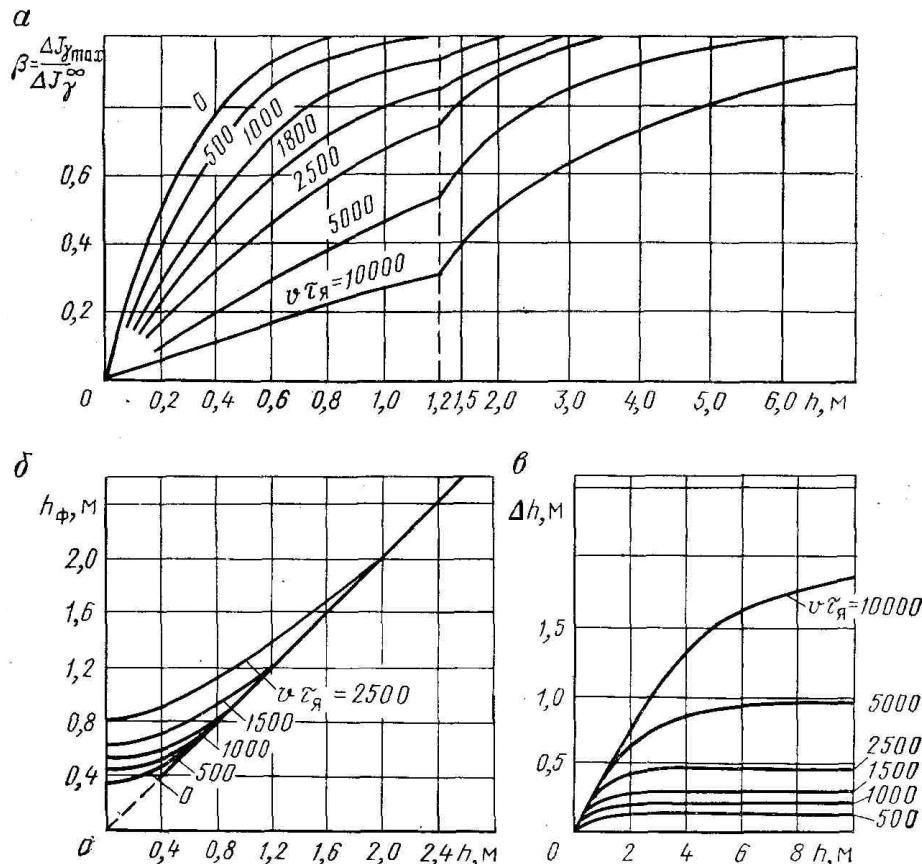


Рис. 29. Номограммы для учёта влияния

Чтобы восстановить форму кривой, не искаженную влиянием ИЯ, можно воспользоваться формулой

$$J_{\gamma}(z) = J_{\gamma p}(z) + v\tau_{\text{я}} \frac{dJ_{\gamma p}}{dz}, \quad (I.117)$$

получающуюся дифференцированием формулы (1.116).

§ 18. Зависимость показаний гамма-метода от различных факторов

Зависимость данных ГМ от мощности пласта и интегрирующей ячейки показана выше. Рассмотрим качественное влияние других факторов на результаты ГМ.

Влияние скважинных условий

Зависимость показаний ГМ от диаметра скважины легко объяснить изменением доли горной породы и скважины в объеме зоны исследования гамма-метода. Если активность пород a_n ниже активности скважины a_c , т. е. отношение $n = a_n/a_c < 1$, рост диаметра a_c увеличивает долю высокоактивной среды в зоне исследования, следовательно, повышает и показания ГМ.

При $n > 1$ картина будет обратной.

Количественно влияние диаметра скважины на результаты ГМ показано на рис. 30 в виде кривой зависимости отношения $\eta_{\gamma} = J_{\gamma}(d_c = d_n)/J_{\gamma}(d_c)$ от величины $\Delta d = d_c - d_n$ (d_n — диаметр прибора). Смещение прибора от оси скважины приближает его к породе и, увеличивая влияние породы, качественно действует так же, как и уменьшение диаметра скважины (см.

рис. 26,б).

Влияние крепления скважины колонной обусловлено заменой промывочной жидкости средами (колонна, цемент), сильнее поглощающими γ -излучение пласта, что приводит к понижению показаний ГМ. Кроме того, на данные ГМ влияет различие радиоактивностей этих сред и промывочной жидкости чаще

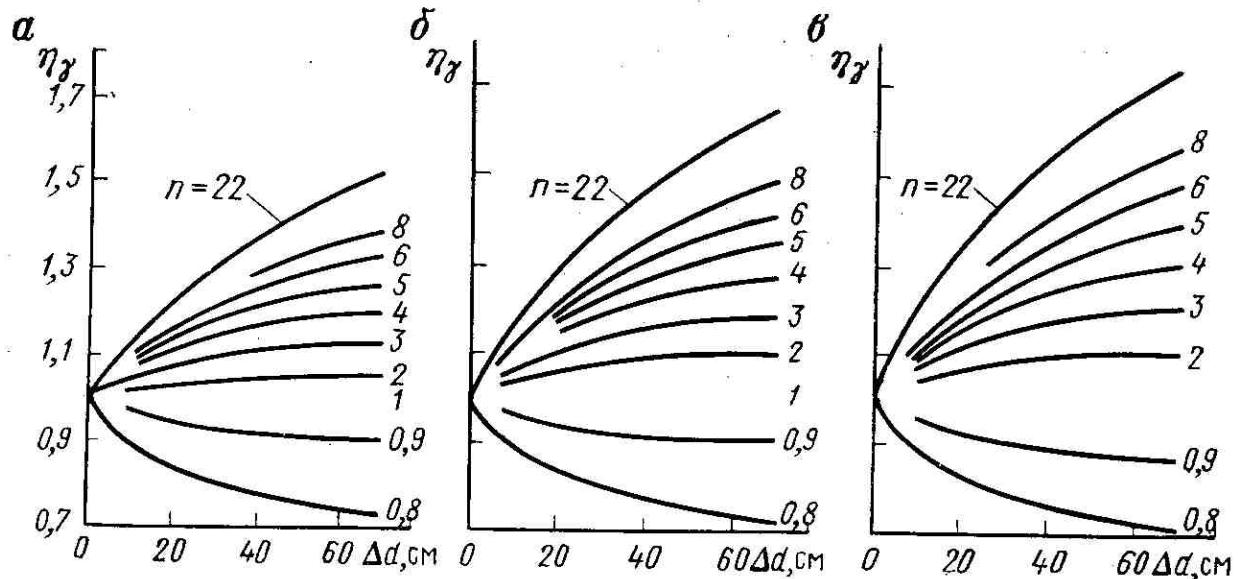


Рис. 30. Экспериментальные кривые.

всего, также в сторону занижения J_γ . Крепление скважины несколько удаляет прибор от стенки, что тоже обычно (при $a_c > a_o$) снижает показания. Таким образом, за редким исключением, крепление скважины уменьшает результаты гамма-метода.

Следует заметить, что крепление скважины при постоянстве толщины колонны, цемента и их положения в скважине почти одинаково влияет на показания против разных пластов и практически не изменяет формы кривой ГМ. Поэтому использование относительного разностного параметра

$$\Delta J_\gamma = (J_\gamma - J_{\gamma 1}) / (J_{\gamma 2} - J_{\gamma 1}), \quad (I.118)$$

где $J_{\gamma 1}$, $J_{\gamma 2}$ —показания против двух опорных пластов с различной радиоактивностью, что исключает влияние скважины.

Против пластов с очень низкой радиоактивностью может быть заметно также влияние глинистой корки. Последняя несколько снижает показания за счет поглощения γ -излучения из пласта и повышает их из-за своей высокой радиоактивности, приближающейся к радиоактивности глин, из которых изготовлен раствор. В породах с умеренной радиоактивностью главным является второй эффект.

§ 19. Спектрометрическая модификация гамма-метода

Наиболее широкое распространение получила интегральная модификация ГМ, основанная на регистрации суммарной интенсивности γ -квантов вне зависимости от их энергии. Она позволяет определить суммарную радиоактивность в единицах ($\text{г}^*\text{экв. Ra}/\text{г}$). При анализе спектра излучения горных пород можно получить сведения и о содержании отдельных радиоактивных элементов.

Поскольку элементы уранового ряда до Ra дают весьма слабое γ -излучение, а продукты распада Ra и Th обычно находятся в радиоактивном равновесии, а значит, в постоянном соотношении с указанными родоначальниками, достаточно определить концентрации Ra, Th и K. Эти величины представляют значительный интерес для решения следующих задач: определение содержания U и Th в равновесных урано-ториевых рудах; определение минерального состава глин; расчленение и корреляция разрезов, дифференцируемых по содержанию одного из радиоактивных элементов, но не дифференцируемых («немых») по геофизическим параметрам, включая их общую радиоактивность; изучение генезиса некоторых типов пород, например выделение вторичных доломитов по отношению Ra/Th и т. п.

Спектрометрическая модификация гамма-метода (ГМ-С), может помочь в решении такой задачи, как определение глинистости полевошпатовых песчаников, поскольку содержание U и Th в этих породах более тесно связано с их глинистостью, чем суммарная радиоактивность, искаженная влиянием переменной концентрации K в песчано-алевритовой фракции. В некоторых случаях, наоборот, установлена более тесная связь глинистости с Th и K и менее тесная—с U и общей радиоактивностью.

Возможность улучшения связи $J_\gamma(C_{\text{гл}})$ в полимиктовых песчаниках и алевролитах Западной Сибири при регистрации урановой и ториевой компонент радиоактивности подтверждает рис. 31. На рис. 32 показаны примеры диаграмм ГМ-С на моделях с урановым, ториевым и комплексным урано-ториевым оруденениями, иллюстрирующие возможность их четкого разделения по диаграммам двух интегральных или дифференциальных каналов.

Для изучения спектров в скважинах в настоящее время применяют скважинные спектрометры с сцинтилляционными детекторами. Для определения трех неизвестных, например Ra, Th и K, достаточно измерить интенсивность линий спектра $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$, $E_{\gamma 3}$, относящихся соответственно к Ra, Th и K. Поскольку излучение калия монохроматическое, выбор $E_1 = 1,45$ МэВ однозначен. В качестве $E_{\gamma 2}$ и $E_{\gamma 3}$ можно брать различные линии, перечисленные в § 16.

Результаты измерения J_1 — J_3 связаны с содержанием соответственно Ra, Th и K соотношениями

$$J_{\gamma i} = b_{K_i} C_K + b_{Th_i} C_{Th} + b_{Ra_i} C_{Ra}; \quad i = 1, 2, 3. \quad (\text{I.119})$$

При решении этой системы уравнений можно найти C_K , C_{Th} и C_{Ra} . Значения спектральных коэффициентов b_{Ra_i} , b_{K_i} , b_{Th_i}

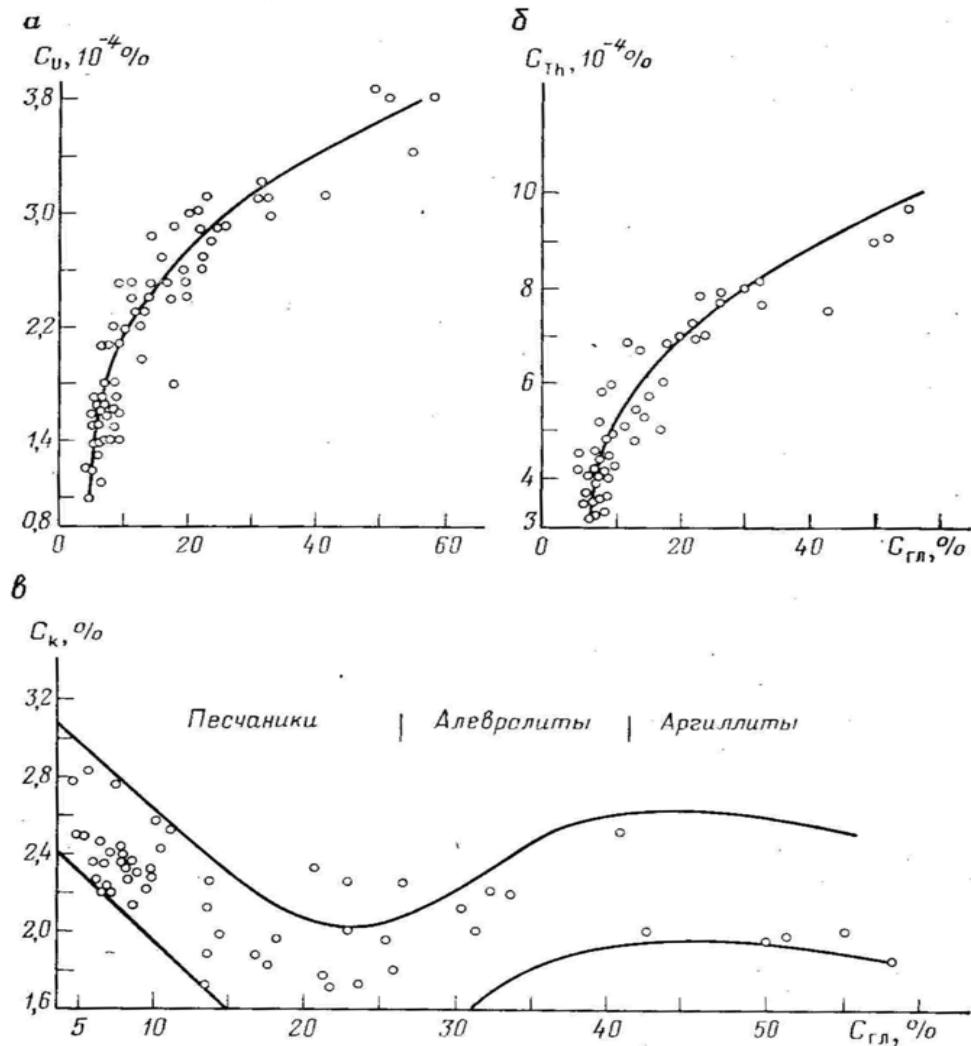


Рис. 31. Зависимость концентрации С различных радиоактивных элементов от глинистости $C_{\text{гл}}$ коллекторов Западной Сибири (по Н.И.Нефёдовой и др.)

Определяют путем измерений на моделях пластов, радиоактивность которых представлена соответственно равновесными Ra, K и Th, а размеры моделей не меньше размера зоны исследования ГМ. Например, коэффициент b_{Ra} ; представляет отношение показаний канала в радиевой модели к концентрации в ней Ra.

Для выбора оптимальной системы каналов анализируют погрешности определения C_{Ra} , C_{Th} и C_K из системы уравнений (1.119) при различных значениях спектральных коэффициентов, соответствующих разным каналам. Порядок таких расчетов приводится в специальных руководствах по спектральному анализу.

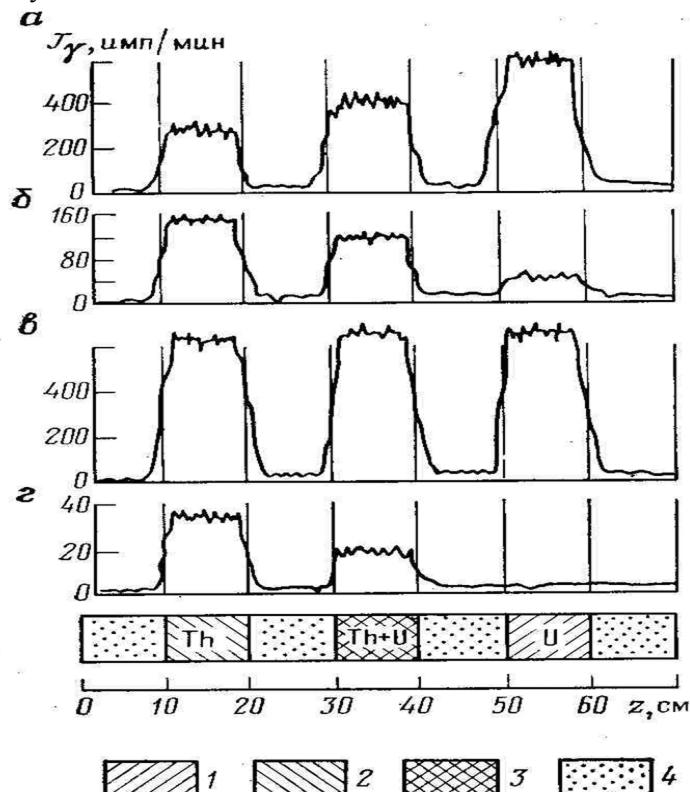


Рис. 32. Диаграммы ГК-С на моделях с рудами U,Th при регистрации излучений разных энергий (по В.Л.Шашкину)

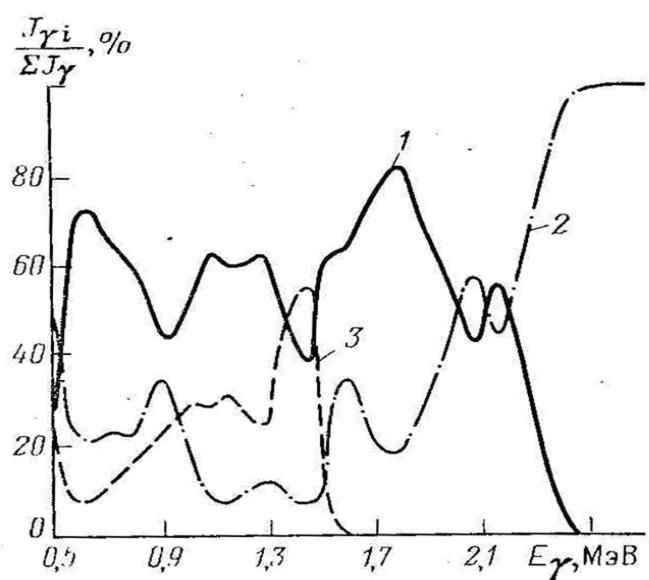


Рис. 33. Относительный вклад Ra (1), Th(2) и K(3) в спектр γ -излучения известняков

Из рис. 33 видно, что вклад Ra в суммарную гамма-активность наибольший при $E_\gamma = 0,6; 1,8$ МэВ, для Th - $E_\gamma=0,9; 1,6; 2,6$ МэВ.

В одной из систем спектрометрии излучения в нефтяных и газовых скважинах для определения Th используют интегральную дискриминацию с пороговой энергией $E_{\text{пор}} = 2,05$ МэВ. При этом в основном регистрируют жесткую линию Th (2,6 МэВ) с примесью более слабых линий Ra. Далее регистрируют интервал энергий 1,66—1,9 МэВ, основной вклад в который дает Ra, и интервал 1,3—1,6 МэВ, включающий линию K.

При спектрометрическом анализе урано-ториевых руд вкладом калия практически можно пренебречь. Здесь используют два канала, например две интегральные дискриминации со значениями $E_{\text{пор}}$, равными 0,5 и 2,0 МэВ, или дифференциальные каналы с интервалами энергий соответственно 1,1—1,7 и 2,4—2,7 МэВ. Более подробно эти вопросы рассмотрены в работе В. Л. Шашкина [17]. При спектрометрии γ -излучения в скважинах область энергий меньше 0,5 МэВ обычно не используют, так как наблюдается влияние эффективного атомного номера элементов породы на форму спектра. Кроме того, для стабилизации работы спектрометра часто применяют импульсы от реперных источников, выделяемые с помощью специальных приемов. Эти импульсы занимают обычно мягкую часть спектра и затрудняют ее использование.

Для обеспечения высокой статистической точности ГМ-С стремятся использовать сцинтилляторы возможно больших размеров, допускаемых диаметром скважинного прибора. С этой же целью используют несколько параллельно включенных сцинтилляционных детекторов. Неизбежное при этом ухудшение энергетического разрешения не имеет существенного значения из-за использования широких каналов.

§ 20. Область применения гамма-метода, Основы интерпретации результатов

Выделение и количественная оценка урановых и ториевых руд, калийных солей

Радиоактивность урановых и ториевых руд настолько превышает радиоактивность вмещающих пород, что их качественное выделение не представляет сложности. То же относится к кондиционным калийным солям. Количественное определение содержания радиоактивного элемента осуществляется двумя способами.

1. В относительно однородных пластах находят фиктивные мощности по правилу $h_f = 1/2\Delta J_{\gamma \max}$ или иногда $h_f = 4/5\Delta J_{\gamma \max}$, а затем по рис. 29, б определяют истинную мощность h . Откладывая в обе стороны от середины аномалии расстояния /1/2, находят кровлю и подошву пласта.

В мощных пластах определяют средние показания против пласта, исключая области переходных процессов в кровле и подошве пласта протяженностью (3—4) $v_{t,y}$. Для пластов малой мощности ($h < 1$ м или $h < 3v_{t,y}$) вводят поправку за ограниченную мощность по рис. 29, а или по рис. 27, б, если измерения производят по точкам.

Показания против уединенного пласта, исправленные за влияние ограниченной мощности и $v_{t,y}$, находят по формуле

$$J_{\gamma \text{ испр}} = J_{\gamma \text{ вм}} + (J_\gamma - J_{\gamma \text{ вм}})/\beta, \quad (I.120)$$

где $J_{\gamma \text{ вм}}$ —показания против подстилающих пород; J_γ —показания против пласта (их максимальные значения в кровле пласта); β —коэффициент, определяемый по рис. 27, б и 29, а.

Величину $J_{\gamma \text{ испр}}$, соответствующую пласту бесконечной мощности, при необходимости исправляют за влияние скважинных факторов, умножая на коэффициенты η_γ , определяемые по рис. 30 и им подобным, которые получают для соответствующих аппаратурных условий.

В результате получают показания ГМ в стандартных условиях (в однородной среде или в скважине стандартного размера), связанные с концентрацией C радиоактивного элемента простой пропорциональной зависимостью. Значение коэффициента пропорциональности k определяют на моделях пластов (руд) с известным значением C . Если руды комплексные, содержащие несколько радиоактивных элементов в заметных количествах, используют модификацию ГМ-С и систему уравнений типа (1.119).

2. При использовании неоднородных, а иногда и однородных интервалов, применяют также интерпретацию по площади под аномалией [17].

Оба указанных способа пригодны и для определения радиоактивности a горных пород в единицах ($\text{г}^*\text{экв. Ra}/\text{г}$). В этом случае коэффициент k имеет смысл показаний ГМ в стандартных условиях против пласта с радиоактивностью 1 ($\text{г}^*\text{экв. Ra}/\text{г}$).

Значения коэффициента k могут заметно различаться для разных типов приборов. Для повышения точности определений в этом случае необходимо эталонирование на моделях, в которых соотношение Ra, Th и K близко к их среднему значению в исследуемых горных породах, или же в эталонных скважинах [4], более подробно рассматриваемых в гл. X.

Определение значений a и C в объектах с низкой радиоактивностью, какими является большинство горных пород, осложняется также существенным вкладом в измеряемую величину собственного фона прибора J_ϕ . При интерпретации указанными способами значение J_ϕ должно быть предварительно вычтено из величины J_γ (до введения всех поправок). Для этого удобнее всего сдвинуть линии диаграммы на величину J_ϕ . То же делают при измерениях в эталонных средах с той разницей, что в этом случае фон кроме собственного фона прибора включает и космический фон. Вопросы определения J_ϕ являются сложными. Они рассматриваются в гл. X.

Некоторого упрощения и, главное, повышения точности определений величин C или a можно добиться, если в разрезе скважины имеются два опорных пласта с известным значением C или a и используется относительный разностный параметр ΔJ_γ {см. формулу (1.118)]. Зависимость параметра ΔJ_γ от a линейна и имеет вид (при равенстве плотностей опорных и исследуемых пластов)

$$a = a_1 + \Delta J_\gamma (a_2 - a_1). \quad (\text{I.121})$$

При использовании параметра ΔJ_γ исключаются влияние, собственного фона, других особенностей прибора (если спектр излучения всех пластов одинаков) и скважинных условий (когда они против всех пластов одинаковы).

Выделение и количественная, оценка других твердых полезных ископаемых

К полезным ископаемым с низкой радиоактивностью по сравнению с вмещающими породами относятся каменные соли, гипсы, многие разновидности каменных углей. Часть углей имеет более высокую радиоактивность и лишь по данным ГМ не может быть выделена из вмещающих пород. В таких породах количественная интерпретация в ряде случаев позволяет оценить чистоту углей, содержание нерастворимого остатка в каменных солях (при отсутствии в них примесей калийных солей), иногда зольность углей.

Перечень полезных ископаемых, имеющих более высокую радиоактивность, чем вмещающие породы, обширен. К ним относятся фосфориты, флюориты, редкоземельные элементы, осадочные руды молибдена, ванадия и т. п., большинство бокситов. Радиоактивность фосфоритов тесно связана с содержанием в них фосфора, что позволяет количественно определить последнее.

Во многих случаях установлена достаточно тесная связь радиоактивности с суммарным содержанием редких земель.

Литологическое расчленение, корреляция разрезов и выделение коллекторов

Литологическое расчленение пород основано на существенном различии радиоактивности различных типов пород. В разрезе изверженных пород разделяют кислые и основные разности пород. В хемогенном-карбонатном разрезе ГМ особенно полезен для выделения ангидритов, гипсов и каменных солей (наименьшая радиоактивность), калийных солей (наибольшая радиоактивность). В песчано-глинистом разрезе надежно выделяются глины (наивысшая радиоактивность), осуществляется разделение пород по их глинистости, исключая некоторые полимиктовые песчаники, и по содержанию нерастворимого остатка. При этом следует иметь в виду возможность повышения радиоактивности по другим причинам, рассмотренным в § 16 (битуминозность, современные процессы доломитизации и др.).

Пониженные показания ГМ являются одним из обычных признаков коллекторов наряду с такими признаками, как повышенная пористость, наличие зоны проникновения, глинистой корки и т.п.

Корреляция разрезов по данным ГМ осуществляется часто. Этому способствует выдержанность радиоактивности отдельных типов пород в пределах больших площадей. Преимуществом ГМ является также слабая зависимость формы диаграмм от наличия или отсутствия

обсадки обсадных труб, изменений по площади минерализации пластовых вод и промывочной жидкости, нефтегазонасыщенности пород и некоторых других факторов.

Определение глинистости пород

Количественное определение глинистости $C_{\text{гл}}$ песчаников или нерастворимого осадка $C_{\text{н.о}}$ карбонатов возможно в отложениях, радиоактивность которых тесно связана с $C_{\text{гл}}$ и $C_{\text{н.о}}$. Эталонную зависимость $J_{\gamma}(C_{\text{гл}})$ или $J_{\gamma}(C_{\text{н.о}})$ лучше всего установить путем сопоставления показаний ГМ в пластах, значения $C_{\text{гл}}$ или $C_{\text{н.о}}$ для которых определены по данным анализа керна. В породах с низкой радиоактивностью скелета или при близости соотношений U/Th и K/Th в скелете и глинистой фракции зависимость $J_{\gamma}(C_{\text{гл}})$ или $J_{\gamma}(C_{\text{н.о}})$ легко получить также по исследованиям на образцах керна. Перед определением $C_{\text{гл}}$ или $C_{\text{н.о}}$ по указанным зависимостям показания ГМ исправляют за влияние скважинных условий, ограниченной мощности пласта и других факторов, рассмотренных выше при описании методики определения содержания урана и радиоактивности пород. Наилучшие результаты получают, когда часть влияний учитывается автоматически путем использования относительного разностного параметра [см. формулу (1.118)]. В качестве опорных пластов берут два пласта с различной и известной глинистостью.

Другие области применения ГМ

Наличие корреляционных связей между глинистостью и пористостью (иногда проницаемостью) пород в некоторых случаях позволяет приближенно определять эти параметры.

Очень широко ГМ применяется для привязки глубин при перфорации, в случаях исследований (в первую очередь при контроле, разработки месторождений) методами, на диаграммах которых отсутствие четких реперов затрудняет точную привязку глубин (термометрия) или показания которых не связаны со свойствами разреза (методы изучения состава жидкости в стволе скважины, дебитометрия и т. п.). Применению ГМ для этих целей способствуют также простота приборов (нет источника излучения, несложная схема регистрации, особенно при использовании разрядных счетчиков), слабое влияние крепления, заполнения скважины и др.

В последние годы повторные замеры ГМ начали использовать для контроля обводнения нефтегазоносных пластов при разработке месторождений. Обводняющиеся интервалы со временем повышают свою гамма-активность по сравнению с ИХ активностью до обводнения. Природа этого *радиохимического эффекта*, рассмотренная в работах Ф. А. Алексеева, М. Х. Хуснуллина и др., заключается в следующем. Движение вод в процессе разработки залежей способствует переходу в пластовую воду изотопов радия, накапливающихся в нефти, твердом скелете или в связанной воде за счет распада U и Th . В результате концентрация Ra в переднем фронте воды, вытесняющей нефть (часто и газ), может значительно превышать его обычные концентрации. При прохождении вод мимо цементного кольца в неперфорированных интервалах или через отверстия в перфорированных пластах происходит сорбция цементом избытков Ra .

Глава VI ГАММА-ГАММА-МЕТОД

§ 21. Физические основы

При гамма-гамма-методе (ГГМ) горная порода облучается γ -квантами и регистрируется γ -излучение, достигающее детектора, расположенного от источника на некотором расстоянии называемом длиной зонда.

Выделяют следующие основные разновидности ГГМ: *метод поглощения γ -излучения* (МПГ) или метод прямого пучка, применяемый для изучения свойств среды, находящейся между источником и детектором, и *метод рассеянного γ -излучения* (МРГ), при котором среда находится вне прямой, соединяющей детектор с источником. Основной разновидностью является метод рассеянного γ -излучения. Когда говорят о ГГМ без специальных оговорок, имеется в виду именно этот метод. В приборах данного метода экран (фильтр) из тяжелого материала (железо, свинец, вольфрам и др.), установленный между источником и детектором, практически полностью поглощает прямое излучение источника, и потому детектором измеряется излучение, претерпевшее хотя бы одно рассеяние на атомах среды, окружающей прибор. Совокупность источника, детектора и экранов называют зондовым устройством или зондом ГГМ.

В зависимости от преобладающей энергии квантов, регистрируемых детектором, различают *плотностную* (ГГМ-П) и *селективную* (ГГМ-С) модификации ГГМ. Для понимания их различия рассмотрим спектр γ -излучения вокруг источника, помещенного в горную породу.

Если бы фотоэффект не зависел от энергии, средняя энергия квантов благодаря комптоновскому рассеянию уменьшалась бы с ростом расстояния от источника. Однако интенсивное фотоэлектрическое поглощение мягких квантов приводит к установлению (начиная с некоторого расстояния) равновесного спектра,

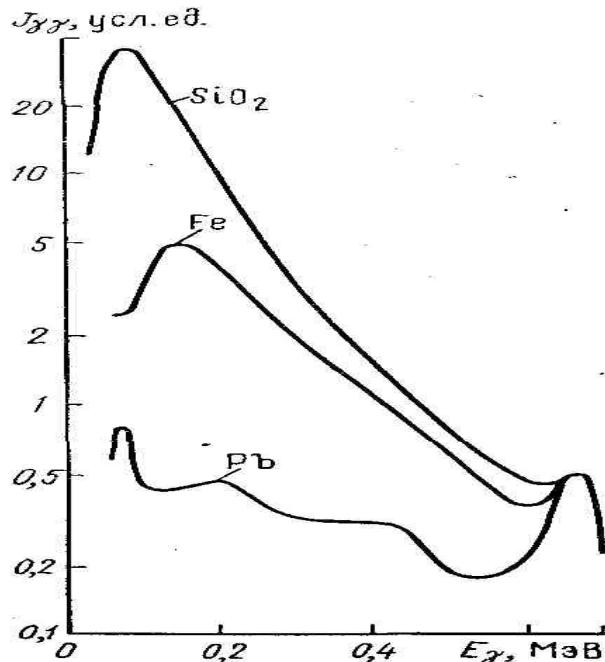


Рис. 34. Аппаратурный спектр γ -излучения в различных средах на расстоянии $r\delta=60$ г/см² от источника ^{137}Cs ($E_{\gamma 0}=0,66$ МэВ) (по В.А.Арцыбашеву) Детектор-NaI (Th)

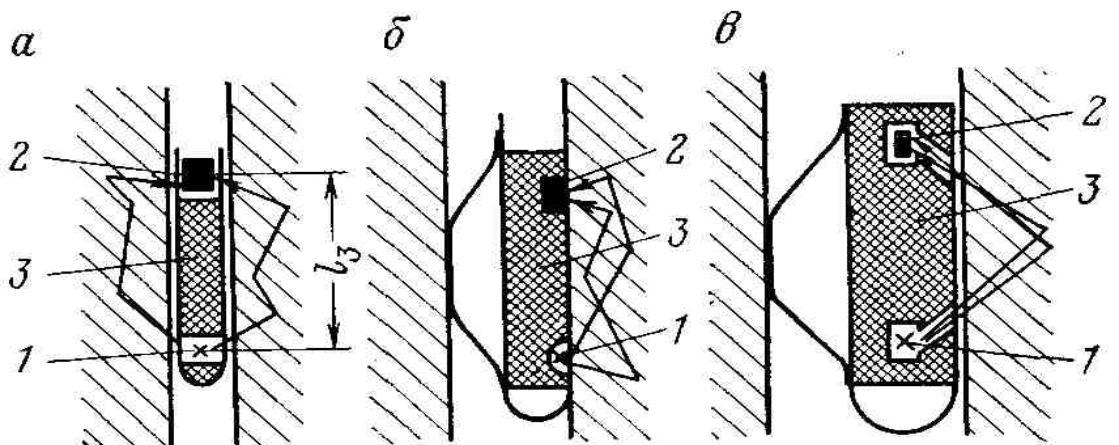


Рис. 35. Схемы зондов ГГМ. 1-источник γ -излучения; 2-детектор; 3-свинцовый экран

почти не изменяющегося с расстоянием. Спектр γ -излучения зависит от эффективного атомного номера $Z_{\text{эфф}}$ среды, а детали спектра—также от содержания отдельных элементов. Чем выше $Z_{\text{эфф}}$, тем

больше интенсивность фотоэффекта, шире область его преобладания и тем меньше мягких γ -квантов в спектре (рис. 34). Наличие максимумов в сечении фотоэффекта при энергии кванта, равной энергиям уровней атомов, приводит к появлению локальных минимумов в спектре, наиболее хорошо заметных в случае присутствия тяжелых элементов, например РЬ. При $E_{\gamma} > 1,5$ — $2,0$ МэВ также оказывает некоторое влияние химический состав пород, обусловленное уже эффектом образования пар.

Таким образом, в спектре γ -квантов можно выделить область $E_{\gamma} = 0,5$ — $1,5$ МэВ, практически нечувствительную к химическому составу пород, в которой происходит почти исключительно комптоновское рассеяние, а также области с $E_{\gamma} < 0,1$ — $0,5$ МэВ и $E_{\gamma} > 1,5$ — $2,0$ МэВ, где действуют и другие эффекты, зависящие от атомного номера среды.

Плотностная модификация ГГМ-П использует первую область энергий (в легких средах, характерных для разрезов нефтяных и газовых месторождений, от 0,15 до 2,0 МэВ, для более тяжелых рудных объектов область от 0,3, реже 0,6 до 1,5 МэВ). Поскольку энергия обычно применяемых источников ^{60}Co и ^{137}Cs составляет не более 1,33 МэВ, достаточно отсечь лишь область малых энергий. В большинстве случаев это делают с помощью фильтров. При исследованиях в относительно легких средах роль фильтра выполняет железный корпус зонда. Чтобы отсечь энергию на уровне $E_{\gamma} \approx 0,15$ МэВ, достаточно толщины корпуса, равной 3—5 мм. При исследовании более тяжелых сред устанавливают дополнительные слоистые экраны—снаружи из свинца, а внутри них для поглощения характеристического рентгеновского излучения свинца) из меди, кадмия и других более легких материалов. В случае использования сцинтилляционных счетчиков отсечение мягких γ -квантов возможно и с помощью амплитудных дискриминаторов.

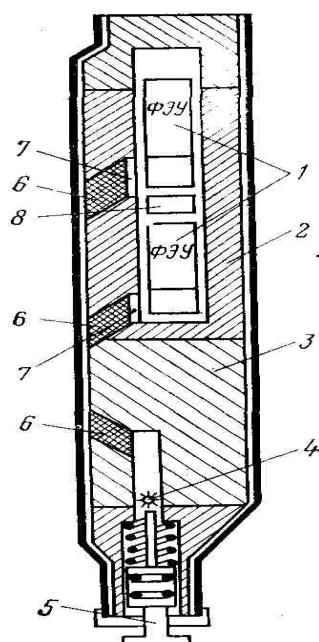


Рис. 36. Конструкция зондовой части приборов РГП-2. 1-сцинтилляционные счётчики; 2-экран из W; 3,8-экран из Pb; 4-источник; 5-гидравлическое реле; 6-коллимационные каналы; 7-свинцово-кадмиеевые экраны детекторов

Селективная модификация ГГМ-С использует, наоборот, область мягкого γ -излучения. Для усиления роли фотоэффекта при этом применяют источники с энергией основных линий не более 0,4 МэВ (см. табл. 5).

Зонды ГГМ для скважин малого диаметра имеют осевую симметрию (рис. 35, а). Для скважин диаметром 59—110 мм используют несимметричные зонды с прижимным устройством (см. рис. 35, б), позволяющие уменьшить влияние скважин.

В приборах значительного диаметра, предназначенных для исследования скважин диаметром $d_c > 150$ мм, появляется возможность коллимации излучения у источника и детектора (см. рис. 35, в), что еще больше уменьшает влияние скважины и повышает глубинность метода.

Длину зонда ГГМ-П выбирают обычно из соотношения $l_{\delta} = 40-100 \text{ г}/\text{см}^2$, т. е. при наиболее распространенных значениях $\delta = 2,0-2,7 \text{ г}/\text{см}^3$ $l_{\delta} = 15-50$ см. Минимальная длина зонда ограничивается толщиной фильтра, которая для Pb должна быть не менее 5—7 и 10—12 см соответственно при использовании источников ^{137}Cs и $^{60}\text{Сo}$. Длина зондов ГГМ-С обычно составляет 10—20 см.

Рассмотрим подробнее конструкцию зондовой части двухзондового прижимного прибора РГП-2, используемого при исследовании плотности горных пород в нефтяных скважинах (рис. 36, а). Прибор является трехканальным и позволяет кроме кривых ГГМ-П при двух зонах длиной 17,5 и 41 см регистрировать еще диаграмму ГМ. Источник ^{137}Cs активностью около 100 мг*экв. Ra и два сцинтилляционных детектора размещены в вольфрамовом и свинцовом экранах, имеющих коллимационные каналы, проходящие под углом к оси скважины от поверхности прибора (прижимаемого к стенке скважины), до источника (детектора).

Чтобы защитить обслуживающий персонал от облучения на поверхности земли и при спуске прибора в устье скважины, имеется гидравлическое реле, которое выводит источник из вольфрамового защитного экрана лишь после достижения прибором некоторой глубины, определяемой критической величиной гидравлического давления промывочной жидкости. Коллимационные окна во избежание попадания промывочной жидкости заполнены заглушками из легкого материала (полиэтилена). Между заглушками и детекторами расположены тонкие фильтры из свинца для поглощения мягкой (до 200 кэВ) компоненты γ -излучения и из Cd для поглощения характеристического излучения Pb.

Имеются приборы с выносными прижимными зондами для уменьшения влияния скважины при значительных изменениях ее диаметра.

Зонды ГГМ-С обычно имеют цилиндрическую симметрию, коллиматоры источника и детектора выполняются в виде кольцевых щелей, перпендикулярных к оси зонда. Применяют также зонды с коллимацией, аналогичной используемой в приборе РГП-2.

Метод поглощения-излучения (МПГ) заключается в просвечивании γ -квантами среды, расположенной между источником и детектором. В скважинах МПГ применяют в основном для изучения плотности среды, заполняющей ствол скважины.

Как в методе рассеянного излучения, показания МПГ при регистрации излучения с энергией выше 0,2 МэВ зависят от плотности среды. Зависимость $J_{\gamma\gamma} = f(\delta)$ устанавливается обычно эталонированием прибора в среде известной плотности.

Схема плотномера, т. е. прибора для измерения плотности жидкости в стволе скважины, работающего на поглощении γ -излучения, показана на рис. 37, а. На рис. 37, б, в представлены градуировочный график и пример диаграмм плотномера.

Для оценки $Z_{\text{эфф}}$ плотномер имеет два источника: мягкого излучения ^{109}Cd ($E_{\gamma} = 22$ кэВ) и более жесткого ^{107}Tm . С помощью специальной схемы определяют интенсивность жесткого и мягкого излучений. По первому находят плотность, а по второму — $Z_{\text{эфф}}$ после введения поправки за плотность. Относительно тяжелым элементом в среде, заполняющей скважину, является в первую очередь хлор. Поэтому такие плотномеры

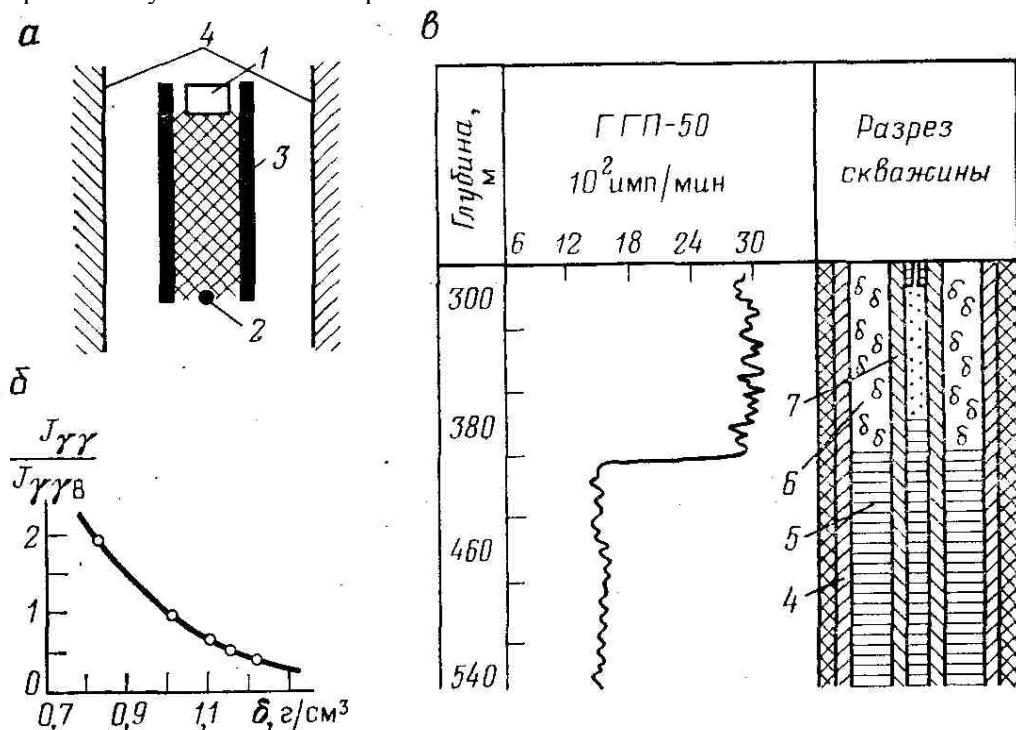


Рис. 37. Схема плотномера (а), градуировочный график (б) и диаграмма (в) плотномера (по Ю.А.Гулину, Я.Н. Басину и др.).

с двумя источниками кроме плотности среды определяют еще содержание солей хлора.

Импульсный ГГМ заключается в облучении горных пород коротким импульсным потоком γ -квантов и измерении интенсивности рассеянного излучения после импульса источника при различных временах. С увеличением времени задержки к детектору приходят γ -кванты, прошедшие в среде более длинный путь и в среднем проникавшие в пласт на большую глубину. Метод находится в стадии разработки.

§ 22. Гамма-лучевые характеристики горных пород

Использование аналитических приближений, например диффузационного, для решения задач ГГМ требует знания ряда γ -лучевых характеристик среды, в первую очередь длины переноса (диффузии) и среднего времени жизни γ -квантов в среде. Энергия γ -квантов при взаимодействии со средой изменяется, а сечение их взаимодействия сильно зависит от энергии. Поэтому в общем случае γ -лучевые свойства среды не могут быть рассчитаны по формулам (1.43) и (1.45а), справедливым: при постоянных сечениях.

Наиболее универсальным и точным методом расчета длины переноса L_γ и времени жизни τ_γ γ -квантов является метод Монте-Карло. Однако он для этих целей применяется пока в ограниченном объеме. Кроме того, предложены два менее трудоемких способа расчета L_γ и τ_γ . Кратко рассмотрим эти способы.

1. Согласно формуле (1.30) среднее изменение волнового числа $k = 1/\chi$ за одно рассеяние равно $\Delta k = -1 - \cos \theta$,

где $\cos \theta$ — средний косинус угла рассеяния при данном значении k .

Свободный пробег γ -кванта с волновым числом, k до следующего рассеяния можно представить в виде

$$\Lambda = \frac{1}{\mu} \approx \int_k^{k + \Delta k} dk / [\Delta k \mu(k)] = \int_k^{k + \Delta k} dk / [\mu(1 - \overline{\cos \theta})].$$

Полный пробег (по ломаной) от начального k_h до конечного k_k волнового числа

$$l = \int_{k_h}^{k_k} dk / [\mu(1 - \overline{\cos \theta})].$$

Отсюда среднее время жизни γ -кванта

$$\tau_\gamma = l/c = (1/c) \int_{k_h}^{k_k} dk / [\mu(1 - \overline{\cos \theta})]. \quad (I.122)$$

Здесь μ — полное макроскопическое сечение; c — скорость света.

Зависимость $\cos \theta$ от k может быть установлена исходя из формулы (1.17).

Коэффициент диффузии согласно формуле (1.43а) можно представить в виде

$$\begin{aligned} D_\gamma &= \frac{\Lambda c}{3(1 - \overline{\cos \theta})} = \frac{lc}{3n \Delta k} = \frac{lc}{3(k_k - k_h)} = \\ &= \frac{c}{3(k_k - k_h)} \int_{k_h}^{k_k} \frac{dk}{[\mu(1 - \overline{\cos \theta})]}, \end{aligned} \quad (I.123)$$

где $n = (k_k - k_h)/\Delta k = l/\Lambda$ — число рассеяний в интервале (k_h, k_k) .

Длина переноса (диффузии)

$$L_\gamma = \sqrt{D_\gamma \tau_\gamma} = 1/\sqrt{3(k_k - k_h)} \int_{k_h}^{k_k} dk / [\mu(1 - \overline{\cos \theta})]. \quad (I.124)$$

Осталось выяснить конечное значение волнового числа k_k , которое используется в формулах (1.122) — (1.124). Если нас интересует распределение γ -квантов определенной энергии E и длины переноса γ -квантов до достижения ими энергии E , то $k_k = m_e c^2/E$. Если же необходимо знать распределение любых γ -квантов независимо от их энергии, то значение k_k можно найти из уравнения

$$\int_{k_h}^{k_k} \frac{\mu_\Phi}{\mu} \frac{dk}{(1 - \overline{\cos \theta})} = 1. \quad (I.125)$$

Действительно, вероятность поглощения за время одного свободного пробега равна отношению сечения μ_Φ фотоэффекта (рассматривается область энергии менее 1—1,5 МэВ, где эффектом

образования пар можно пренебречь) к полному сечению μ . За это время волновое число согласно равенству (1.30) изменяется в среднем на величину $\Delta k = 1 - \cos \theta$.

Отсюда суммарная вероятность поглощения за время изменения k от k_h до k_k

$$\sum_{i=1}^n \frac{\mu_\phi(k_i)}{\mu(k_i)} \frac{\Delta k_i}{(1 - \cos \theta)_i} = \int_{k_h}^{k_k} \frac{\mu_\phi}{\mu} \frac{dk}{1 - \cos \theta}.$$

2. Второй способ расчета L_γ и τ_γ исходит из формул (1.50а) и (1.52), связывающих эти параметры с нулевым и вторым моментами распределения излучения. Используя представление потока γ -квантов в виде формулы (1.35), а фактор накопления в форме (1.36), для нулевого и второго пространственных моментов потока γ -квантов от монохроматического источника (начальная энергия E_0) получаем

$$M_0 = \frac{A}{(1 + \alpha_1) \mu_0} + \frac{1 - A}{(1 + \alpha_2) \mu_0};$$

$$M_2 = \frac{1}{3\mu_0^3} \left[\frac{A}{(1 + \alpha_1)^3} + \frac{1 - A}{(1 + \alpha_2)^3} \right],$$

где A, α_1, α_2 — коэффициенты.

Подставляя значения M_2 и M_0 в выражения (1.50а) и (1.52), имеем:

$$\tau_\gamma = \frac{A'}{c\mu_0}; \quad L_\gamma^2 = \frac{A''}{\mu_0^2 A'}, \quad (I.126)$$

$$\text{где } A' = A(1 + \alpha_1)^{-1} + (1 - A)(1 + \alpha_2)^{-1};$$

$$A'' = A(1 + \alpha_1)^{-3} + (1 - A)(1 + \alpha_2)^{-3}.$$

Коэффициенты A, α_1 и α_2 не зависят от электронной плотности среды δ_e . Из формул (1.126) видно, что при заданном химическом составе L_γ и τ_γ обратно пропорциональны коэффициенту ослабления μ , а значит, и δ_e , поскольку $\mu_{me} = \mu/\delta_e$ не зависит от δ_e . Таким образом, $L_\gamma \sim 1/\delta_e; \tau_\gamma \sim 1/\delta_e$. Поэтому $L_{ey} = L_\gamma \delta_e; \tau_{ey} = \tau_\gamma \delta_e$, а в первом приближении также массовая длина переноса $L_{my} = L_\gamma \delta$ и массовое время жизни $\tau_{my} = \tau_\gamma \delta$ не изменяются при изменениях δ и δ_0 среды постоянного химического состава.

В интервале энергий, где роль фотоэффекта и эффекта образования пар невелика, взаимодействие γ -квантов со средой не зависит от атомного номера, а определяется лишь электронной плотностью [см. формулу (1.12)]. В этом случае τ_{ey} и L_{ey} являются универсальными для сред, не зависят не только от их электронной плотности, но и от химического состава.

Зависимость $L_{\gamma\delta_e}, \tau_{\gamma\delta_e}$ от начальной энергии γ -квантов [конечная энергия определяется уравнением (1.125)] показана на рис. 38.

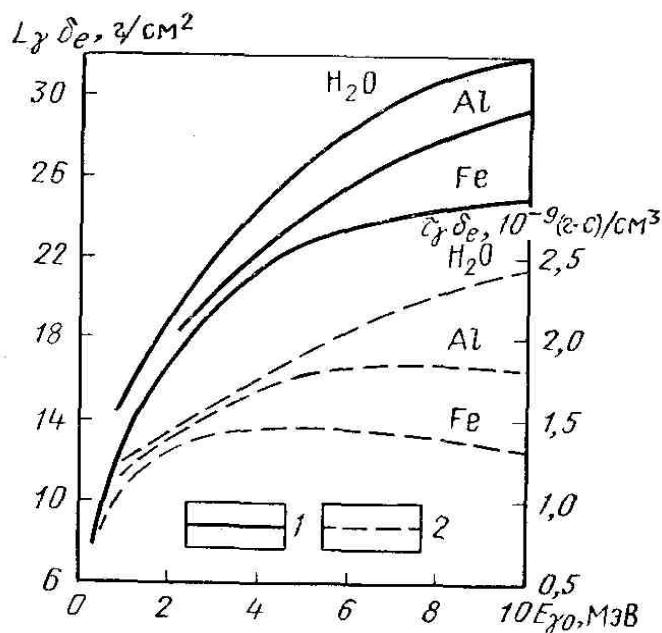


Рис. 38. Зависимость произведений $L_\gamma \delta_e$ (1) и $\tau_\gamma \delta_e$ (2) в некоторых средах от энергии γ -излучения

Видно, что до значений энергий, равных 2,5 МэВ, величины $L_\gamma \delta_e$ и $\tau_\gamma \delta_e$ для воды, алюминия и железа практически совпадают.

Чтобы определить L_γ и τ_γ по данным рис. 38, необходимо знать электронную плотность среды. Последняя для легких сред ($Z_{\text{ср}} < 25—30$) мало отличается от плотности. Отношение электронной плотности к обычной плотности, называемое *относительной электронной плотностью*, для ряда элементов, минералов и горных пород приведено в выводе и табл. 8.

ТАБЛИЦА 8.
Электронная плотность δ_e и относительная электронная плотность δ_e/δ некоторых пород минералов и веществ

Порода, минерал, вещество	δ , $\text{г}/\text{см}^3$	δ_e , $\text{г}/\text{см}^3$	δ_e/δ
Вода пресная	1,00	1,110	1,1110
Вода солёная ($c=200 \text{ г/л NaCl}$)	1,128	1,222	1,0840
Кварц	2,65	2,647	0,9988
Кальцит	2,71	2,709	0,9991
Доломит	2,85	2,844	0,9978
Ангидрит	2,95	2,9488	0,9994
Гипс	2,32	2,370	1,0220
Галит	2,18	2,090	0,9590
Сильвинит	2,00	1,932	0,9660
Ортоклаз, микроклин	2,57	2,549	0,9916
Альбит	2,52	2,498	0,9915
Анортит	2,76	2,746	0,9952
Каолинит	2,65	2,680	1,0078
Монтмориллонит без межпакетной воды	3,36	3,363	1,0010
Монтмориллонит (26% H_2O по массе)	2,20	2,255	1,0250
Гидромусковит	2,78	2,780	1,0006
Алюминий	2,70	2,600	0,9650
Нефть C_nH_2	-	-	1,1400
Метан	-	-	1,2450

Относительная электронная плотность некоторых химических элементов

Элемент	H	C	O	Mg	Na	Al	Si	Cl	Ca	Fa
δ_e/δ	1,984	0,999	1,00	0,988	0,957	0,965	0,997	0,959	0,998	0,932

Электронная плотность сложных сред вычисляется по формулам, аналогичным формулам для расчета обычной плотности. Так, для водоносных пластов

$$\delta_e = k_{\pi} \delta_{e_B} + (1 - k_{\pi}) \delta_{e_{TB}}, \quad (I.127)$$

где δ_{e_B} , $\delta_{e_{TB}}$ — электронная плотность соответственно воды и твердой фазы.

Для песчаников и карбонатов $\delta_{e_{TB}} \approx \delta_{TB}$, поэтому

$$\delta_e - \delta = k_{\pi} (\delta_{e_B} - \delta_B) + (1 - k_{\pi}) (\delta_{e_{TB}} - \delta_{TB}) \approx k_{\pi} (\delta_{e_B} - \delta_B) = 0,11 k_{\pi}.$$

Поскольку значения разности $\delta_e - \delta$ для основных типов горных пород (исключая хемогенные) близки и почти однозначно связаны с k_{π} и δ , то различие δ_e и δ при интерпретации данных ГГМ легко учитывается путем построения непосредственно усредненной зависимости показаний от δ .

Обычно в нефтеносных и газоносных пластах зона исследования ГГМ-П (10—15 см) заполнена фильтратом промывочной жидкости, поэтому и для них справедлива формула (1.127), где δ_B означает электронную плотность фильтрата промывочной жидкости.

В средах с высоким атомным номером Z при небольшой энергии γ -квантов $\mu_{\phi} \gg \mu_k$ и большинство γ -квантов поглощается после первого же пробега, не испытав ни одного акта рассеяния. Поэтому распределение γ -квантов достаточно хорошо описывается формулой (1.7). Тогда

$$\bar{r}^2 = \frac{M_2}{M_0} = \left[Qc \int_0^\infty r^2 e^{-\mu r} dr \right] : \left[Qc \int_0^\infty e^{-\mu r} dr \right] = \frac{2}{\mu^2};$$

$$L_\gamma = \sqrt{\bar{r}^2}/6 = 1/\sqrt{3} \mu; \quad \tau_\gamma = M_0/cQ = 1/c\mu = (\sqrt{3}/c) L_\gamma. \quad (I.128)$$

В этом случае значения L_γ и τ_γ различаются лишь на постоянный множитель $3^{1/2}/c$ и обе величины по-прежнему обратно пропорциональны μ , т. е. плотности среды δ и величине Z^4 .

Одной из γ -лучевых характеристик среды является также *эффективный атомный номер* $Z_{\text{эфф}}$, определяемый как атомный номер моноэлементного вещества, величина $\mu_{me} = \mu/\delta_e$ которого (или, что то же, полное сечение на один электрон σ/Z) такая же, как и в данной исследуемой среде. Аппроксимируя зависимость сечения фотоэффекта σ_ϕ от Z формулой $\sigma_\phi = bZ^n$ ($b = \text{const}$), получаем (для области $E_\gamma < 1,02$ МэВ):

$$\frac{\sigma(Z_{\text{эфф}})}{Z_{\text{эфф}}} = \frac{bZ_{\text{эфф}}^n}{Z_{\text{эфф}}} + \frac{\sigma_k}{Z_{\text{эфф}}} = \frac{\sum b_i Z_i^n N_i}{N_e} + \frac{\mu_k}{N_e}, \quad (I.129)$$

где N_e — число электронов в 1 см³; N_i — число атомов i -го вида в 1 см³.

Значения $\sigma_k/Z_{\text{эфф}}$ и μ_k/N_e не зависят от $Z_{\text{эфф}}$ и оба равны сечению комптоновского рассеяния σ_{ke} на электроне. Обозначая массовую долю i -го элемента m_i , рассматриваемое равенство запишем в виде:

$$bZ_{\text{эфф}}^{n-1} = \frac{\sum_i b Z_i^n [(N_A m_i \delta)/M_i]}{\sum_i (N_A m_i \delta/M_i) Z_i} = \frac{b \sum_i Z_i^n (m_i/M_i)}{\sum_i (m_i z_i)/M_i}.$$

$$Z_{\text{эфф}} = \frac{\sum_i (Z_i^n/M_i) m_i}{\sum_i (Z_i/M_i) m_i}. \quad (I.130)$$

§ 23. Решение прямых задач гамма-гамма-метода

Для решения прямых задач ГГМ использовались аналитические и численные методы, а также физическое моделирование. Большой объем численных расчетов методом Монте-Карло проведен под руководством Ю. А. Гулина [7, 11].

Рассмотрим два наиболее широко распространенных аналитических метода—диффузионное приближение и приближение однократно рассеянного излучения, а затем остановимся на зависимости показаний от различных факторов, установленной по совокупности различных методов решения прямых задач.

Диффузионное приближение, как указывалось в § 8, является справедливым лишь на больших расстояниях r от источника γ -квантов и границ раздела сред. На таких расстояниях можно ожидать удовлетворительного описания распределения γ -квантов диффузионным уравнением (1.48), а в однородной среде—его решением (1.51). Имея в виду плотностную модификацию ГГМ-П и заменяя значения L_{γ} и τ_{γ} массовыми характеристиками, формулу (1.51) представим в виде:

$$n = \frac{Q \tau_{m\gamma} \delta}{4\pi L_{m\gamma}^2 r} e^{-r\delta/L_{m\gamma}}. \quad (I.131)$$

Распределение γ -квантов в случае пласта, пересеченного цилиндрической скважиной радиусом R_c , характеризуется двумя уравнениями типа (1.45), записанными для пласта и скважины. В цилиндрической системе координат, ось z которой совпадает с осью скважины, а начало координат — с точечным источником, эти уравнения (исключая точку $\rho = 0, z = 0$) будут иметь вид

$$D_{\gamma c} \left(\frac{\partial^2 n_c}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial n_c}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 n_c}{\partial z^2} \right) - \frac{n_c}{\tau_{\gamma c}} = 0, \\ \rho < R_c; \quad (I.132)$$

$$D_{\gamma pl} \left(\frac{\partial^2 n_{pl}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial n_{pl}}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 n_{pl}}{\partial z^2} \right) - \frac{n_{pl}}{\tau_{\gamma pl}} = 0,$$

$$\rho > R_c,$$

где $D_{\gamma c}$, $D_{\gamma pl}$ — коэффициенты диффузии γ -квантов соответственно в скважине и пласте; $\tau_{\gamma c}$, $\tau_{\gamma pl}$ — среднее время жизни γ -квантов в тех же средах.

Границные условия для уравнения диффузии на границе сред сводятся к требованию равенства плотностей γ -квантов и нормальных составляющих плотности их тока в бесконечно близких друг другу точках с двух сторон границы, т. е.

$$n_c(R_c) = n_{pl}(R_c); \\ D_{\gamma c} \frac{\partial n_c(R_c)}{\partial \rho} = D_{\gamma pl} \frac{\partial n_{pl}(R_c)}{\partial \rho}. \quad (I.133)$$

Система уравнений (1.132) при граничных условиях (1.133) была решена с использованием интегрального Фурье-преобразования по переменной z . Конечное выражение для плотности γ -квантов приведено в работе [4].

Приближение однократно рассеянного излучения (лучевое приближение), использованное широко в работах А. П. Очкура и Е. М. Филиппова, оказалось полезным при качественном выяснении основных закономерностей ГГМ-П на первом этапе развития метода. При этом рассматривают лишь γ -кванты, достигающие детектора после однократного рассеяния в горной породе или скважинной среде, а вкладом многократно рассеянных γ -квантов пренебрегают. Такой подход удовлетворителен для небольших расстояний [до $(15—20)/\delta$ см при начальной энергии $E_{\gamma 0} = 0,6—1,5$ МэВ] от источника, где не менее 60—80 % излучения, достигшего детектора, действительно составляют γ -кванты, испытавшие лишь однократное рассеяние. Но уже на расстоянии $50/\delta$ см эта величина составляет 20 %.

Число γ -квантов, рассеявшихся в первый раз в некотором элементарном объеме dV и затем достигших точки M без дополнительного поглощения, представляет собой произведение мощности источника Q и двух вероятностей: вероятности P_1 попадания первичного γ -кванта в объем dV , не

претерпев ни одного акта рассеяния, и рассеяться в нем, и вероятности P_2 достижения после этого единичной площадки около точки M без дополнительного рассеяния.

Плотность потока первичных γ -квантов в объеме dV определяется формулой (1.34), а вероятность комптоновского рассеяния в этом объеме при единичном потоке равна $\mu_k dV$. Отсюда

$$P_1 = \frac{\mu_k dV}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r},$$

где μ_0 — линейный коэффициент ослабления первичного: γ -излучения; r — расстояние от источника до объема dV .

Если бы рассеяние γ -кванта во все направления было равновероятно, вероятность P_2 выражалась бы формулой

$$P_2 = \frac{1}{4\pi r_1^2} e^{-\mu r_1},$$

где μ — коэффициент линейного ослабления для рассеянного, γ -излучения, зависящий от угла рассеяния θ ; r_1 — расстояние от объема dV до точки M .

Реальное рассеяние γ -кванта не является изотропным, поэтому в последнем выражении сомножитель $1/4\pi$ следует заменить на коэффициент $P(\Omega) = (1/\sigma_{ke}) (d\sigma_{ke}/d\Omega)$, равный вероятности рассеяния на единичный телесный угол в направлении Ω . Величина $d\sigma_{ke}/d\Omega$ дается формулой Клейна—Нишины—Тамма (1.17).

Окончательно поток излучения в точке M , обвязанный рассеянию в объеме dV , имеет вид

$$d\Phi = Q P_1 P_2 = \frac{Q}{4\pi r^2 r_1^2} \frac{N_A Z \delta}{M} \exp(-\mu_0 r - \mu r_1) \frac{d\sigma_{ke}}{d\Omega} dV, \quad (I.134)$$

поскольку μ_k/σ_{ke} равно числу электронов в 1 см³, $N_e = N_A Z \delta / M$. Чтобы вычислить полную интенсивность однократно рассеянного излучения от всего пространства, введем цилиндрическую систему координат, начало которой совпадает с источником, а ось z — с линией, проходящей через источник и детектор. Учитывая цилиндрическую симметрию задачи, элементарные объемы dV удобно брать в виде колец радиуса p и сечением $dp dz$. Тогда $dV = 2\pi p dp dz$ (1.2., а интеграл по всему пространству

$$\Phi = \frac{QN_A Z \delta}{2M} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\infty} \frac{\exp(-\mu_0 \sqrt{p^2 + z^2} - \mu \sqrt{p^2 + (l_3 - z)^2})}{(p^2 + z^2) [p^2 + (l_3 - z)^2]} \frac{d\sigma_{ke}}{d\Omega}, \quad (I.135)$$

где l_3 — длина зонда.

В случае пластов, пересеченных скважиной, получается сумма интегралов по отдельным однородным областям (пласт, промывочная жидкость в скважине, колонна, цемент и т. п.), а показатели экспоненты в подынтегральных выражениях, как и в § 17, заменяются на суммы $\sum_i \mu_0 \Delta r_i$ и $\sum_i \mu \Delta r_{1i}$ где Δr_i и Δr_{1i} — части путей r и R_1 , приходящиеся на отдельные области пространства.

§ 24. Зависимость показаний гамма-гамма-метода от свойств пласта. Влияние скважины

Модификация ГГМ-П

Анализ формулы (1.131) диффузационного приближения выявляет следующие закономерности распределения γ -квантов в однородной среде, подтверждаемые и методом Монте-Карло (рис. 39, 40). При малых значениях $l_3 \delta$, когда значение экспоненциального сомножителя мало отличается от

единицы, зависимость плотности γ -квантов от плотности δ среды (в общем случае от L_γ) при $l_3 = \text{const}$ — прямая: чем больше δ , тем выше Φ и показания ГГМ. При больших величинах $l_3\delta$ пересиливает экспоненциальный сомножитель: чем выше δ (меньше L_γ), тем ниже при $l_3 = \text{const}$ показания метода. В лучевом приближении получается тот же результат.

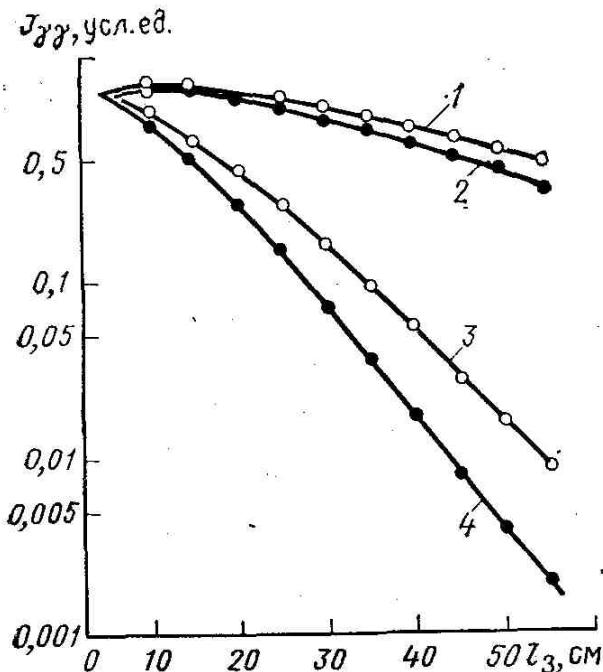


Рис. 39. Зависимость показаний ГГМ-П в однородной среде от длины l_3 . Расчёт методом Монте-Карло; среда: 1,2-вода, 3,4-песчаник $\delta=2,65 \text{ г/см}^3$; источники: 1,3 - ^{60}Co ; 2,4- ^{137}Cs

Зависимость показаний ГГМ от плотности среды в широком диапазоне изменений δ (при $l_3 = \text{const}$) не является монотонной (см. рис. 40, а). Положение максимума зависит от длины зонда и начальной энергии источника. С ростом длины зонда максимум сдвигается в область меньших значений δ . Положение максимума легко определить, приравняв к нулю производную от выражения (1.131) по δ . Согласно рис. 40 для источников ^{60}Co ($E_{\gamma 0}=1,25 \text{ МэВ}$) и ^{137}Cs ($E_{\gamma 0} = 0,66 \text{ МэВ}$) величина $L_{m\gamma}$, совпадающая с инверсионным значением $r\delta$, соответственно равна примерно 15 и 12 г/см^2 . Отсюда инверсия зависимости происходит для ^{60}Co при $\delta=1 \text{ г/см}^3$, $l_3=15 \text{ см}$, а для ^{137}Cs при $\delta=0,5 \text{ г/см}^3$, $l_3 = 30 \text{ см}$. Реально область инверсии может отличаться от указанных величин из-за неточности диффузационного приближения, влияния скважины и особенностей прибора

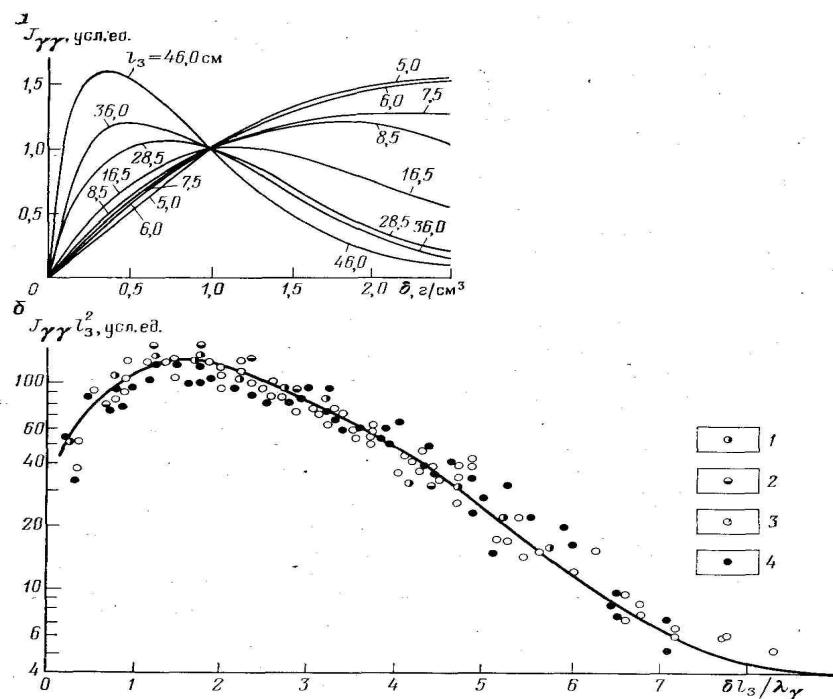


Рис. 40. Зависимость показаний ГГМ-П в однородной среде от плотности δ пород (а) и от параметра $\delta l_3 / \lambda_\gamma$ (б) (по К.Умиастовскому)

Градуировочные кривые получаются более универсальными при использовании обобщенных параметров, например параметра $\mu_m \delta l_3 = \mu l_3$, или параметра δl_3 . Чтобы получить единую кривую для различных источников, некоторые авторы используют параметр $\delta l_3 / K(E_0) \lambda(E_0)$, где $\lambda(E_0)$ — длина свободного пробега первичного излучения, $K(E_0)$ — коэффициент, различный для источников с разной первичной энергией квантов. За счет выбора значений K для источников ^{137}Cs , ^{203}Hg , ^{75}Se и ^{60}Co построена единая кривая $\Phi l_3^2 = f(\delta l_3 / K_0 \lambda)$, приведенная на рис. 40, б.

Практически используют либо левую часть восходящей ветви при $\delta l_3 < L_{my}$, либо правую ветвь при $\delta l_3 > L_{my}$. При исследованиях скважин используют правую ветвь ($l_3 > 25—30$ см). С ростом длины зонда скорость счета экспоненциально падает (примерно в e раз на каждые 4—6 см), а чувствительность ГГМ-П к плотности пород растет.

Хорошая дифференциация интенсивности γ -излучения при расположении прибора на стенке скважины большого диаметра имеет место лишь для γ -квантов, приходящих со стороны стенки скважины. Поэтому необходимо экранирование детектора со стороны скважины. Как показали расчеты методом Монте-Карло (Ю. А. Гулин и Др.), угол коллимации в горизонтальной проекции должен составлять 30—90°.

Увеличение плотности промывочной жидкости (глинистого раствора) δ_p приводит к уменьшению показаний ГГК-П. Влияние изменения δ_p на 0,2 г/см³ в скважине радиусом 10 см примерно такое же, как влияние изменения плотности пород на 0,35 г/см³.

Увеличение диаметра скважины обычно уменьшает среднюю плотность среды в зоне исследования и приводит (для приборов без коллимации и с большими зондами) к росту показаний и уменьшению чувствительности метода к плотности пород.

Зависимость показаний приборов диффузного типа (без коллимации) от диаметра пустых скважин при малых зонах немонотонна. В случае малого диаметра показания, как и при больших зонах, повышаются с ростом диаметра, но затем, достигнув максимума, начинают уменьшаться.

Сильное влияние на данные ГГМ оказывает наличие *промежуточного слоя* (воздух, промывочная жидкость, глинистая корка) между прижимным прибором и горной породой. Увеличение толщины промежуточного слоя, имеющего обычно меньшую плотность, чем порода, снижает среднюю плотность среды в зоне исследования и действует так же, как и уменьшение плотности горных пород или увеличение диаметра скважины: на доинверсионных зонах снижает показания, а на заинверсионных увеличивает. Предложен способ уменьшения влияния промежуточного слоя путем использования *двойного инверсионного зонда*. Он заключается в регистрации суммы показаний при двух размерах зонда — до- и послеинверсионного. Способ

осуществляется двумя детекторами и одним источником или, наоборот, одним детектором и двумя источниками, расположенными на различном расстоянии от детектора.

В нефтяных и газовых скважинах используют в основном зонды с двумя детекторами и регистрируют раздельно их показания, а влияние промежуточной зоны учитывают, совместно решая уравнения связи показаний этих зондов с плотностью среды и толщиной промежуточного слоя.

Модификация ГГМ-С

Зависимость показаний ГГМ-С от свойств пластов так же, как и для ГГМ-П, дается в первом приближении формулой (1.131), однако здесь величина L_γ уменьшается не только с ростом плотности δ , но и в большей степени с увеличением $Z_{\text{эф}}$, т. е. с концентрацией тяжелых элементов в горной породе.

Характер зависимости $J_{\gamma\gamma}/J_{\gamma\gamma 0}$ от $Z_{\text{эф}}$ при регистрации γ -квантов различной энергии $E_{\gamma p}$ показана на рис. 41. С уменьшением $E_{\gamma p}$ скорость счета при больших значениях $Z_{\text{эф}}$ становится слишком малой и точность исследований снижается. Поэтому для каждого интервала $Z_{\text{эф}}$ существует своя оптимальная энергия регистрируемого излучения, при которой достигается наибольшая точность исследований. Если детектор регистрирует γ -кванты в широком интервале энергий, то ослабления поглощения и повышения скорости счета при больших значениях $Z_{\text{эф}}$ можно добиться и путем увеличения начальной энергии γ -квантов. Учитывая это, например, при исследовании железных руд используют источник с $E_{\gamma 0} = 50—100$ кэВ, при изучении бедных свинцовых руд — источник с начальной энергией, равной первым сотням килоэлектронвольт, богатых свинцовых руд — еще более жесткие источники, например ^{137}Cs и ^{60}Co (соответственно $E_{\gamma 0}=0,66$; 1,25 МэВ).

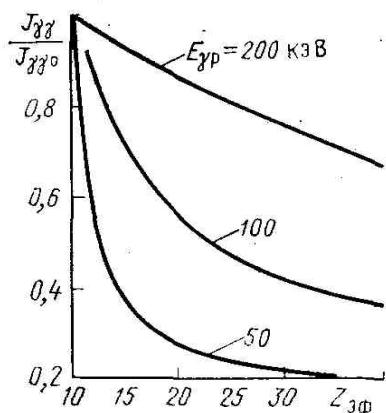


Рис. 41. Зависимость показаний ГГМ-С от эффективного атомного номера срнды.

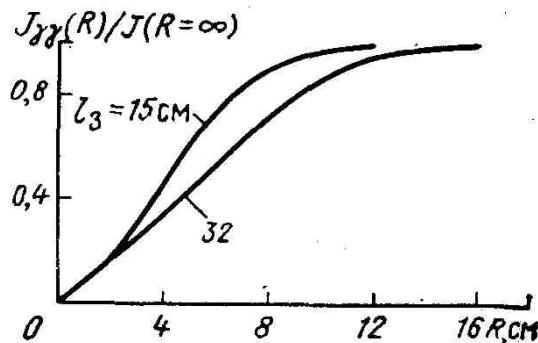


Рис. 42. Кривые характеризующие глубинность ГГМ.

Изменения диаметра скважины, положения прибора, толщины и плотности промежуточного слоя на показания ГГМ-С качественно влияют так же, как и при ГГМ-П. К помехам следует отнести и влияние состава вмещающих пород, а также их плотности. Для исключения или учета влияния плотности вмещающих пород используют несколько способов.

1. Одновременная регистрация γ -квантов в двух энергетических интервалах. По данным измерений в области высоких энергий вносится поправка за влияние плотности на показания в

области малых энергий, а по исправленным таким образом данным определяется $Z_{\text{эфф}}$ или концентрация $C_{t,3}$ тяжелых элементов.

2. Применение инверсионных зондов, при которых колебания плотности и толщины промежуточного слоя в некоторых пределах практически не влияют на результаты измерений.

3. Применение двойного инверсионного зонда. Если взять размер одного из зондов больше инверсионного, а другого меньше, то влияния изменений плотности пород и толщины промежуточного слоя на их показания противоположны. Путем подбора длины зондов или соотношения их чувствительностей (эффективности двух детекторов или мощности двух источников) можно скомпенсировать влияние указанных факторов. Подробнее с этими вопросами можно ознакомиться в работе [1].

Радиус зоны исследования

Радиус зоны исследования для ГТК-П изучали в основном методом Монте-Карло. Рассчитывали отношение $J_{\gamma\gamma}(R)/J_{\gamma\gamma}(R=\infty)$, равное доле излучения, приходящего из слоя толщиной R . Как видно из рис. 42, глубинность ГГМ-П слабо увеличивается с ростом длины зонда и для источника ^{137}Cs при $l_3 = 32$ см достигает величины (в массовых единицах) $\delta R = 25 \text{ г}/\text{см}^2$, т. е. $R=10$ см для $\delta = 2,5 \text{ г}/\text{см}^3$. Это значение близко к величине $2,1L_{\gamma}$, предсказываемой аналитической теорией (см. § 10). Глубинность в массовых единицах в первом приближении сохраняется и в случае, если между породой и прибором имеется промежуточная среда.

Глубинность ГГМ-С также приблизительно равна $2,1 L_{\gamma}$, что для $Z_{\text{эфф}} = 10-15$ составляет 0,5 см при $E_{\gamma 0} = 30$ кэВ и 7 см в случае $E_{\gamma 0} = 600$ кэВ. Для $Z_{\text{эфф}}=25-40$ глубинность в среднем в 2 раза ниже.

§ 25. Область применения гамма-гамма-метода. Основы интерпретации результатов

Модификация ГГМ-П применяется в основном для решения следующих задач:

- 1) выделения в разрезе скважин горных пород с различной плотностью, определения типа пород (часто в комплексе с другими методами);
- 2) выделения и количественного определения содержания полезных ископаемых, плотность которых отличается от плотности вмещающих пород;
- 3) определения коэффициента пористости коллекторов нефти и газа;
- 4) изучения технического состояния скважин.

Выделение горных пород с различной плотностью

Достигнутая точность ГГМ-П позволяет разделить в благоприятных условиях горные породы, плотность которых различается на $0,05 \text{ г}/\text{см}^3$. В разрезе осадочных пород роль ГГМ-П особенно велика при расчленении гидрохимической толщи. По данным ГГМ-П однозначно выделяют каменные соли ($\delta = 2,2 \text{ г}/\text{см}^3$), ангидриты ($\delta = 2,9 \text{ г}/\text{см}^3$). Плотность песчаников, известняков и доломитов изменяется в зависимости от их пористости. Если комплексировать результаты ГГМ-П с данными метода, чувствительного к пористости (нейтронный или акустический каротаж), то можно определить как коэффициент пористости, так и плотность $\delta_{\text{тв}}$ твердой фазы, а по величине последней различать известняки ($\delta_{\text{тв}}=2,71 \text{ г}/\text{см}^3$), доломиты ($\delta_{\text{тв}}=2,83 \text{ г}/\text{см}^3$) и песчаники ($\delta_{\text{тв}}=2,6-2,65 \text{ г}/\text{см}^3$).

Выделение полезных ископаемых

Выделение полезных ископаемых по данным ГГМ-П возможно, если их плотность выше или ниже плотности вмещающих пород. К полезным ископаемым с низкой плотностью относятся угли ($0,8-2,0 \text{ г}/\text{см}^3$), большинство калийных солей и каменные соли. Полезных ископаемых с повышенной плотностью много: хромитовые и колчеданные руды ($3,5-4,7 \text{ г}/\text{см}^3$), корунд ($3,5-4 \text{ г}/\text{см}^3$), флюорит ($3,1 \text{ г}/\text{см}^3$), железные, марганцевые, свинцовые и многие другие руды.

Количественное определение содержания полезной компоненты и иных составляющих породы возможно, когда значения плотности двух ее составляющих (полезная компонента и остальная часть руды), будучи существенно различными, остаются постоянными по разрезу и площади.

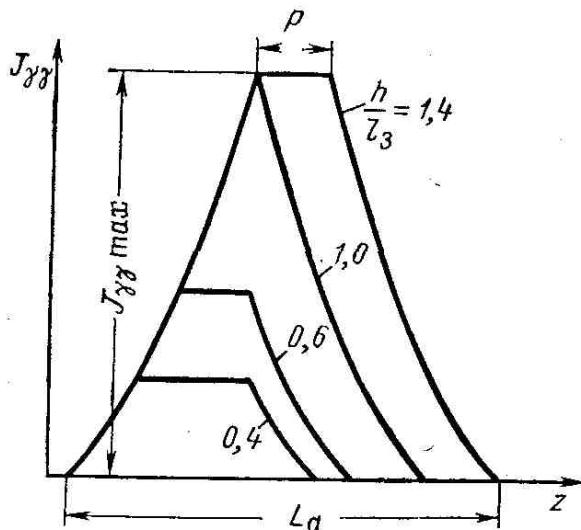


Рис. 43. Форма аномалий ГГМ-П при различном соотношении мощности пласта h и длины зонда l_3 (по В.А. Арцыбашеву)

Границы и мощности отдельных пластов определяют по следующим правилам. Согласно данным В. А. Арцыбашева, форма аномалий ГГМ-П при малой скорости записи диаграммы или после ее исправления за влияние интегрирующей ячейки в первом приближении имеет симметричную форму, показанную на рис. 43. Выделяют ширину аномалии L_a , ширину плато P и амплитуду аномалии $J\Delta_{\max}$. Длина переходного участка $(L_a - P)/2$ примерно равна l_3 (но не менее 10—15 см). Связь между элементами аномалии и длиной зонда (при $l_3 > 15$ см) имеет вид

$$L_a = l_3 + h; \quad P = |h - l_3|; \quad (I.137)$$

$$L_a + P = \begin{cases} 2h; & h \geq l_3; \\ 2l_3; & h \leq l_3. \end{cases} \quad (I.138)$$

Отсюда

$$h = L_a - l_3;$$

$$h = \begin{cases} \frac{1}{2}(L_a + P), & h \geq l_3; \\ \frac{1}{2}(L_a - P), & h \leq l_3. \end{cases} \quad (I.139)$$

Границы пластов находят, откладывая величину $h/2$ в обе стороны от середины аномалии, если точка записи отнесена, как это обычно делается, к середине расстояния между источником и детектором.

Когда $h > l_3$, амплитуда аномалии практически такая же, как и против пласта бесконечной мощности с той же плотностью. В этом случае плотность определяют по градуировочному графику, полученному для данного однозондового прибора и заданных скважинных условий.

В маломощных пластах определяют площадь S_a под аномалией (относительно уровня показаний против вмещающих пород), а плотность находят по формуле

$$\delta = \delta_{\text{вм}} \pm (S_a/kh), \quad (I.140)$$

где $\delta_{\text{вм}}$ —плотность вмещающих пород (если они одинаковы);

k —коэффициент, равный угловому коэффициенту градуировочного графика.

Определение коэффициента пористости

Количественное определение плотности и пористости горных пород в нефтяных и газовых скважинах, где обычно имеется глинистая корка против коллекторов, в настоящее время осуществляется лишь двухзондовыми приборами.

Аппаратура регистрирует некоторую функцию $F(\delta)$, а значения δ определяют по градуировочному графику, приведенному на рис. 44.

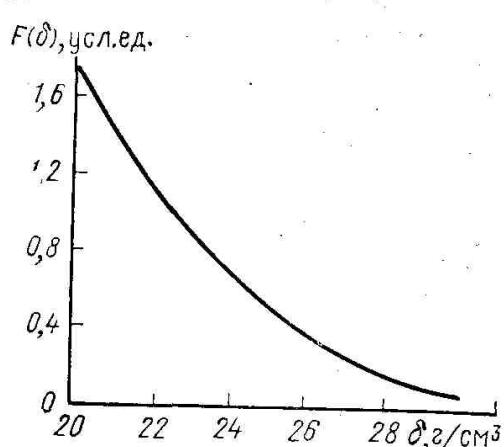


Рис. 44. Зависимость $F(\delta)$ для прибора РГМ-2

Далее по величине δ или δ_e рассчитывают коэффициент пористости.

Определение k_n по данным ГГМ-П имеет следующие преимущества:

- 1) практически одинаковая чувствительность δ к k_n в различных областях изменения последнего;
- 2) сравнительно слабое влияние глинистости пород, поскольку плотность глинистых минералов мало отличается от плотности кварца, доломита и кальцита.

Как и при других методах радиометрии, интерпретация диаграмм ГГМ-П возможна лишь при проведении исследований приборами, эталонированными в специальных модельных средах с известными параметрами, или в случае наличия в разрезе скважин опорных пластов с известной электронной плотностью.

Изучение технического состояния скважин

Различие плотностей разных составляющих сред, заполняющих ствол скважины (обсадная колонна, цемент, жидкость, газ, элементы технологического оборудования), позволяет использовать ГГМ-П для изучения технического состояния скважины.

Определения высоты подъема и равномерности распределения цемента за колонной основаны на различии плотностей цемента и промывочной жидкости, находящейся выше цемента, а также в каналах зацементированной части колонны, если цемент неравномерно заполняет заколонное пространство. Плотность цементного камня ($1,8—1,9 \text{ г}/\text{см}^3$) обычно выше, чем плотность промывочной жидкости, в связи с чем при переходе от цементного кольца к незацементированной части колонны показания ГГМ-П возрастают. Аналогично появление каналов и раковин в цементном кольце, заполненных промывочной жидкостью, приводит к повышению показаний ГГМ-П. Детекторы открыты по азимутальному углу в секторе $50—90^\circ$, поэтому при фиксированном положении прибора показания детектора определяются средней плотностью среды в пределах указанного угла раствора.

Более детальная информация о распределении цемента за колонной получается либо при измерении плотности среды вокруг прибора при трех-четырех значениях азимутального угла, либо при регистрации показаний ГГМ-П непрерывно по этому углу посредством прибора с врачающимся зондом.

Приборы первого типа называют *цементомерами* (рис. 45), а приборы с врачающимся зондом — *дефектомерами*.

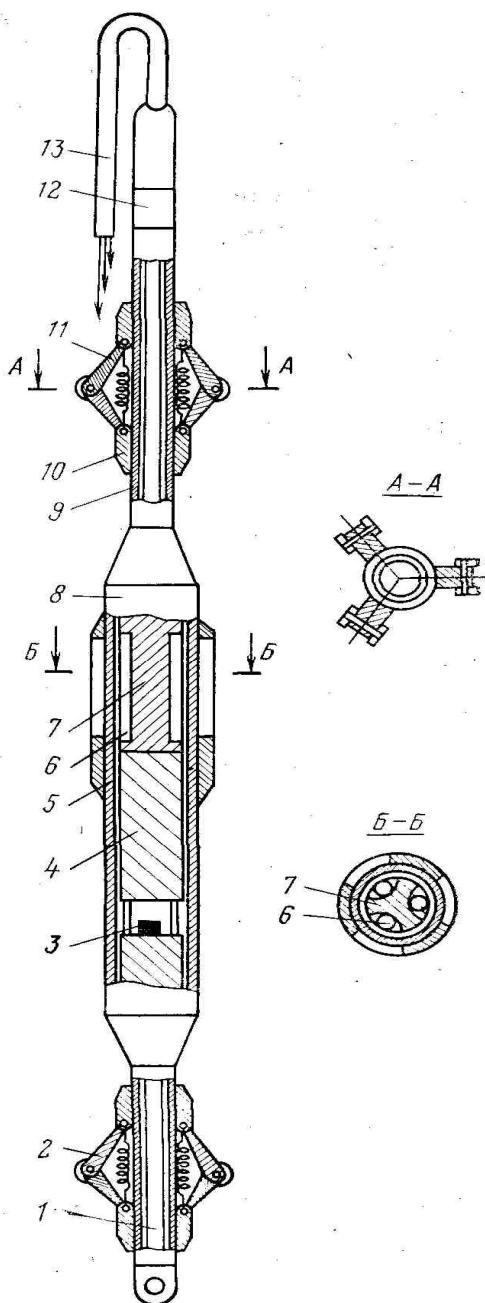


Рис. 45. Схема устройства цементомера ГГМ.

1-шток для установки источника; 2,10-центраторы; 3-источник; 4 экран; 5- вытеснитель; 6-счётчик; 7-фигурный экран; 8- корпус измерительной установки; 9- корпус электронного блока; 11-электронный блок; 12- кабельная головка; 13-кабель

Если колонна центрирована, то показания всех каналов цементомера или показания дефектомера при различных азимутах одинаковы. Абсолютное значение данных измерений зависит от плотности среды за колонной, толщины колонны, диаметра скважины, а также частично от плотности горных пород.

Если колонна смещена к стенке скважины, как обычно бывает, а среда в заколонном пространстве однородна, показания детекторов, расположенных ближе к этой стенке, будут ниже из-за влияния породы, имеющей обычно большую плотность, чем цемент и промывочная жидкость. Показания же детектора, удаленного от стенки, будут выше. Как показывает эксперимент, в этом случае зависимость показаний дефектомера от азимутального угла ϕ имеет вид плавной кривой, близкой по форме к синусоиде (рис. 46, а).

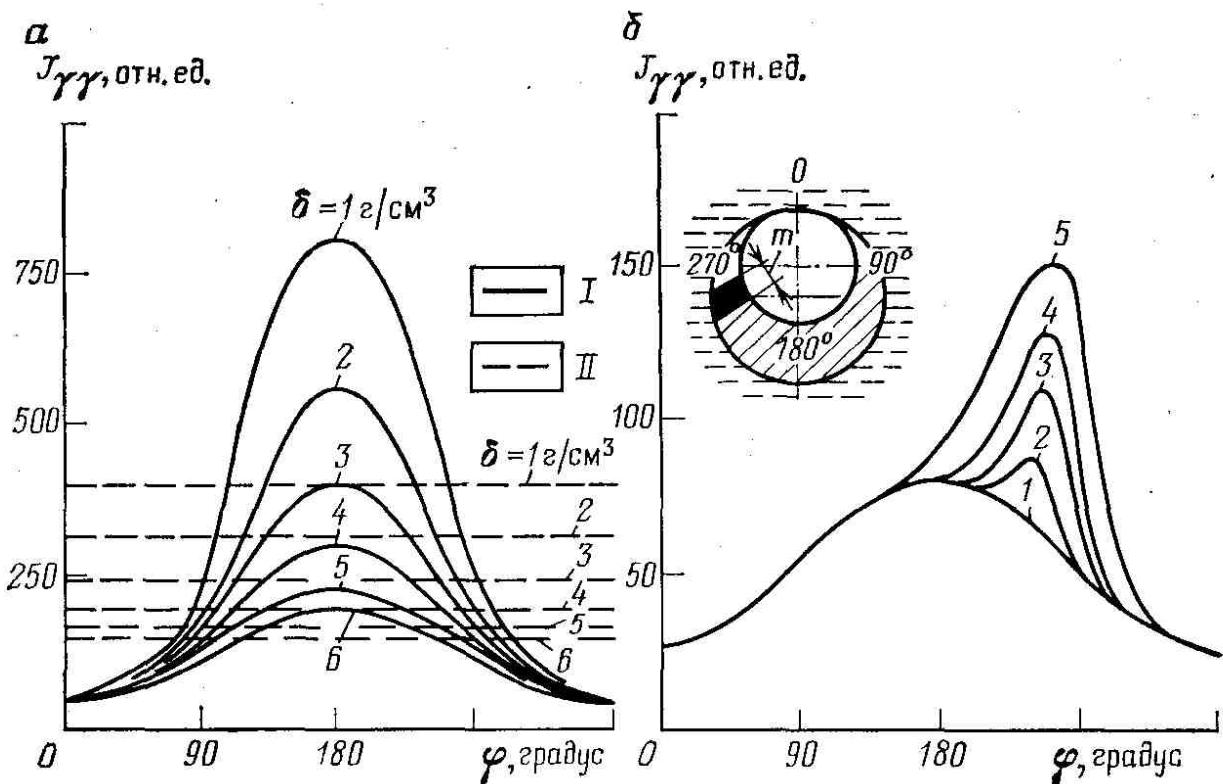


Рис. 46. Зависимость поеззаний дефектомера от азимутального угла (по Ю. А. Гулину)
а-заколонное пространство заполнено однородной средой: 1-колонна смещена к стенке скважины II-колонна цементирована; б- влияние канала в цементном камне, заполненного водой: 1-канала нет; канал шириной m : 2-1 см, 3-2 см, 4-3 см, 5-4 см

При появлении в цементе каналов, заполненных промывочной жидкостью иной плотности, форма кривой искажается (см. рис. 46,б). Искажения увеличиваются с ростом ширины канала и различия в плотности цемента и промывочной жидкости, заполняющей канал. На рис. 47, *a*—приведены диаграммы цементомера. Для повышения производительности работ диаграммы дефектомеров обычно регистрируют в процессе их подъема по стволу скважины. При этом изучают распределение плотности по винтовой линии. Диаграмма дефектомера имеет вид, показанный на рис. 47, *б*.

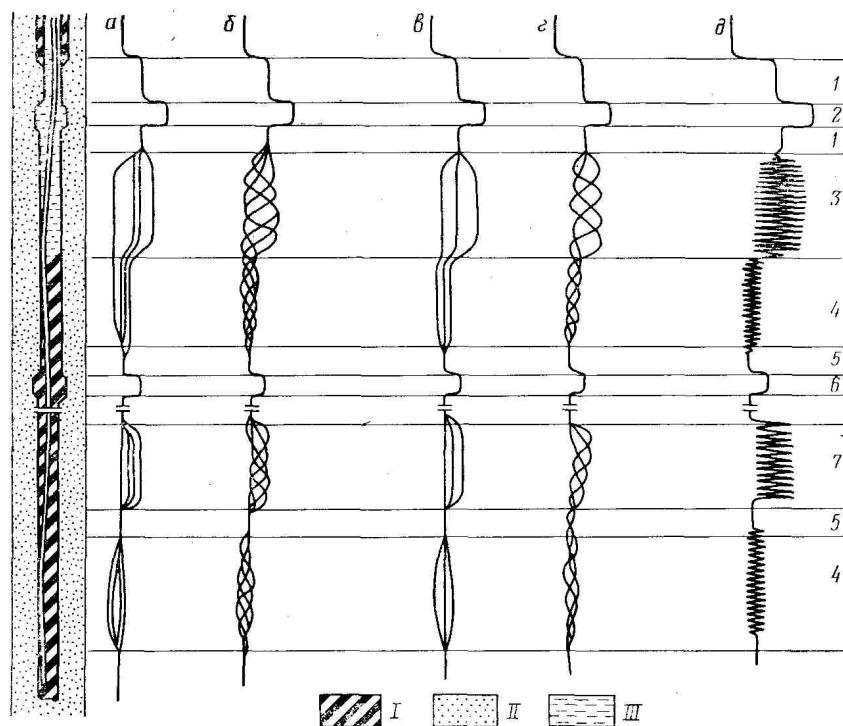


Рис. 47. Схема интерпретации цементограмм и дефектограмм (по Ю.А.Гулину).
А,б-четырёхканальный цементомер; в,г-трёхканальный цементомер; а,в-цементомер
перемещается без вращения; б,г-цементомер вращается в колонне в процессе
измерений; д-дефектомер; I-цемент в стволе скважины; II- порода; III-вода в стволе:
колонна сцепментирована: 1-за колонной вода, 2-каверна, заполненная водой, колонна
смещена в стенке; 3-за колонной вода, 4-за колонной цемент; колонна цементирована;
5-за колонной цемент, 6-каверна, заполненная цементом; 7-неоднородность цементного
кольца (цемент с водой)

Для интерпретации результатов необходимо располагать данными измерений в модельных средах с разными положением колонны и заполнением заколонного пространства при заданных значениях диаметра скважины и колонны

Определение качества цементирования по данным ГТМ-П может быть эффективным в случае различия плотностей цемента и промывочной жидкости не менее $0,3 \text{ г}/\text{см}^3$, разности диаметров скважины и колонны не менее 4—5 см и при площади каналов не менее 10 % от сечения цементного кольца для цементомера и 1—2 % для дефектомера (при измерениях на точке).

Измерение толщины стенки обсадной колонны осуществляется толщиномерами. Эти приборы похожи по конструкции на цементомеры и дефектомеры, но глубинность исследования, а также влияние плотности цемента и горных пород у них весьма малы за счет использования небольшой длины зондов ($l_z = < 10 \text{ см}$). Для облегчения коллимации используют источники относительно мягкого излучения (300—400 кэВ). При указанных условиях изменение толщины колонны на 1 мм приводит к изменениям показаний примерно на 30 %.

При дальнейшем уменьшении длины зонда до 6 см и использовании острых углов (30°) коллимации зона исследования метода не выходит за пределы обсадной колонны. В этих условиях показания метода зависят в основном от толщины слоя промывочной жидкости между зондом и колонной, т. е. от внутреннего диаметра скважины. Такие установки позволяют изучать внутренний диаметр обсадных колонн. Погрешность измерений составляет примерно 0,5 мм.

Определение плотности среды, заполняющей ствол скважины или обсадной колонны, осуществляется как методом рассеянного γ -излучения, так и методом γ -поглощения (методом прямого пучка). Выбор того или иного метода определяется условиями и задачей исследований. Метод рассеянного γ -излучения характеризует среднюю плотность среды в некоторой зоне радиусом 5—10 см в зависимости от длины зонда, свойств среды и т. п. Он удобен для определения средней плотности по сечению скважины или для выяснения плотности промывочной жидкости. за

лифтовыми трубами с помощью прибора, спускаемого внутрь этих труб. Метод рассеянного γ -излучения применяют также для определения положения башмака лифтовой колонны, пакеров и другого оборудования за лифтовыми колоннами.

Метод прямого пучка является более точным (погрешность до $0,02 \text{ г}/\text{см}^3$), но это локальный метод, он определяет плотность в части скважины, где находится прибор.

Модификацию ГГМ-С используют в основном для выделения и количественного определения содержания полезных ископаемых с высоким атомным номером. Она чувствительнее к присутствию тяжелых элементов, чем модификация ГГМ-П. Поскольку показания ГГМ-С подвержены также влиянию изменений плотности, в разрезах переменной плотности ГГМ-С комплексируют с ГГМ-П и по данным последнего вводят поправку за плотность в показания ГГМ-С.

Модификацию ГГМ-С успешно применяют при опробовании руд Pb, W, Sb, Hg, Sn, Ba и других тяжелых элементов. Чувствительность анализа составляет $0,1—0,2\%$ абс. для элементов с $Z = 80$ и $0,2—0,4\%$ абс. для $Z = 50—55$. Содержание элементов определяют по градуировочным графикам. В рудах сложного состава находят эффективный атомный номер или показания выражают в единицах эффективного содержания некоторого тяжелого элемента, например свинца.

В нефтяных скважинах ГГМ-С под названием ГГМ-М (ГГМ с регистрацией мягкой составляющей излучения) используют для разделения пород, эффективный атомный номер скелетов которых различен. Особый интерес представляет разделение песчаников, известняков ($Z_{\text{эфф}}$ которых равны соответственно 15,1 и 13,8). При регистрации излучения с энергией, равной 50—80 кэВ, показания ГГМ-М в песчаниках и глинах в 1,5—1,7 раз выше, чем в известняках равной плотности (рис. 48), т. е. различия в показаниях такие же, как при изменении плотности на $0,15—0,30 \text{ г}/\text{см}^3$. Данные измерений в доломите—промежуточные. Эта разница показаний достаточна для надежного разграничения песчаников, доломитов и известняков.

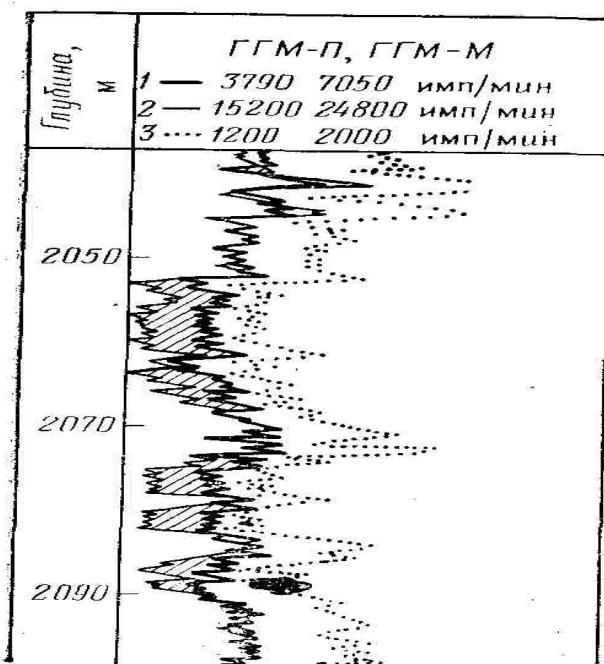


Рис. 48. Пример использования ГГМ-П (1,3) и ГГМ-М (2) для разделения известняков (заштриховано) и песчано-глинистых пород (по Ю. А. Гулину).

1-малый зонд; 3-большой зонд; масштабы кривых 1 и 2 подобраны так, чтобы они совмещались в песчано-глинистых породах

Пример применения ГГМ-П и ГГМ-С в комплексе с другими методами для выделения различных типов пород и полиметаллических руд приведен на рис. 49.

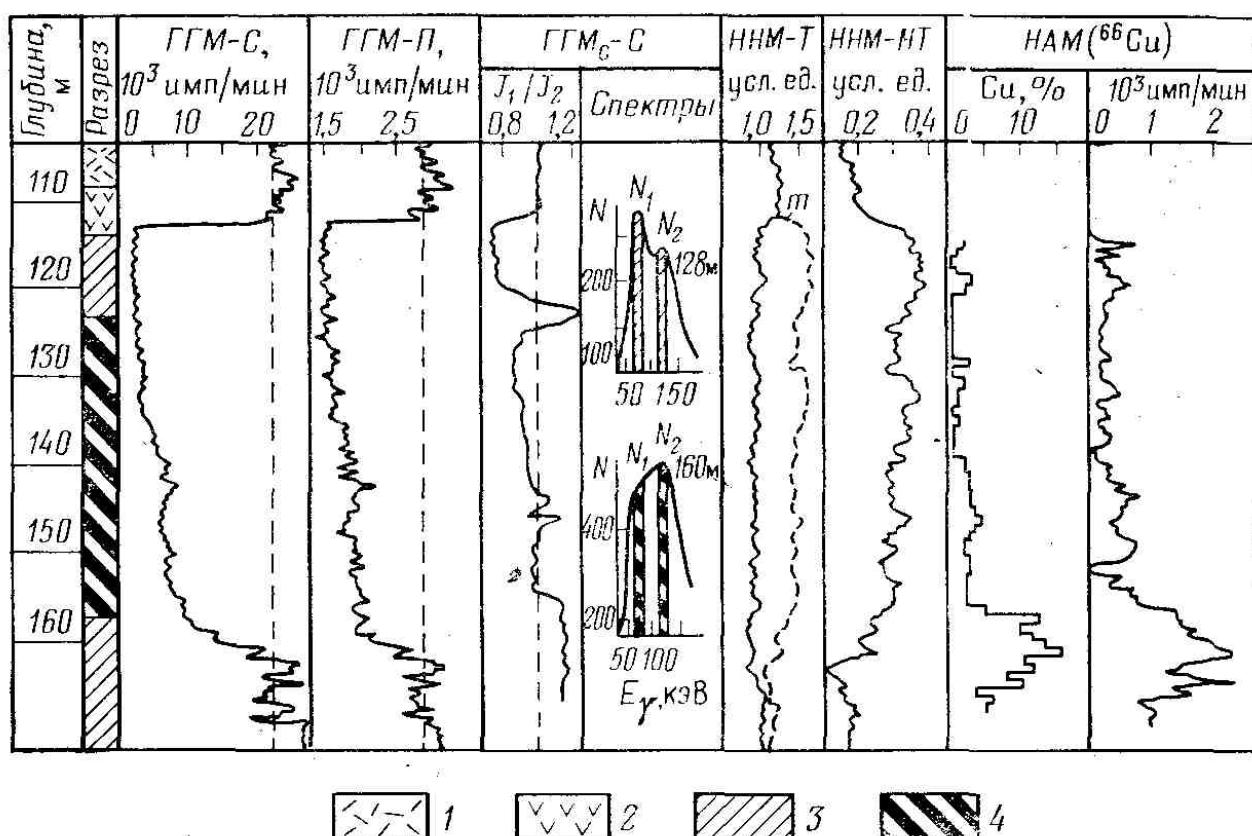


Рис. 49. Пример использования ГГК-П и ГГК-С в комплексе с другими методами для расчленения различных типов горных пород и выделения полиметаллических руд (по И.П. Кошелёву и др.)

1-кварцевые порфиры; 2-кислые эфузивы; 3- вкраплённые руды; 4- сплошные руды

Там же приведена диаграмма спектральной модификации ГГМ-С (ГГМ₆-С), представляющая отношение интенсивности J_1 γ -излучения в области малых энергий, более чувствительной к присутствию тяжелых элементов, к интенсивности J_2 в области больших энергий.

Глава VII СТАЦИОНАРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД

§ 26. Физические основы. Нейтронные характеристики горных пород

Стационарный нейтронный метод (НМ) основан на облучении горных пород быстрыми нейтронами и регистрации надтепловых или тепловых нейтронов, а также γ -излучения радиационного захвата нейтронов (ГИРЗ). Разновидности, базирующиеся на регистрации надтепловых нейтронов, тепловых нейтронов и ГИРЗ, называют соответственно *нейтрон-нейтронным методом по надтепловым* (ННМ-НТ) и *тепловым* (ННМ-Т) *нейтронам, нейтронным гамма-методом* (НГМ).

Измерительные установки всех разновидностей стационарного нейтронного метода аналогичны. Они содержат источник быстрых нейтронов, детектор соответствующего излучения (надтепловых нейтронов при ННМ-НТ, тепловых нейтронов при ННМ-Т и γ -излучения при НГМ) и экран (фильтр), защищающий детектор от прямого излучения источника.

Большое распространение особенно в нефтяной и газовой промышленности имеют двухканальные приборы типов НГГК и ДРСТ, позволяющие одновременно проводить регистрацию диаграмм ГМ и одного из методов НГМ. При использовании в них соответствующего источника можно вместо НМ осуществить ГГМ. Приборы имеют два независимых канала, каждый из которых содержит детектор, усилитель, дискриминатор и нормализатор. Импульсы с выхода обоих каналов подаются на смеситель, на выходе которого появляются импульсы положительной полярности при поступлении импульса канала ГМ и импульсы отрицательной полярности при поступлении импульса канала НМ. Этот поток разнополярных импульсов усиливается выходным каскадом и по кабелю передается в наземный пульт. Здесь с помощью селекторов импульсы разной полярности пропускаются (сортируются) в разные каналы.

Каждый канал содержит усилитель, дискриминатор и интенсивометр. Детекторы ГМ расположены в верхней части скважинного прибора на расстоянии около 2 м от зонда НМ (ГГМ), находящегося в нижней части скважинного прибора. Это расстояние является достаточным, чтобы вклад ГИРЗ при НМ в канал ГМ был пренебрежимо малым. В аппаратуре НГГК в обоих каналах использованы разрядные детекторы γ -излучения (три счетчика типа СИ в канале НГМ и шесть счетчиков типа СИ в канале ГМ), а в аппаратуре ДРСТ-3 — сцинтилляционные счетчики. Для повышения скорости счета в канале ГМ параллельно включены два сцинтилляционных счетчика. При замене сцинтиллятора NaI в канале НМ на счетчики нейтронов типа ЛДНМ можно каналом регистрировать диаграммы ННМ.

Конструкция скважинного прибора ДРСТ-3 показана на рис. 50.

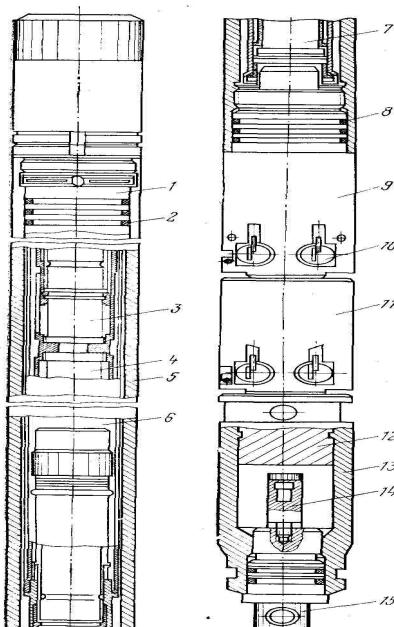


Рис. 50. Конструкция скважинного прибора ДРСТ-3

Сцинтилляционные счетчики 3, 4 (в канале ГМ) и 7 (в канале НМ), а также электронный блок 6 заключены в прочном корпусе 5, закрытом сверху головкой 1, а снизу хвостовиком 9. Соединения последних с корпусом герметизируются резиновыми самоуплотняющимися кольцами 2 и 8.

Хвостовик 9 заканчивается замком 10, служащим для присоединения к нему (через удлинитель 11) камеры 13 с источником излучения 14. Снизу камера 13 закрывается заглушкой 15 на самоуплотняющихся резиновых кольцах. Свинцовый экран 12 защищает детектор от прямого излучения источника.

В последнее время получают распространение приборы НМ с двумя детекторами, расположеннымными на различных расстояниях от источника (*двуухзондовый нейтронный метод*). При этом регистрируют отношение данных измерений двух зондов, являющееся показателем скорости спада плотности регистрируемого излучения с расстоянием.

Прежде чем перейти к рассмотрению прямой задачи теории НМ остановимся на нейтронных характеристиках горных пород и некоторых других материалов, с которыми приходится встречаться при НМ.

Длина замедления нейтронов, вводимая формулой (1.61а) является важнейшей нейтронной характеристикой среды, определяющей показания ННМ-НГ, а в большинстве случаев также ННМ-Т и НГМ. Наиболее точно длину замедления находят исходя из среднеквадратического удаления нейтронов от источника за время замедления, рассчитываемого методом Монте-Карло. На первом этапе развития нейтронных методов L_3 вычисляли согласно формулам (1.55а) и (1.62).

На рис. 51 показаны результаты расчета L_3 для некоторых источников нейтронов методом Монте-Карло.

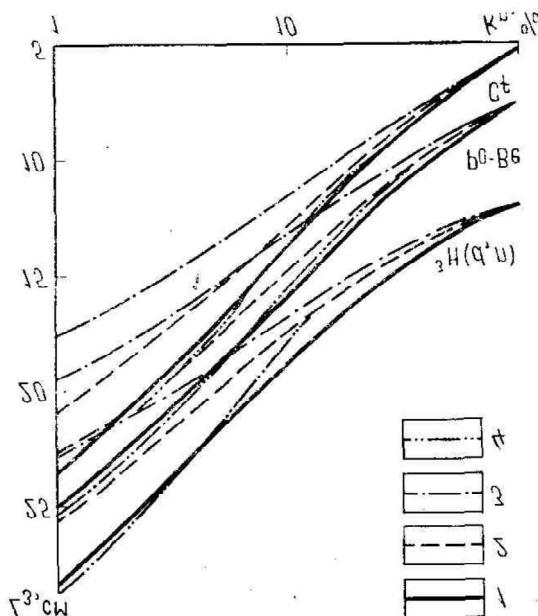


Рис. 51. Зависимость длины замедления L_3 нейтронов Рo-Be, ^{252}Cf -источников и реакции $^3\text{H}(\text{d},\text{n})$ от коэффициента пористости k_p в кварцевых песчаниках (1), известняках (2), доломитах (3), ангидrite (4). Расчеты методом Монте-Карло

Видно, что длина замедления нейтронов в первую очередь определяется водосодержанием среды. При увеличении содержания воды в песчанике, известняке или доломите в пределах 0—100 % L_3 уменьшается в 3—4 раза. Некоторое влияние оказывает также химический состав среды. Изменения последнего при одинаковом содержании воды приводят в рассматриваемых средах к изменениям L_3 до ±15%, т. е. к результатам, получаемым при изменении содержания воды до 6%. В ряде минералов без водорода (табл. 9) величина L_3 изменяется в широких пределах.

Однако для основных породообразующих минералов, не содержащих кристаллизационной воды, исключая сильвинит KCl и некоторые сульфиды, различия в значениях L_3 не превышают 2-5,5 раз. При этом они обусловлены не только разными замедляющими свойствами элементов, входящих в разнообразные минералы, но и частично различием их плотностей. Массовые длины замедления $L_3\delta$ различаются меньше (см. табл. 9).

Несмотря на расчеты, проводящиеся в течение 30 лет различными авторами, сведений о длинах замедления нейтронов в горных породах далеко не достаточно. Особенно мало данных для новых источников излучения (^{252}Cf , генератор нейтронов с начальной энергией нейтронов 14 МэВ и т. п.). В связи с этим представляют интерес приближенные методы расчета длины замедления в сложных средах в случаях, когда известны величины L_3 в составляющих их средах.

Если сечения рассеяния нейтронов в двух средах или хотя бы отношение их значений не зависят от энергии нейтрона, длину замедления в их смеси можно рассчитать по формуле

$$\frac{1}{L_3^2} = \sum_{i=1}^2 \frac{1}{L_{3i}^2} + \frac{1}{L_{31}L_{32}} \left(\sqrt{\frac{x_1}{x_2}} + \sqrt{\frac{x_2}{x_1}} \right), \quad (1.141)$$

где

$$x_i = \frac{1}{\xi_i} (1 - \cos \theta_i);$$

$\cos \theta_i$ — средний косинус угла рассеяния в i -й среде; L_{3i} — длина замедления в i -й среде при плотности, равной ее содержанию в 1 см³ смеси.

Для более сложных сред формулу (1.141) можно применять последовательно: сначала к смеси двух составляющих, затем к смеси последней

ТАБЛИЦА 9.
Нейтронные характеристики некоторых минералов (по Ю. А. Гулину, Ф. Х. Еникеевой, Д.А. Кожевникову, Д. Н. Сребродольскому, автору и др.)

Минерал	δ , г/см ³	L_3 , см (Ро-Бе- источник)	$L_3\delta$, г/см ²	A_n , мс ⁻¹	A_n/δ , см ³ /(г*мс)	τ , мс	D , 10 ⁵ см ² /с	$D\delta$, 10 ⁵ г/(см ² *с)
Кварц	2,65	28,5	75,5	0,91	0,343	1,10	2,80	7,50
Кальцит	2,71	24,1	65,5	1,587	0,585	0,63	2,41	6,83
Доломит	2,83	20,3	57,6	1,043	0,37	0,96	1,98	5,60
Ангидрит	2,90	28,8	83,6	2,78	0,96	0,36	3,30	9,70
Альбит	2,61	28 (?)	73,0	1,55	0,593	0,63	2,95	7,70
Анортит	2,76	32 (?)	88,0	1,50	0,55	0,66	3,00	8,30
Ортоклаз	2,58	33,5 (?)	86,0	3,33	1,29	0,30	2,70	7,00
Магнезит	3,00	19,0	57,0	0,321	0,107	3,12	1,63	4,90
Сидерит	3,90	19,0	74,0	11,20	2,90	0,09	1,23	4,80
Гематит	5,15	21,0	108,0	22,20	4,30	0,045	1,10	5,68
Пирит	5,05	54,0	283,0	20,00	4,00	0,05	2,60	13,20
Корунд	4,00	21,5	86,0	2,40	0,60	0,42	2,15	8,62
Галит	2,15	47,0	101,0	167,00	77,50	0,006	1,70	3,57
Сильвин	2,00	107,0	214,0	110,00	55,00	0,009	1,40	2,80
Киноварь	8,10	68,0	544,0	1,67	0,20	0,60	-	-
Гипс	2,30	7,7	17,7	4,00	1,74	0,25	0,60	1,40
Каолинит	2,60	8,0	20,8	2,78	1,06	0,36	0,80	2,10
Мусковит	2,90	12,0	34,8	3,70	1,28	0,27	1,30	3,76
Вода	1,00	7,6	7,6	4,84	4,84	0,205	0,35	0,35
Нефть (C_nH_{2n})	0,78	7,6	5,9	4,84	6,22	0,205	0,45	0,35

с третьей составляющей и т. п. При смеси сред с близкими ξ , как показал анализ автором формулы (1.141), можно ограничиться более простой формулой

$$\frac{1}{L_3} = \frac{1}{L_{31}} + \frac{1}{L_{32}}, \quad (1.142)$$

Относительное различие результатов расчета L_3 по формулам (1.141) и (1.142)

$$\Delta = \frac{z}{2} \left(\frac{\sqrt{\xi_1} - \sqrt{\xi_2}}{z \sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2}} \right)^2, \quad (I.143)$$

где $z = \Sigma_1 / \Sigma_2$; Σ_i — сечение всех атомов i -й среды в 1 см³ ($i=1, 2$).

Это различие достигает максимума

$$\Delta_{\max} = \frac{(\sqrt{\xi_2} - \sqrt{\xi_1})^2}{8 \sqrt{\xi_1} \sqrt{\xi_2}} \quad (I.143a)$$

в случае $z = (\xi_2 / \xi_1)^{1/2}$, а при иных соотношениях z погрешность значительно меньше. Максимальная погрешность (1.143а) не превышает 1 % при различии атомных масс составляющих сред до 20.

Основную погрешность при использовании формул (1.141) и (1.142) вносит различие в характере зависимости сечений компонентов от энергии нейtronов. Эту погрешность удается уменьшить, если рассчитать по формулам (1.141) или (1.142) значения приращения возраста нейtronов для отдельных интервалов энергии и потом их сложить для всего диапазона замедления.

Иногда исследуемая среда отличается от среды, для которой известно значение L_3 , лишь плотностью, но не химическим составом. В этих случаях длина замедления легко вычисляется исходя из теории подобия. При возрастании плотности среды в k раз длина свободного пробега и общая длина переноса излучения уменьшаются в k раз, т. е. значения L_3 и δ для двух сред одинакового химического состава связаны соотношением

$$L_{31} / L_{32} = \delta_2 / \delta_1 \text{ или } L_3 \delta = \text{const.} \quad (I.144)$$

Такой подход полезен, например, при расчете замедления нейtronов в газоносных пластах, если известна зависимость $L_3 (k_n)$ для водоносных пород с тем же составом скелета. В этом случае различие в составе пород несущественно: части кислорода водоносного пласта соответствуют углерод в газоносном пласте. Для применения формулы (1.144) необходимо предварительно найти пористость k'_n водоносного пласта, в котором отношение масс скелета породы $m_{ск} = \delta_{ск}(1-k'_n)$ и водорода было бы таким же, как и в исследуемом газоносном пласте. Если отношение концентраций водорода в газоносном пласте и воде (*водородный индекс газа*) равен w_e , то k'_n находят из соотношения

$$\frac{\delta_{ск} (1 - k'_n)}{k'_n} = \frac{\delta_{ск} (1 - k_{п})}{k_{п} (1 - k_{г}) + k_{п} k_{г} w_{г}}, \quad (I.145)$$

где $k_{п}$ — пористость исследуемого газоносного пласта.

После определения значения k'_n по уравнению (1.145) вычисляют плотность δ' водоносного пласта (подобного данному газоносному) и L_3 газоносного пласта находят по формуле

$$L_3 = (\delta' / \delta) L'_3, \quad (I.144a)$$

где L'_3 — длина замедления в водоносном пласте с пористостью k'_n ; δ — плотность газоносного пласта.

Значения длины замедления в газоносных песчаниках, вычисленные по описанной схеме, приведены на рис. 52, а. Во многих случаях целесообразнее эти данные представить в функции не от k_n и $k_{п}$, а от водородного индекса $w_{н,п}$ газоносного пласта и плотности горной породы δ (см. рис. 52, б). В такой форме они пригодны для расчета L_3 и в других средах, отличающихся от водоносных песчаников плотностью, но приближающихся к ним по составу.

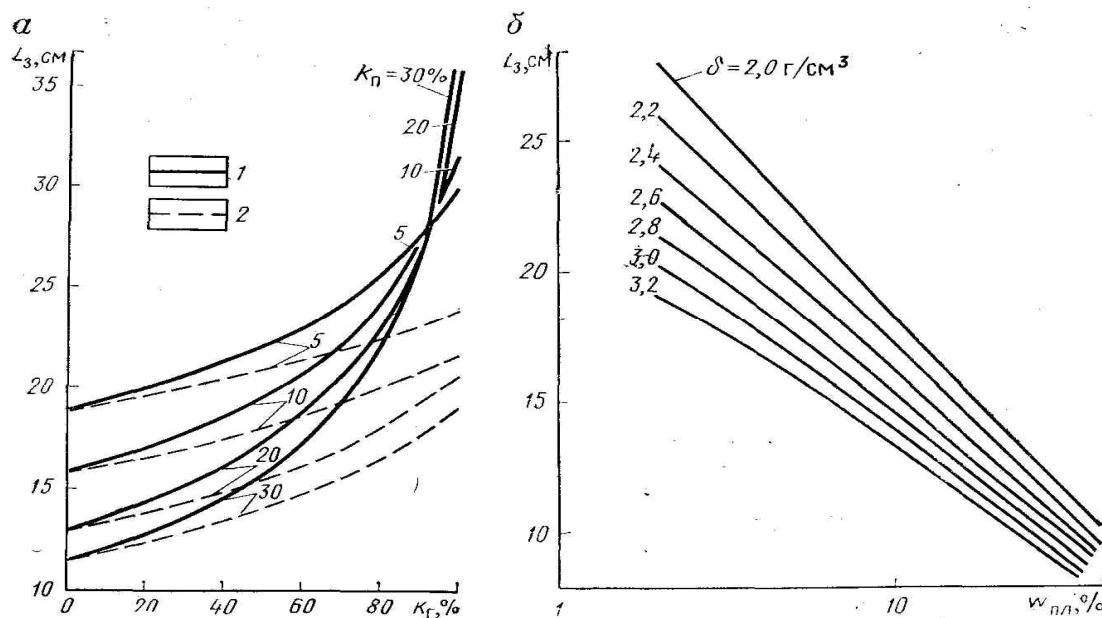


Рис. 52. Зависимость длины замедления L_3 нейтронов Ро-Ве-источника в газоносных песчаниках.

а-от коэффициента газонасыщенности k_g песчаника при различных значениях k_n и давлении $p=0$ (1) и $p=20$ Мпа (2); б-от водородного индекса w_{pl} при различных значениях плотности δ смеси кварца и воды

Для нахождения длины замедления в некоторой среде с заданным составом при различной плотности по формулам (1.144) и (1.145) или по графикам типа рис. 52, б необходимо сначала вычислить водородный индекс (ВИ) среды. Последний определяется по следующим формулам.

Экспериментальные данные для плотности δ_v (в $\text{г}/\text{см}^3$) соленой воды с содержанием С NaCl в ($\text{г}/\text{см}^3$) аппроксимируются формулой

$$\delta_v = 1 + 0,64C. \quad (I.146)$$

Отсюда ВИ соленой воды, равный содержанию в ней H_2O ,

$$w_v = \delta_v - C = 1 - 0,36C. \quad (I.147)$$

Массовая доля водорода в среде углеводородов со средней молекулярной формулой C_xH_y равна $y/(12x+y)$, а его масса в единице объема $y\delta_r/(12x+y)$ (где δ_r — плотность газа). Последняя величина для воды составляет $1/9 \text{ г}/\text{см}^3$, поэтому ВИ углеводорода

$$w_{yb} = \frac{9y}{12x+y} \delta_r. \quad (I.148)$$

Плотность метана при нормальной температуре и давлении p равна $0,76 \cdot 10^{-3} p$, в связи с чем ВИ метана

$$w_{CH_4} = \frac{9 \cdot 4}{12 + 4} \cdot 0,76 \cdot 10^{-3} p \approx \frac{p}{623}. \quad (I.148a)$$

Для пласта с пористостью k_n и содержанием примесей, имеющих связанную воду, k_{prim} водородный индекс

$$w_{pl} = k_{prim} w_{cv} + k_n w_{3,n}, \quad (I.149)$$

где w_{cv} —ВИ примесей, совпадающий с содержанием связанной воды в составе примесей (в $\text{г}/\text{см}^3$); $w_{3,n}$ —ВИ заполнителя пор

$$w_{\text{з. п}} = k_{\text{в}} w_{\text{в}} + k_{\text{н}} w_{\text{н}} + k_{\text{г}} w_{\text{г}}; \quad (\text{I.149a})$$

$k_{\text{в}}$, $k_{\text{н}}$, $k_{\text{г}}$ —коэффициенты водо-, нефте- и газонасыщенности;

$w_{\text{в}}$, $w_{\text{н}}$, $w_{\text{г}}$ —водородный индекс соответственно пластовой воды, нефти и газа.

Как известно, выделяют кристаллизационную (химически связанную) воду w_x и гигроскопическую (физически связанную) $w_{\text{гигр}}$. В формуле (1.149) следует полагать $w_{\text{св}} = w_x$ или $w_{\text{св}} = w_x + w_{\text{гигр}}$ в зависимости от того, как определена пористость k_n , включена ли в состав пор гигроскопическая вода или нет. Если k_n —объем пор после высушивания образца при температуре 105 °C, как обычно делают в лабораториях, то $w_{\text{св}}$ равно Содержанию воды, остающейся в составе глинистых и иных минералов при такой температуре. Среднее значение $w_{\text{св}}$ для некоторых глинистых минералов приведено ниже.

Среднее содержание $w_{\text{св}}$

Там же даны величины аномалии плотности указанных минералов, т. е. превышение их плотности над плотностью полностью водонасыщенного кварцевого песчаника с той же водонасыщенностью. Произведение $\Delta\delta_{\text{гл.м}}$ на объемное содержание глинистого минерала (коэффициент глинистости) $k_{\text{ел}}$ составляет аномалию плотности глинистой породы $\Delta\delta_n$, которую необходимо знать при определении поправки за плотность породы.

Как показывает анализ, при одинаковых значениях δ и $w_{\text{св}}$ длина замедления большинства глинистых минералов (исключая минералы, богатые железом и калием) мало отличается от L_3 в смеси кварца и воды. Поэтому величина L_3 глинистых песчаников с удовлетворительной точностью может определяться по рис. 52, б.

Строго говоря, длина замедления нейтронов кроме водородосодержания, плотности и химического состава пород зависит в небольшой степени от температуры, давления и структуры пород.

Влияние температуры и давления на L_3 обусловлено зависимостью плотности среды от данных факторов. Этот эффект для твердой фазы породы мал. Можно ограничиться рассмотрением изменения плотности и ВИ заполнителей пор. Их изменение для газа дается формулами газового состояния. С ростом ρ и уменьшением T значения ВИ и δ газа растут, величины L_3 уменьшаются. Плотность и ВИ воды обратно пропорциональны ее удельному объему (рис. 53). Приближенно можно считать, что длина замедления и другие нейтронные характеристики водоносного пласта при температуре T и давлении ρ такие же, как для пласта с пористостью $K_n/V_{\text{уд}}$.

Влияние структуры пород на длину L_3 О. В. Поликарпочкин и автор изучали на примере переслаивания песчаников с различной пористостью. Расчеты методом Монте-Карло показали, что длина замедления в слоистой среде несколько выше, чем в однородной среде с тем же средним содержанием водорода.. Например, для переслаивания песчаников равной мощности: с $k_n = 0$; 40 % величина L_3 больше, чем в гомогенном песчанике с $k_n = 20$ %, и соответствует L_3 песчаника с $k_n = 16$ % при мощности слоев $h = 20$ см и с $k_n = 18,5$ % в случае $h = 10$ см. При меньшей контрастности слоев по замедляющим свойствам влияние слоистости быстро падает. Это влияние убывает также с понижением мощности прослоев.

Среднее время жизни тепловых нейтронов τ и обратную ек величину нейтронопоглощающую активность¹ горных пород A_n . рассчитывают по формуле (1.45а). Величина A_n растет с увеличением содержания в среде элементов с высоким сечением поглощения, например Cl. Для смеси нескольких пространственно обособленных фаз величина A_n является аддитивной. Так, для пласта с коэффициентом пористости k_n , объемной глинистостью $k_{\text{гл}}$, коэффициентами водонефтегазонасыщенности $k_{\text{в}}$, $k_{\text{н}}$ и $k_{\text{г}}$ нейтронопоглощающая активность (в дальнейшем активность)

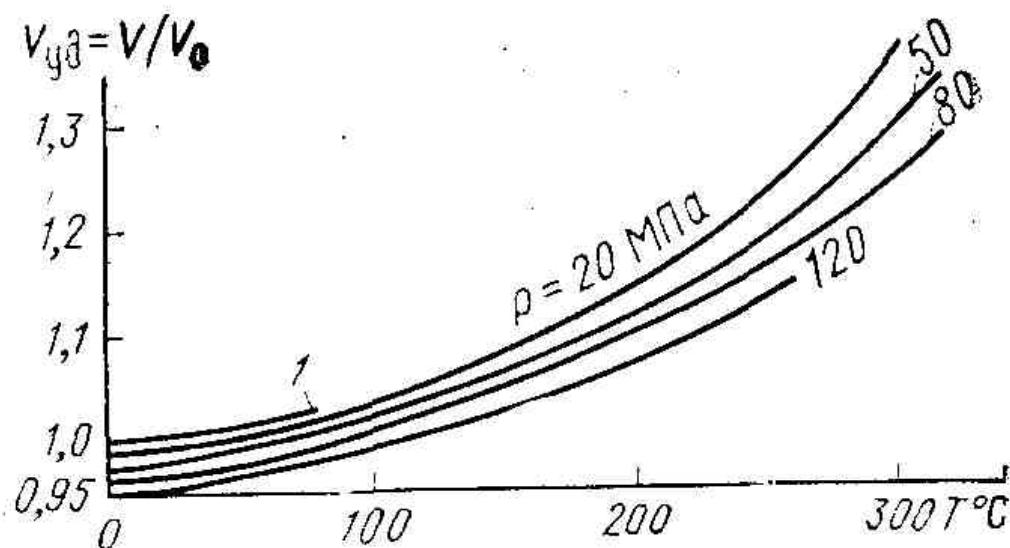


Рис. 53. Зависимость удельного объема $V_{уд}$ и обратного ему водородного индекса воды от температуры T и давления p .

Термин первоначально введен В. Н. Кобрановой для величины, по физическому смыслу совпадающей с макроскопическим сечением захвата Σ_3 . Целесообразнее этот термин использовать для обозначения величины τ^{-1} , удобной из-за аддитивности, но не имевшей до сих пор своего названия

$$A_n = A_{n_{ск}}(1 - k_{\pi} - k_{гл}) + A_{n_{гл}}k_{гл} + k_{\pi}A_{n_{з. п}}, \quad (\text{I.150})$$

где $A_{n_{з. п}}$ — активность заполнителя пор.

$$A_{n_{з. п}} = k_{\text{в}}A_{n_{\text{в}}} + k_{\text{н}}A_{n_{\text{н}}} + k_{\text{г}}A_{n_{\text{г}}}; \quad (\text{I.150a})$$

$A_{n_{ск}}$, $A_{n_{гл}}$, $A_{n_{\text{в}}}$, $A_{n_{\text{н}}}$, $A_{n_{\text{г}}}$ — активность в пластовых условиях соответственно для скелета породы, глинистой фракции, воды, нефти и газа.

Для скелета сложной породы

$$A_{n_{ск}} = \frac{\sum_i A_{ni} V_i}{\sum_i V_i} = \sum_i A'_{ni} m_i, \quad (\text{I.150б})$$

Где A_{ni} , A'_{ni} — активность i -й компоненты, рассчитанная соответственно на 1 см^3 и 1 г ; V_i — объемная доля i -й компоненты;

m_i — массовое содержание i -й компоненты в 1 см^3 (парциальная плотность).

Значения A_n для некоторых минералов приведены в табл. 9. Среди основных твердых минералов осадочных пород аномально высокие значения A_n характерны для хлоридов, повышенные значения — для минералов железа, сульфатов, калиевых полевых шпатов, калий- и железосодержащих глинистых минералов. Среди рудных минералов очень высокими величинами A_n обладают минералы, содержащие бор, литий, марганец, кадмий, редкие земли и некоторые другие элементы.

Конкретизация формулы (1.150б) применительно к соленой воде приводит к выражению для нейтронопоглощающей активности соленой воды (в mc^{-1}):

$$A_{n_{\text{в}}} = 4,84 + 0,125 C_{Cl}, \quad (\text{I.150г})$$

где C_{Cl} — содержание хлора в $\text{г}/\text{л}$.

Для нефти или газа с формулой $CxHy$

$$A_{nH, g} = \frac{43,5y}{12x + y} \delta_{n, g} = 4,83w_{n, g}, \quad (I.150d)$$

где $\delta_{n,g}$, $w_{n,g}$ —соответственно плотность и водородный индекс нефти или газа. Для нафтеновых нефтей (C_nH_{2n})

$$A_{nH} = 6,2\delta_n. \quad (I.150e)$$

Активность глинистой фракции и воды, особенно соленой, обычно заметно выше, чем активность скелета большинства-коллекторов нефти и газа. Поэтому активность последних, как правило, растет с повышением k_n и k_g . Нефтегазонасыщенность пород приводит к уменьшению A_n (исключая случай пресных пластовых вод), поскольку $A_{nH} < A_{nH}$ и обычно $A_{nH} < A_{nB}$

Зависимость величины A_n от k_n , k_h , k_e и k_{el} при постоянной активности составляющих—линейная (рис. 54, а). В неоднородной среде A_n в зависимости от соотношения замедляющей способности и сечения поглощения слоев может быть несколько выше или ниже, чем в гомогенной среде с тем же средним составом. Для типичных пород этот эффект невелик, но он может быть значительным в рудах B, Li, Mn, Hg и т. п.

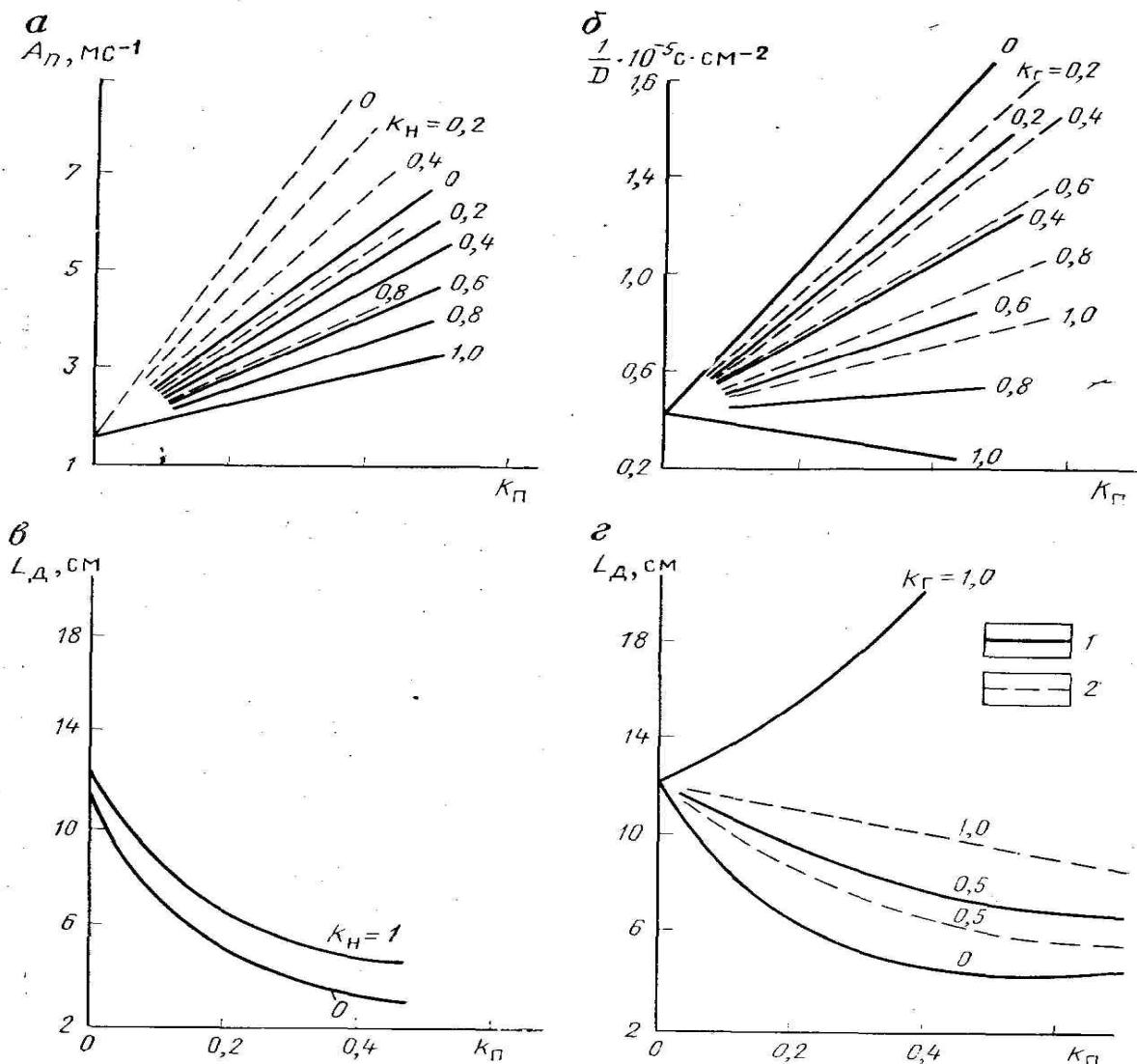


Рис. 54. Зависимость нейтронопоглащающей активности A_n , коэффициента диффузии D и длины диффузии L_d тепловых нейтронов от k_n нефтеводонасыщенных (а,в) и газоводонасыщенных известняков (б,г)

Коэффициент диффузии тепловых нейтронов рассчитывают по формуле (1.43а). Для сред сложного состава значение $1/D$ аддитивно

$$D^{-1} = \sum_i D_i^{-1} V_i, \quad (I.151)$$

где D_i , V_i — соответственно коэффициент диффузии и объемная доля i -й составляющей среды.

Так, для пласта с коэффициентами пористости, глинистости, водо-, нефте- и газонасыщенности соответственно k_n , $k_{\text{в}}$, k_g , k_h , k_e

$$\frac{1}{D} = \frac{1 - k_n - k_g}{D_{\text{ск}}} + \frac{k_g}{D_{\text{гл}}} + \frac{k_n k_{\text{в}}}{D_{\text{в}}} + \frac{k_n k_h}{D_h} + \frac{k_n k_g}{D_g}, \quad (I.151a)$$

где $D_{\text{ск}}$, $D_{\text{в}}$, D_g , D_h , D_e — коэффициент диффузии нейтронов соответственно в скелете породы, глинистом минерале, пластовой воде, нефти и газе.

Величина D в основном зависит от водородосодержания среды, уменьшаясь по мере ее повышения. Значения D (в $\text{см}^2/\text{с}$) для соленой воды, нефти и газа с удовлетворительной точностью связаны с водородным индексом w этих сред формулой

$$D \approx D_{\text{п. в}}/w = 0,35 \cdot 10^5/w, \quad (I.151b)$$

где $D_{\text{п. в}} = 0,35 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент диффузии в пресной воде.

На рис. 54, б показана связь $1/D = f(k_n)$ для известняка.

Поскольку значения $D_{\text{ск}}$ для разных коллекторов отличаются меньше, чем величины D для скелета и воды, рис. 54, б в первом приближении дает значение D для песчаников и доломитов.

Длину диффузии тепловых нейтронов определяют по формуле,

$$L_d = \sqrt{D\tau}.$$

Величина L_d уменьшается с ростом содержания в породе водорода и элементов с высоким сечением поглощения тепловых нейтронов (см. рис. 54, в, г), например с увеличением коэффициента пористости водоносных пластов и минерализации пластовой воды. Некоторое значение имеет также состав скелета горных пород и их плотность. Влияние последних факторов уменьшается с ростом k_n и содержания хлора или других элементов с высоким сечением поглощения нейтронов в единице объема породы. Поэтому при высоких значениях k_n и концентрации хлора в породе (см. рис. 54 в, г) можно использовать для приближенного определения L_d также в песчаниках и доломитах.

Излучающая способность горных пород v представляет собой среднее число γ -квантов, образующихся при захвате одного нейтрона. Спектр ГИРЗ и среднее число квантов на один нейтрон для отдельных элементов изучены еще недостаточно. Данные разных авторов различаются на 10—20 %. В табл. 10 приведены наиболее вероятные значения v для основных породообразующих элементов.

ТАБЛИЦА 10.
Среднее число γ -квантов v , их средняя энергия E_γ , массовая длина переноса $L_\gamma\delta$ и массовая γ -поглощающая активность $A_\gamma/\delta = \tau_\gamma\delta$ для ГИРЗ в некоторых элементах

Элемент-излучатель	v	E_γ , МэВ	$L_\gamma\delta$, $\text{г}/\text{см}^2$	$A_\gamma/\delta \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$
H	1,0	2,23	17	0,75
C	1,3	4,9	25	0,60
Mg	3,4	2,65	20	0,69
Na	4,0	2,3	18	0,72
Al	1,7	3,2	21	0,66
Si	2,3	3,9	23	0,66
S	2,7	3,3	21	0,69
Cl	2,3	3,6	22,5	0,69
K	3,3	2,3	18	0,69
Ca	2,7	3,0	20	0,69
Fe	1,7	4,5	23	0,66

Излучающая способность породы рассчитывается по формуле (1.152)

$$v = \sum_i v_i \sigma_{3i} N_i / \sum_i \sigma_{3i} N_i, \quad (I.152)$$

где v_i , σ_{3i} , N_i — соответственно излучающая способность, сечение захвата и число атомов в единице объема для i -го элемента. Суммирование осуществляется во всем элементам, входящим в состав породы.

Длина переноса γ -квантов радиационного захвата нейтронов L_γ зависит от спектра ГИРЗ, а последний есть суперпозиция спектров отдельных элементов породы с весами, пропорциональными их относительному вкладу ($\sigma_{3i} N_i / \sum_i \sigma_{3i} N_i$) в сечение поглощения, или что то же, в нейтронопоглощающую активность породы. Если число квантов с энергией E_γ , образующихся при захвате одного нейтрона некоторым элементом, равно $S(E_\gamma)$, то интенсивность этой линии в спектре ГИРЗ горной породы

$$S'(E_\gamma) = S(E_\gamma) \frac{N_j \sigma_{3j}}{N_j \sigma_{3j} + \sum_i N_i \sigma_{3i}}, \quad (I.153)$$

где σ_{3j} , N_j — соответственно сечение захвата нейтронов исследуемым элементом и число его атомов в единице объема породы; σ_{3i} , N_i — то же, для других атомов породы.

Если ввести сквозную нумерацию всех линий спектра ГИРЗ данной породы, то формулы (1.126) для $A\gamma = 1/\tau_\gamma$ и L^2 , приобретают вид

$$L_\gamma^2 = \frac{\sum_i S'(E_{\gamma i}) A'' \mu^{-3}(E_{\gamma i})}{3 \sum_i S'(E_{\gamma i}) A' \mu^{-1}(E_{\gamma i})}; \quad (I.154)$$

$$A_\gamma = \frac{c \sum_i S'(E_{\gamma i})}{\sum_i S'(E_{\gamma i}) A' \mu^{-1}(E_{\gamma i})}, \quad (I.155)$$

где A' , A'' — коэффициенты, введенные в формуле (1.126).

На рис. 55 приведены зависимости L_γ от k_n для песчаников, известняков и доломитов. Следует подчеркнуть, что расхождения этих зависимостей обусловлены различием не только поглощения γ -излучения в этих породах, сколько спектра ГИРЗ для них. Значения массовой длины переноса ГИРЗ $L_\gamma \delta$ для различных минералов различаются сравнительно мало. Поэтому в первом приближении можно считать, что L_γ определяется лишь плотностью пород. Его значение (в. см; δ в г/см³)

$$L_\gamma \approx 21/\delta$$

Суммарную длину миграции нейтронов L_n в процессе их замедления и диффузии (с тепловой энергией), а также суммарную длину миграции нейтронов и ГИРЗ $L_{n\gamma}$ определяют по формулам

$$L_n = \sqrt{L_3^2 + L_\Delta^2}; \quad (I.157)$$

$$L_{n\gamma} = \sqrt{L_3^2 + L_\Delta^2 + L_\gamma^2}. \quad (I.158)$$

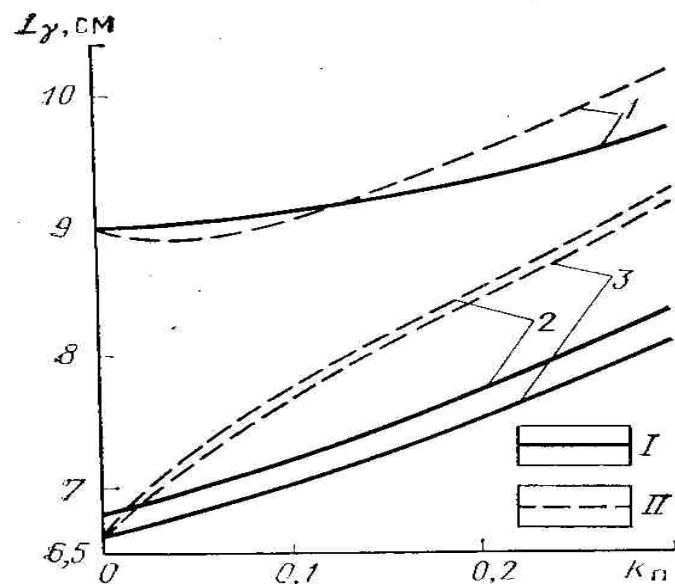


Рис. 55. Зависимость длины L_γ переноса γ -квантов радиационного захвата нейтронов от коэффициента пористости песчаников (1), известняков (2) и доломитов (3)

На рис. 56 приведены зависимости $L_n(w)$ и $L_{ny}(w)$ для смеси воды и кварца. Основным фактором, приводящим к изменениям величин L_n и L_{ny} , является водородный индекс w пород. Значительно меньше влияют на них плотность и минерализация воды.

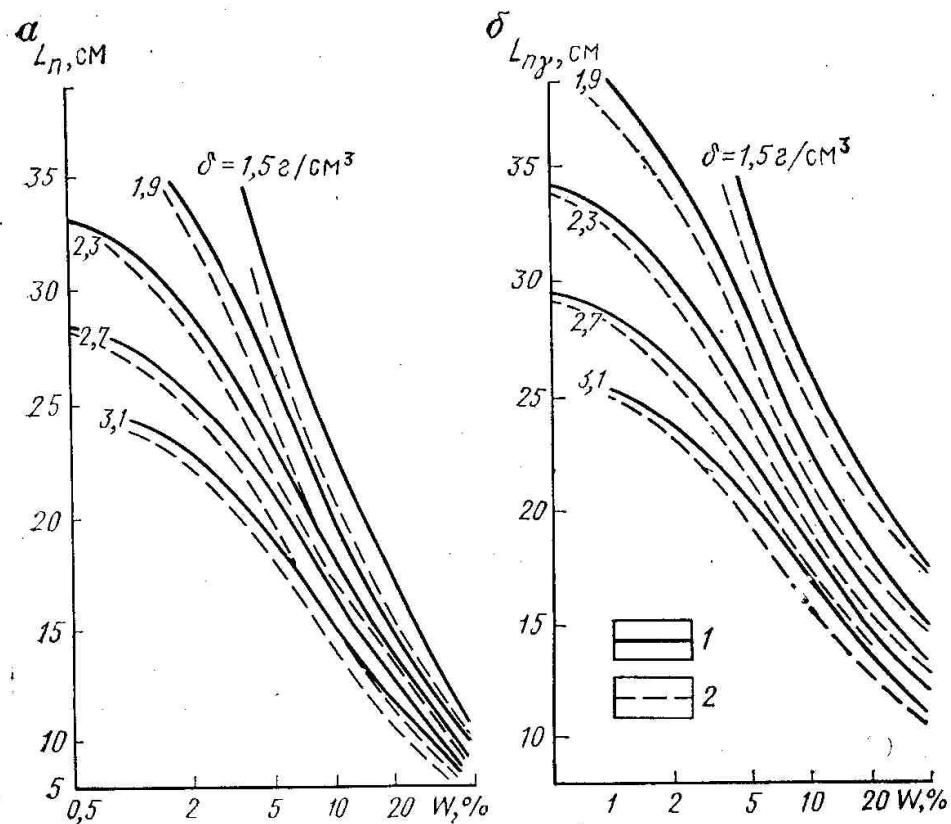


Рис. 56. Зависимость длины миграции L_n нейтронов (а) и суммарной длины L_{ny} миграции нейтронов и ГИРЗ (б) от водородного индекса w кварцевого песчаника

§ 27. Решение прямых задач стационарного нейтронного метода

Аналитические решения прямых задач нейтронного метода в виде достаточно компактных формул получены лишь для однородной среды. Известны решения в двухгрупповом приближении

для двухслойной среды с цилиндрической границей раздела, но получающиеся выражения очень сложны. Поэтому в последние годы задачи для сред сложной геометрии решают численно (методы сеток, Монте-Карло) или экспериментально на моделях пластов.

Распределение нейтронов и γ-квантов радиационного захвата в однородной среде

Распределение *надтепловых нейтронов* на небольших расстояниях удовлетворительно описывается решением (1.58б) уравнения возраста, а на больших расстояниях—решением (1.64) уравнения диффузии.

В средах, богатых водородом, средний свободный пробег нейтронов быстро уменьшается с убыванием энергии. Поэтому большой вклад в длину замедления дает первый пробег λ_0 [слагаемое $\lambda^2/3$ в формуле (1.62)], и распределение нейтронов на *больших расстояниях* оказывается близким к распределению нерассеянных нейтронов, описываемому формулой (1.7) при $\Sigma = \Sigma(E_0) = 1/\lambda_0$ т.е.

$$\Phi = \eta \frac{QB(E)}{4\pi r^2} e^{-r/\lambda_0}, \quad (I.159)$$

где $B(E)$ —фактор накопления нейтронов, замедленных до энергии E ; η —вероятность избежать захвата нейтрона при замедлении.

Неудобство рассмотренных формул заключается в их применимости лишь для некоторых областей изменения r . Как показывает эксперимент, в водородсодержащих средах (особенно для полизнергетических источников со сплошным спектром, применяемых при НМ) распределение на всех представляющих практический интерес расстояниях в первом приближении можно аппроксимировать экспоненциальной формулой (1.65б).

Распределение *тепловых нейтронов* в однородной слабопоглощающей среде на больших расстояниях подчиняется формуле (1.70), полученной в двухгрупповом диффузионном приближении, а на небольших расстояниях—формуле (1.70б). При необходимости описать распределение тепловых нейтронов при любых расстояниях единой формулой используют выражение (1.70в). В средах с относительно высоким поглощением ($L_d < L_3$) и на расстояниях $r >> L_3$ вторым слагаемым в фигурных скобках выражения (1.70в) можно пренебречь. Тогда

$$n_t \approx \frac{Q\tau}{2\sqrt{2}\pi L_3^3} e^{-r\sqrt{2}/L_3}. \quad (I.160)$$

Формулы (1.70), (1.70б) и (1.70в) в случаях слабого поглощения сложны и неудобны для применения. Учитывая, что они все равно являются недостаточно точными, можно пользоваться следующими более простыми приближенными формулами:

$$n_t = \frac{Q\tau\eta}{4\pi(L_3^2 + L_d^2)r} \exp\left(-\frac{r}{\sqrt{L_3^2 + L_d^2}}\right); \quad (I.161)$$

$$n_t = \frac{Q\tau\eta}{2\sqrt{2}\pi(L_3^2 + L_d^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r\sqrt{2}}{\sqrt{L_3^2 + L_d^2}}\right). \quad (I.162)$$

Формулы (1.161) и (1.162) получаются из выражений (1.64) и (1.65б) при замене L_3 суммарной длиной миграции нейтронов L_n . Формула (1.161) представляет обобщение формулы (1.70а). Как видно из рис. 10, б, результаты расчетов $\Phi_t = n_t v_t$ по формулам одногруппового (1.161) и двухгруппового (1.70) приближений, а также по формуле экспоненциального приближения (1.162) в области $r/L_n = 1—5$ расходятся не более чем на 10—25%.

Пространственное распределение γ -излучения радиационного захвата легко получить в трехгрупповом диффузионном приближении, т. е. путем решения уравнения диффузии при источнике

$$S_\gamma = \Phi_t \sum_3 v = (n_t v)/\tau, \quad (I.163)$$

где Φ_t задается в виде решения (1.70) двухгрупповой диффузионной теории.

После подстановки формулы (1.70) в уравнение (1.163) а последнего в равенство (1.48) получаем:

$$D_\gamma \nabla^2 n_\gamma - \frac{n_\gamma}{\tau_\gamma} + \frac{n_\gamma v}{\tau} = D_\gamma \nabla^2 n_\gamma - \frac{n_\gamma}{\tau_\gamma} + \frac{Qv}{4\pi r} \frac{e^{-r/L_3} - e^{-r/L_d}}{L_3^2 - L_d^2} = 0. \quad (I.164)$$

Осуществляя, как и в § 8, подстановку $n_\gamma = u/r$, приходим к уравнению:

$$u'' - \frac{u}{L_\gamma^2} = F (e^{-r/L_3} - e^{-r/L_d}), \quad (I.164a)$$

где

$$L_\gamma^2 = D_\gamma \tau_\gamma; \quad F = -Qv/[4\pi D_\gamma (L_3^2 - L_d^2)].$$

Общее решение этого уравнения без правой части ранее определяли [см. формулу (1.50)], а частное решение с правой частью ищем в виде

$$u_q = C e^{-r/L_3} + D e^{-r/L_d}. \quad (I.165)$$

Подставляя соотношение (1.165) в уравнение (I.164a) и приравнивая коэффициенты при одинаковых экспонентах слева и справа от знака равенства, получаем уравнения:

$$\frac{C}{L_3^2} - \frac{C}{L_\gamma^2} = F; \quad \frac{D}{L_d^2} - \frac{D}{L_\gamma^2} = -F.$$

Отсюда

$$C = F \frac{L_3^2 L_\gamma^2}{L_\gamma^2 - L_3^2}; \quad D = -F \frac{L_d^2 L_\gamma^2}{L_\gamma^2 - L_d^2}.$$

Объединим частное решение (1.165) с общим решением (1.50) однородного уравнения, возвращаясь к переменной n_γ вместо u . Затем учитывая, что условие $n_\gamma \rightarrow 0$ требует равенства нулю коэффициента B , получаем решение уравнения (1.164) в виде

$$n_\gamma = \frac{A}{r} e^{-r/L_\gamma} + \frac{FL_\gamma^2}{r} \left(\frac{L_3^2}{L_\gamma^2 - L_3^2} e^{-r/L_3} - \frac{L_d^2}{L_\gamma^2 - L_d^2} e^{-r/L_d} \right). \quad (I.166)$$

Используем условие нормировки для n_γ

$$\int_0^\infty n_\gamma 4\pi r^2 dr = Qv\tau_\gamma.$$

Тогда

$$A = \frac{1}{L_\gamma^2} \left[-\frac{Qv\tau_\gamma}{4\pi} - F \left(\frac{L_3^4}{L_\gamma^2 - L_3^2} - \frac{L_d^4}{L_\gamma^2 - L_d^2} \right) \right].$$

Подставляя это выражение в решение (1.166) и учитывая выражение для F , после некоторых алгебраических преобразований приходим к формуле

$$n_\gamma = \frac{Q\tau_\gamma v\eta}{4\pi r} \left[\frac{L_\gamma^2 e^{-r/L_\gamma}}{(L_\gamma^2 - L_3^2)(L_\gamma^2 - L_\Delta^2)} + \frac{L_3^2 e^{-r/L_3}}{(L_3^2 - L_\Delta^2)(L_3^2 - L_\gamma^2)} + \right. \\ \left. + \frac{L_\Delta^2 e^{-r/L_\Delta}}{(L_\Delta^2 - L_\gamma^2)(L_\Delta^2 - L_3^2)} \right]. \quad (I.167)$$

Так же, как и для тепловых нейтронов, результат многогрупповой теории в интервале расстояний $r/L_{n\gamma} \approx 1-5$ мало отличается от формулы (1.161) одногрупповой теории, в которой L_n заменен на общую суммарную длину миграции нейтронов и γ -квантов, т. е. от формулы

$$n_\gamma = \frac{Q\tau_\gamma v\eta}{4\pi L_{n\gamma}^2 r} e^{-r/L_{n\gamma}}, \quad (I.168)$$

а также формулы получаемой из выражения (1.65a) заменой L_3 на $L_{n\gamma}$. Это видно и из сравнения кривых на рис. 10.

$$n_\gamma = \frac{Q\tau_\gamma v\eta}{2\sqrt{2}\pi L_{n\gamma}^3} \exp(-r\sqrt{2}/L_{n\gamma}), \quad (I.168a)$$

Анализ приведенных формул показал, что все они в области своего действия приводят к одинаковым качественным законо-мерностям пространственного распределения излучений, хотя количественно эффекты могут и несколько различаться. Поэтому рассмотрим лишь распределение согласно экспоненциальным формулам (1.656) (1.162) и (1.168a). Обратим внимание, что все они однотипны и могут быть приведены к формуле (1.65б) заменой переменных. Однаковую роль в этих формулах играют величины $1/(\Sigma\rho\xi)$ для ННМ-НТ, τ —ННМ-Т и $\tau_\gamma v$ —НГМ, а также разные длины переноса—длина замедления L_3 при ННМ-НТ, длина миграции L_n —ННМ-Т и суммарная длина миграции нейтронов и γ -квантов $L_{n\gamma}$ —НГМ. Единственное различие заключается в том, что значения L_3 и $1/(\Sigma\rho\xi)$, входящие в формулу распределения надтепловых нейтронов, сильно коррелированы друг с другом, поскольку они оба определяются водородсодержанием пласта. В то же время величины L_n и τ так же, как $L_{n\gamma}$ и $\tau_\gamma v$, более независимы друг от друга.

Значения L_3 , L_n и $L_{n\gamma}$ (в дальнейшем под L подразумевается любая из этих величин) определяют наклон кривых пространственного распределения логарифмов плотности соответственно надтепловых нейтронов, тепловых и ГИРЗ в однородной среде. В последней отношения показаний двух зондов $[n(r_1)]/[n(r_2)]$, определяемые двухзондовыми методами, растут, а показания однозондовых методов при достаточно больших размерах зондов уменьшаются с убыванием длин переноса, т. е. в случае усиления замедляющих свойств, в первую очередь при увеличении водородсодержания горных пород.

В однородной среде кривые зависимости показаний от длины зонда для двух различных величин ВИ обычно пересекаются при некотором значении длины зонда, называемом *инверсионным*. Кривые для различных пар значений ВИ пересекаются при несколько разных r , поэтому имеется целая область инверсионных зондов. В ней зависимость показаний однозондового метода от ВИ немонотонна. При длинах зонда, меньших инверсионных (доинверсионные зонды), эта зависимость возрастающая, для заинверсионных—убывающая. Чем больше размер зонда, тем резче снижение показаний с ростом водородного индекса породы w .

Изменения $2\rho\xi$ тесно связаны с изменениями L_3 , поэтому показания ННМ-НТ в однородной среде при данной длине зонда почти полностью определяются параметром L_3 . Для ННМ-Т и НГМ показания при постоянном L_n или $L_{n\gamma}$ могут изменяться из-за изменения τ или произведения $\tau_\gamma v$. Уменьшение τ , обусловленное повышением концентрации поглощающих элементов, снижает показания ННМ-Т, причем в однородной среде это убывание показаний одинаково независимо от размера зонда. Аналогично не влияет длина зонда на действие сомножителя $\tau_\gamma v$ при НГМ. Этот параметр зависит от химического состава и плотности породы ($\tau_\gamma \approx 1/\delta$).

В осадочных породах изменения τ и $\tau_\gamma v$ при постоянном водородсодержании обусловлены обычно изменениями содержания хлора, обладающего значительным сечением поглощения (336) и

повышенным значением v ($\approx 2, 3$). Хотя это значение v ниже, чем для некоторых других элементов (см. табл. 10), основная конкуренция в поглощении нейтронов происходит между хлором и водородом, являющимся одним из основных поглотителей нейтронов в породах, насыщенных пресной водой. Поэтому хлор «перехватывает» нейтроны, ранее (в пресной воде) поглощавшиеся водородом. Для последнего $v=1$, в связи с чем рост хлоросодержания (увеличение минерализации вод) приводит к повышению v и увеличению показаний НГМ в однородной среде при $w = \text{const}$.

Понижение показаний НГМ при постоянном водородосодержании может наблюдаться в случае содержания элемента с высоким сечением поглощения и низким значением v . Примером такого элемента является бор, для которого $v < 1$. Показания ННМ-Т уменьшаются с ростом содержания хлора и любого элемента с высоким сечением поглощения.

При исследовании скважин обычно применяют заинверсионные зонды размером (3—5)L, т. е. в случае Ро-Ве-источника длиной 40 см—ННМ-НТ, 40—50 см—ННМ-Т и 50—70 см—НГМ. При этих зондах имеет место значительная дифференциация показаний для разных пластов, а скорость счета и статистическая точность замеров еще достаточно высоки.

Итак, показания однозондовых методов ННМ-НТ зависят в основном от замедляющих свойств горных пород, следовательно, главным образом от водородосодержания, частично от состава других элементов и плотности горных пород. При использовании больших зондов данные измерений уменьшаются с ростом водородосодержания. На показания ННМ-Т и НГМ кроме замедляющих свойств влияют также характеристики τ , $\tau_v v$, зависящие от содержания поглощающих примесей. В осадочных породах важнейшей из таких примесей является хлор. Рост содержания хлора приводит к увеличению показаний однозондового НГМ в однородной среде и к их снижению для однозондового ННМ-Т. Влияние замедляющих свойств (водородосодержания) на показания этих методов качественно такое же, как и для ННМ-НТ.

Изменения величин τ и $\tau_v v$ прямо не сказываются на данных двухзондовых методов. Однако элементы с высоким сечением поглощения уменьшают также значения L_d , а значит, частично и L_n и $L_{n\gamma}$. Поэтому увеличение содержания поглощающих элементов приводит к росту отношения показаний двух зондов, т. е. действует как небольшое повышение водородосодержания пород.

Распределение нейтронов и у-квантов радиационного захвата в системе скважина—пласт

Задачу о распределении нейтронов в двухслойной среде с цилиндрической границей раздела аналитически изучали двух групповым методом: к первой группе относят быстрые нейтроны (интервал энергии: энергия источника—надтепловая), ко второй группе—тепловые нейтроны. Характеристики поля и нейтронные параметры среды у быстрых нейтронов обозначим со штрихом, у тепловых — без штриха.

Для группы быстрых нейтронов вокруг точечного источника, расположенного в скважине, уравнения диффузии в скважине и в пласте имеют вид

$$D'_{\Phi_c} \nabla^2 \Phi'_c - \Phi'_c \sum_{y_c} = 0;$$

$$D'_{\Phi_{pl}} \nabla^2 \Phi'_{pl} - \Phi'_{pl} \sum_{y_{pl}} = 0,$$

где Σ_y —сечение увода, играющее роль сечения захвата [см. формулу (1.63)]; D'_ϕ определяется по формуле (1.43).

Уравнения диффузии для тепловой группы нейтронов в тех же условиях имеют вид

$$D_{\Phi_c} \nabla^2 \Phi_c - \sum_c \Phi_c + \Phi'_c \sum_{y_c} = 0;$$

$$D_{\Phi_{pl}} \nabla^2 \Phi_{pl} - \sum_{z_{pl}} \Phi_{pl} + \Phi'_{pl} \sum_{y_{pl}} = 0,$$

где слагаемые Φ'_y равны числу быстрых нейтронов, уходящих из первой группы во вторую (т. е. становящихся тепловыми) в течение единицы времени.

Границные условия аналогичны тем, которые были рассмотрены в § 8. Например, для быстрых нейтронов

$$\Phi'_c = \Phi'_{\text{пл}};$$

$$D'_{\Phi_c} \frac{\partial \Phi'_c(R_c)}{\partial \rho} = D'_{\Phi_{\text{пл}}} \frac{\partial \Phi_{\text{пл}}(R_c)}{\partial \rho}.$$

Кроме того, при решении используют условия конечности потока во всех точках, кроме, может быть, точки, где расположен источник, а также условия нормировки, рассмотренные в § 8. Из-за сложности выражений решение задачи не приводим, а отсылаем читателя к работе [4, с. 177—178].

Аналитические методы решения многогрупповых уравнений в настоящее время имеют, пожалуй, лишь исторический интерес. Получающиеся громоздкие формулы плохо обозримы, и анализ результатов решения возможен лишь на базе численных расчетов по этим формулам. При использовании быстродействующих ЭВМ целесообразнее численное решение уравнений методом конечных разностей.

Наиболее точные данные о распределении нейтронов в системе скважина—пласт получены методом Монте-Карло (Ю. А. Гулин, И. Л. Дворкин и др.), а также в результате экспериментальных работ (В. П. Иванкин, Н. К. Кухаренко и др.).

По мере накопления результатов решения задачи для различных случаев возникла возможность применения еще одного подхода, названного автором *принципом эквивалентности по нейтронным и γ-лучевым характеристикам* горных пород.

Как видели выше, при рассмотрении аналитической теории, закономерности распределения нейтронов и γ-квантов определяются ограниченным числом макроскопических характеристик среды: L_3 , χ для ННМ-НТ, L_3 , L_d , τ —ННМ-Т, L_3 , L_o , L_γ ; τ_γ , v —НГМ. Сопоставление решений (1.167) и (1.168) привело к выводу, что число независимых параметров практически меньше. Например, при НГМ существенны не отдельные значения L_3 , L_o и L_γ , а величина

$$L_{n\gamma} = \sqrt{L_3^2 + L_d^2 + L_\gamma^2}.$$

С учетом этого число независимых характеристик в случае однородной среды снижается до трех: соответственно η , L_3 , χ для ННМ-НТ, η , $L_{n\gamma}$, τ —ННМ-Т, η , $L_{n\gamma}$, $\tau_\gamma v$ —НГМ. Для скважины число характеристик больше. Так, показания для НГМ в отличие от случая однородной среды могут несколько зависеть и от среднего времени жизни нейтронов в пласте и скважине, поскольку их соотношение определяет долю нейтронов, поглощающихся в скважине и пласте, и поэтому оказывает некоторое влияние на результаты измерений.

Однако во многих практических задачах некоторые нейтронные характеристики коррелированы. Обычно сильно коррелированы L_3 и χ , в связи с чем одну из них можно выразить через другую. В ряде задач оказываются сильно коррелированными также величины L_n и τ , $L_{n\gamma}$ и $\tau_\gamma v$. Кроме того, как увидим ниже, в скважине не слишком малого диаметра влияние параметров τ и $\tau_\gamma v$ значительно слабее влияния характеристик, входящих в показатель экспоненты в формуле (1.168) и ей подобных.

Ряд параметров, например η , в различных средах изменяется в относительно узких пределах, а скважина еще более снижает влияние их колебаний. Благодаря этому при изучении влияния некоторых факторов на результаты даже однозондовых методов удается с удовлетворительной точностью применять принцип L-эквивалентности, т. е. считать, что показания против данного пласта будут такими же, как и против другого пласта, если равны значения L_3 (ННМ-НТ), L_n (ННМ-Т) или $L_{n\gamma}$ (НГМ). Положительные результаты при использовании подобного метода получены, например, в случае изучения показаний методов в газоносных пластах исходя из показаний в водоносных,

Наиболее применим принцип L-эквивалентности при решении задач для двухзондовых методов. Влияние параметров η , τ , $\tau_\gamma v$ на данные различных зондов в однородной среде строго одинаково. В скважинах оно может несколько зависеть от длины зонда, но, как правило, весьма мало.

ТАБЛИЦА 11.
Кажущиеся значения пористости и минерализации воды некоторых минералов и горных пород по данным ННМ-Т(опорная среда-кварцевый песчаник)

Минерал, порода	δ , г/см ³	ВИ, %	$k_{п.к}$, %	C_k , г/л	Обозначение на рис.57
Каолинит	2,60	36,0	58	-9	<i>K</i>
Монтмориллонит	2,10	36,8	37	4	<i>M₁</i>
Монтмориллонит железистый (20% Fe ₂ O ₃)	2,90	34,8	60	30	<i>M₂</i>
Клинохлор	2,60	38,0	48	-5	<i>Кл</i>
Гидромусковит (4,2% K)	2,75	19,2	27	35	<i>Г</i>
Мусковит	2,90	13,6	32	80	<i>Му</i>
Шамозит (30% Fe ₂ O ₃)	3,03	39,0	86	45	<i>Ш</i>
Лимонит (Fe ₂ O ₃ *H ₂ O)	3,75	35,2	100	150	<i>Л</i>
Кварцевый песчаник ($k_r=0$), глинистый (40% каолинита)	2,63	14,4	17	10	<i>K</i>
То же (40% монтмориллонита с $\delta=2,9$ г/см ³)	2,75	14,7	20	55	<i>M₂</i>
То же (40% гидромусковита)	2,69	7,7	8,5	55	<i>Г</i>
То же (40% шамозита)	-	15,6	22	100	<i>Ш</i>
Кварцевый песчаник ($k_n = 20\%$), глинистый (40% каолинита)	2,30	31,5	34	7	<i>K</i>
То же (40% монтмориллонита)	2,42	31,8	39	20	<i>M₂</i>
То же (40% гидромусковита)	2,36	25,85	28	20	<i>Г</i>

Если теснота корреляции изменений L_n и τ , L_{ny} и $\tau_y v$ недостаточно высока, следует использовать принцип эквивалентности по большему числу характеристик, например по L_n и τ для ННМ-Т, по L_{ny} и $\tau_y v$ для НГМ и т. п.

Принципы эквивалентности по нейтронным характеристикам применимы, естественно, лишь в случае нахождения решения задач для пластов другого типа, чем пласти, для которых решения известны, но при тех же скважинах и аппаратурных условиях. Их использование основано на том, что при сохранении скважинных и аппаратурных условий замена некоторого пласта за скважиной другим пластом, макроскопические характеристики которого такие же, как у замещаемого пласта, не приводят к изменениям показаний метода или изменяет их пренебрежимо мало.

Рассмотрим применение принципа (L , τ)-эквивалентности на примере нахождения показаний ННМ-Т для глинистых песчаников, когда известна зависимость данных измерения от водородосодержания и минерализации С пластовых вод для неглинистых водоносных песчаников. Строим линии связи L_n и A_n при постоянных значениях k_n и С для чистых водоносных пластов (рис. 57). Далее рассчитываем L'_n и A'_n для исследуемого глинистого пласта и на рис. 57 находим точку с координатами (L'_n , A'_n).

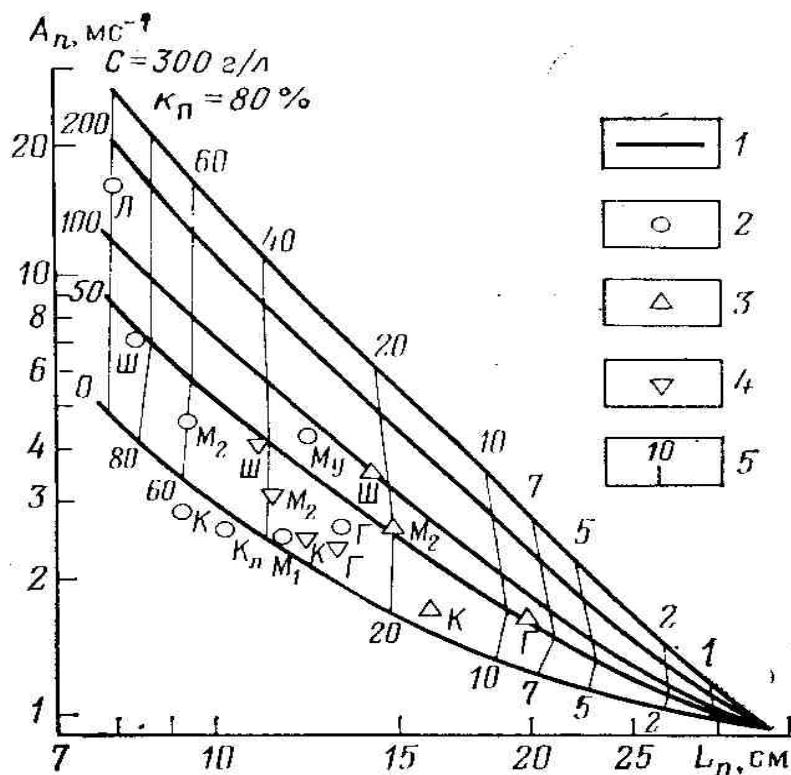


Рис. 57. Сопоставление значений L_n и A_n кварцевых песчаников и некоторых минералов и горных пород.

1-кварцевый песчаник; 2-минералы; 3-глинистый песчаник $k_n=0,9$, $k_{\text{гл}}=0,4$; 4-то же $k_n=0,20$, $k_{\text{гл}}=0,32$; 5-линии постоянных значений k_n ; Остальные значения см. табл. 11

Шифры кривых k_n и C , проходящих через эту точку, дают пористость и минерализацию вод чистого пласта, показания в которых равны показаниям исследуемого глинистого пласта.

Например, согласно рис. 57, показания против пласта, состоящего только из гидромусковита ($L_n = 13,2 \text{ см}, A_n = 2,7 \text{ мс}^{-1}$), такие же, как против чистого песчаника с $k_n = 27\%$, насыщенного водой с минерализацией $C = 35 \text{ г/л}$.

Значения пористости и минерализации вод неглинистых песчаников, эквивалентных (по показаниям ННМ-Т) некоторым минералам и породам, приведены в табл. 11. Их можно назвать кажущимися значениями пористости и минерализации указанных пород.

Перейдем к анализу результатов экспериментов и численных расчетов пространственного распределения нейтронов в системе скважина—пласт. Распределение надтепловых нейтронов по оси

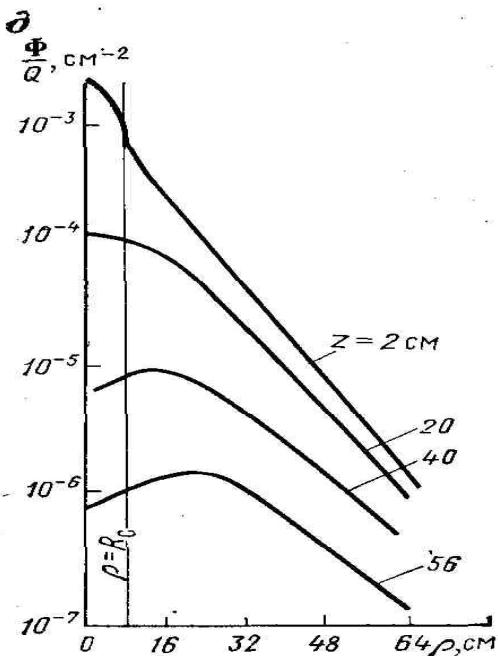


Рис. 58. Распределение надтепловых (а) и (б) и тепловых (г, д) нейтронов в двухслойной системе скважина-пласт от источника ^2H (d,n) ($E_{no}=2,45 \text{ МэВ}$)

а, г-вдоль оси скважины z ; б, д-вдоль линий, нормальных к оси z ; е-линии равной плотности потока нейтронов в плоскости (z,r); минерализация пластовой воды; 1-0, 2-200 г/л; знак "Э" указывает на смещение источника и детектора с оси скважины; $r=R_c$ -стенка скважины

заполненной жидкостью скважины при больших значениях z близко к экспоненциальному, а при малых z крутизна зависимости $\Phi(z)$ возрастает (рис. 58, а)

На малых расстояниях z в скважине большого диаметра кривые $\Phi(z)$ по форме близки к таковым в однородной среде—заполнителе скважины. При больших величинах z кривые выполняются и начинают постепенно приближаться по наклону к распределению в однородном пласте.

Степень этого приближения легче изучить, рассматривая длину релаксации, т. е. угловой коэффициент зависимости $\ln \Phi(z)$, рассчитываемую по формуле

$$L_p = \frac{\Delta z}{\ln \Phi(z) - \ln \Phi(z + \Delta z)} . \quad (\text{I.169})$$

Рис. 59 показывает, что L_p с ростом z приближается к длине релаксации в однородном пласте [7]. Чем больше значение k_n , т. е. чем меньше L_3 , тем быстрее это приближение к L_p в однородном пласте.

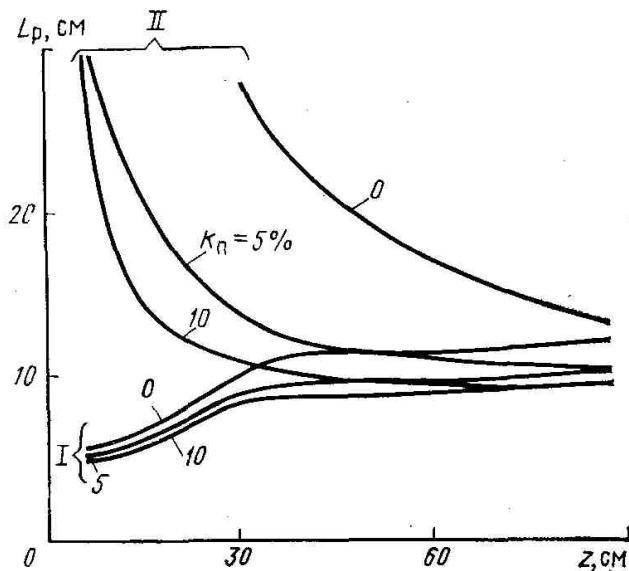


Рис. 59. Зависимость длины релаксации L_p от расстояния z между точкой наблюдения и источником.

I-скважинная геометрия, прибор прижат; II- однородная среда; диаметр скважины $d_c=900$ мм, диаметр прибора $d_{np}=90$ мм; известняк, $\delta=2,7$ г/см³; Ро-Ве-источник

При достаточно больших расстояниях z значения L_p слабо зависят от z и кривая $\Phi(z)$ может быть приближенно описана экспонентой вида (1.65). При очень больших величинах z , как и в однородной среде, $L_p \rightarrow L_3/2^{1/2}$, однако в реально используемом интервале зондов (35—50 см) это равенство приближенно выполняется лишь для высокопористых ($k_n > 10$ —15%) пластов. В случае других пластов $L_p < L_3/2^{1/2}$ и несколько зависит от z , диаметра скважины, положения прибора и некоторых других факторов.

Распределение нейтронов по оси, перпендикулярной к оси скважины, еще резче отличается от распределений в однородной среде и по оси скважины (см. рис. 58, б). Распределения по осям z и r вдали от скважины по своей форме (т. е. с точностью до постоянного сомножителя) близки к распределению в соответствующем однородном пласте. В частности, убывание по оси z происходит медленнее, чем в воде, заполняющей скважину. Последнее приводит к инверсии плотностей нейтронов в скважине и пласте: при малых расстояниях z плотность нейтронов в скважине больше, а при больших z меньше, чем в прискважинной зоне пласта (см. рис. 58, б, в). Благодаря этому при больших значениях z градиент потока направлен из пласта в скважину, что приводит к усилению влияния пласта с ростом расстояния z и проявляется, в частности, в установлении для распределения $\Phi(z)$ наклона, определяемого длиной замедления нейтронов в пласте.

Сравнение кривых $\Phi(z, \rho)$ для различных пластов показывает, что при расположении прибора на оси заполненной жидкостью скважины достаточно большого диаметра ($R_c > 8$ —10 см) инверсия кривых, встречающаяся в однородной среде, в скважине, как правило, не наблюдается (см. рис. 58, а): при всех зондах показания растут с ростом L_3 (уменьшением k_n). Инверсия может наблюдаться в области малых значений k_n при прижатии прибора к стенке скважины.

Изолинии плотности надтепловых нейтронов в пустой скважине вытянуты вдоль оси скважины. Быстрые нейтроны от источника по пустой скважине проходят без рассеяния значительное расстояние, что в первом приближении эквивалентно расположению в скважине источника, вытянутого по оси скважины.

Распределение тепловых нейтронов в системе скважина— пласт при отсутствии сильных поглотителей подобно распределению надтепловых нейтронов (см. рис. 58, г, д). Оно более растянуто в пространстве в соответствии с превышением L_n над L_3 . Плотность тепловых нейтронов и особенно скорость счета детектора тепловых нейтронов (поскольку их чувствительность меняется по закону $1/v$) оказываются выше, чем в случае надтепловых нейтронов.

Характер зависимости показаний ННК-Т от k_n подобен такой же зависимости для ННК-НТ. При изменении нейтронопоглощающей активности пласта плотность тепловых нейтронов вдали от скважины [на расстояниях более $(2\text{--}3)L_d$ для пласта], как и в однородной среде, изменяется

пропорционально величине $A_{\text{ппл}}$. По мере приближения к скважине и далее при удалении от стенки внутри скважины влияние $A_{\text{ппл}}$ уменьшается. Внутри скважины, особенно на оси скважины большого диаметра, влияние $A_{\text{ппл}}$ оказывается во много раз слабее, чем в однородном пласте. Если диаметр скважины превышает глубинность метода по поглощающим свойствам, т. е. два-три значения L_d , то показания на оси скважины практически нечувствительны к изменениям нейтронопоглощающей активности пласта.

При рассмотрении пластов с различной минерализацией порозаполнителей, с чем встречаемся при изучении влияния минерализации C вод или нефтегазонасыщенности пластов, одновременно с ростом $A_{\text{ппл}}$ уменьшается значение L_d . Соответственно несколько снижаются величина L_n и угловой коэффициент L_p^t зависимости $\Phi(z)$, что вызывает дополнительное уменьшение показаний на больших зондах. Из-за этого дополнительного эффекта показания двухзондовых модификаций ННК-Т также несколько зависят от минерализации вод.

При усилении поглощения нейтронов в скважине, т. е. с ростом A_{nc} , плотность нейтронов в скважине уменьшается (в скважине большого диаметра почти пропорционально A_{nc}).

Распределение тепловых нейтронов в обсаженной скважине сложнее. Наиболее сильное различие от распределения в необсаженной скважине вносится стальной обсадной колонной. Она обладает нейтронопоглощающей активностью, которая выше, чем таковая окружающей среды (цемента, промывочной жидкости в колонне). Схематические кривые распределения Φ_t по радиальной оси и рельеф распределения, т. е. линии постоянных значений Φ_t в плоскости, проходящей через ось скважины, показаны на рис. 60. Несмотря на кажущуюся сложность распределения Φ_t в обсаженной скважине, оно отличается от того же распределения в необсаженной скважине лишь одной существенной особенностью — наличием минимума Φ_t в обсадной колонне и вблизи нее.

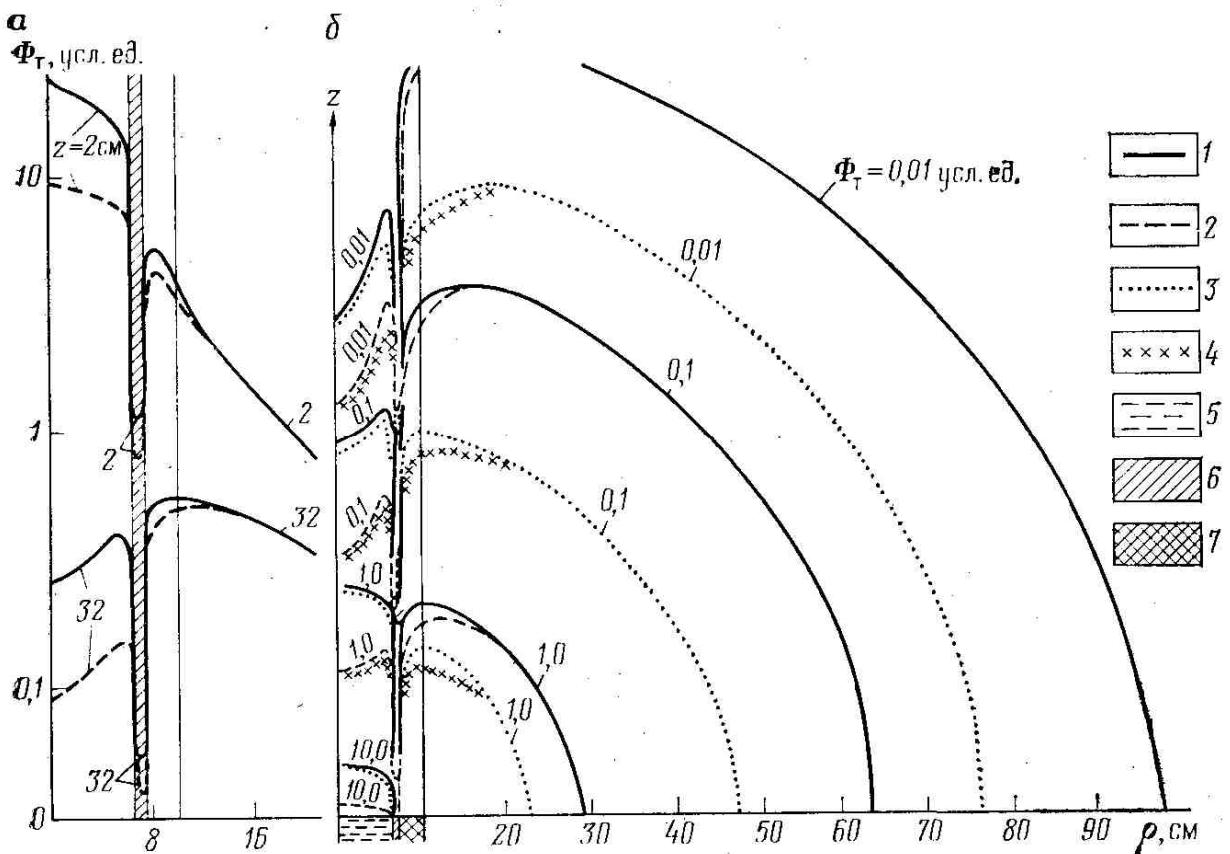


Рис. 60. Поле тепловых нейтронов в обсаженной скважине ($k_n=20\%$).

а-распределение Φ_t по оси r ; б-линии постоянных значений Φ_t в плоскости (r,z) , проходящей через ось скважины; минерализация пластовой воды : 1,2-0 (нефтеносный пласт), 3,4-200 г/л; минерализация воды в скважине 1,3-0, 2,4-200 г/л; 5-вода; 6-стальная колонна; 7-цементное кольцо

Рис. 60 показывает также скорость затухания влияния нейтронопоглощающих свойств с увеличением расстояния от поглощающей среды. Так, влияние осолонения пластовой воды,

достигающее 100 % на стенке скважины, уменьшается в 4 раза (до 25 %) в цементе на расстоянии 5 см от стенки скважины:

[на расстоянии примерно (1,0—1,5)г.д].

Распределение γ -излучения радиационного захвата в системе скважина—пласт качественно подобно распределению $\Sigma_3\Phi_T$ источников γ -излучения, однако оно более сглажено, чем распределение Φ_T , благодаря тому, что плотность γ -излучения в некоторой точке пропорциональна средней плотности источников, γ -излучения в объеме, радиусом примерно равным L_γ .

Детальные сведения о распределении ГИРЗ в пространстве в настоящее время отсутствуют. В то же время Ю. А. Гулин, И. Л. Дворкин, В. Н. Стариakov и другие исследователи изучали интенсивности γ -излучения, приходящего к детектору, отдельно от пласта и среды, заполняющей скважину. Эти данные по-новому осветили роль γ -излучения указанных сред при НГМ. Остановимся на них подробнее.

Интенсивность $I_{n\gamma}$ ГИРЗ, регистрируемая при НГМ, есть сумма составляющих γ -излучения, возникшего в результате поглощения нейтронов в скважине (излучение скважины $J_{n\gamma c}$) и в пласте (излучение пласта $J_{n\gamma pl}$). Кроме того, регистрируется излучение J_γ естественных радиоактивных элементов (эффект ГМ), а также некоторое количество γ -квантов, испускаемых самим источником нейтронов и приходящих к детектору через фильтр или после рассеяния в породе. Однако интенсивность последнего фонового излучения J_ϕ мала и почти постоянна в разных пластах. Величина J_γ при интерпретации вычитается из $J_{n\gamma}$, поэтому ее не принимаем во внимание. Итак,

$$J_{n\gamma} = J_{n\gamma c} + J_{n\gamma pl} + J_\phi \approx J_{n\gamma c} + J_{n\gamma pl}. \quad (I. 170)$$

На ранней стадии развития НГМ предполагали, что $J_{n\gamma c}$, как и J_ϕ , является мешающей (фоновой) составляющей, снижающей дифференциацию показаний НГМ против различных пластов. Однако анализ Ю. А. Гулиным некоторых экспериментальных данных, а далее расчеты методом Монте-Карло, показали, что такая точка зрения верна лишь для различий показаний НГМ против пластов, отличающихся только содержанием поглощающих примесей с высокой излучающей способностью, например, при изучении хлоросодержания пород. Увеличение содержания в пласте хлора и подобных ему элементов приводит (во всяком случае, в пористых пластах, насыщенных водород-содержащей жидкостью) к увеличению $J_{n\gamma pl}$ вследствие роста излучающей способности пласта и частично за счет перераспределения поглощающихся нейтронов—«отсасывание» пластом части нейтронов из скважины. Последний фактор одновременно приводит к уменьшению $J_{n\gamma c}$. В результате величина $J_{n\gamma}$ при увеличении хлоросодержания растет меньше, чем $J_{n\gamma pl}$, а в некоторых условиях абсолютная величина снижения $J_{n\gamma c}$ оказывается большей, чем повышение $J_{n\gamma pl}$, и сумма J_γ с увеличением содержания в пласте хлора и подобных элементов с высокой излучающей способностью в снижается.

В низкопористых пластах (обычно при $k_n < 10—20\%$ в зависимости от типа прибора, наличия обсадных колонн и т. п.) преобладает эффект снижения $J_{n\gamma c}$ и величина $J_{n\gamma}$ так же, как и в случае ННМ-Т, уменьшается с ростом содержания хлора в пласте. В пластах с пористостью выше указанной излучение скважины составляет небольшую долю от величины $J_{n\gamma}$, и последняя растет с повышением C_{Cl} .

Таким образом, при исследовании содержания поглощающих элементов с высоким значением v , например хлора, излучение скважины играет отрицательную роль. Для его уменьшения прибор окружает бором. Последний снижает величину $J_{n\gamma c}$, так как он поглощает часть нейтронов в скважине без образования ГИРЗ (для бора $v < 1$).

Представление о вредной (фоновой) роли γ -излучения скважины является неверным, когда рассматривают дифференциацию показаний НГМ по водородосодержанию пластов. Как показывает рис. 61,

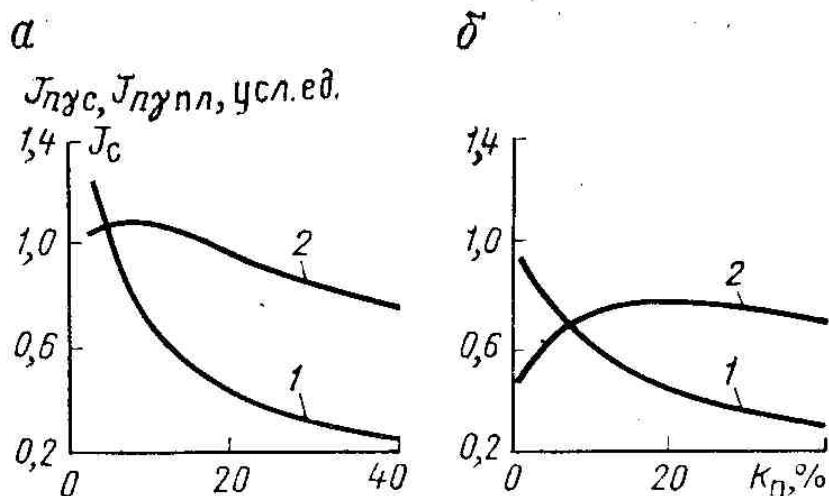


Рис. 61. Соотношение γ -излучений (1) и пласта (2) в зависимости от коэффициента пористости k_n

Длина зонда L_3 : а-70 см, б-50 см

при изменении водородосодержания γ -излучение скважины изменяется сильнее, чем γ -излучение пласта. Таким образом, увеличение доли фонового излучения скважины в составе регистрируемого ГИРЗ не ухудшает дифференциацию показаний НГМ по водородосодержанию, а улучшает. Этот эффект, названный автором *парадоксом НГМ*, легко объясняет ряд, казалось бы, непонятных явлений, а также подсказывает некоторые пути увеличения дифференцирующей способности НГМ. Часть из них и подсказала Ю. А. Гулину (еще до расчетов) вывод о большей дифференциации γ -излучения скважины по пористости, чем γ -излучение пласта.

К числу таких явлений относится, например, рост дифференциации показаний НГМ при заполнении скважины минерализованной водой. При этом увеличивается излучающая способность скважины, ибо часть нейтронов, поглощенных в пресной воде водородом, в соленой воде поглощается хлором, дающим большее число γ -квантов ГИРЗ. В результате величина лучше дифференцированной составляющей J_{nyc} повышается.

О большей дифференцированности составляющей J_{nyc} , чем J_{nyppl} свидетельствует также экспериментально установленный факт меньшей дифференцированности показаний НГМ, чем ННМ-Т, при равной длине их зондов. Исходя из этого для повышения дифференцирующей способности НГМ по пористости Н. К. Кухаренко и Я. Н. Васиным предложено окружать детектор γ -излучения кадмием. Последний, поглощая нейтроны в скважине, дает дополнительное γ -излучение, регистрируемое детектором, что, очевидно, эквивалентно увеличению вклада γ -излучения скважины. Необходимо подчеркнуть, что из роста дифференцирующей способности НГМ за счет γ -излучения скважины не следует, что дифференциация повышается с увеличением диаметра скважины, ибо при этом дифференциация J_{nyc} убывает.

Парадокс НГМ объясняется следующим. Плотности источников в скважине и пласте равны соответственно $\Phi_c(\Sigma_3 v)_c$ и $\Phi_{pl}(\Sigma_3 v)_{pl}$, где Φ_c , Φ_{pl} —плотность потока тепловых нейтронов соответственно в скважине и пласте. С увеличением величин k_n значения Φ_c и Φ_{pl} при больших размерах зонда (только в этом случае справедлив парадокс НГМ) уменьшаются, причем согласно условию непрерывности потока на границе сред плотность потока в прискважинной части пласта близка к таковой в скважине. Плотность источников ГИРЗ внутри скважины при изменении пористости изменяется так же, как и Φ_c , поскольку величина $(\Sigma_3 v)_c$ от свойств пласта не зависит. В то же время значение $(\Sigma_3 v)_{pl}$ растет с повышением k_n и частично компенсирует падение Φ_{pl} с увеличением пористости.

Радиус зоны исследования модификаций НМ

Для ННМ-Т и НГМ следует различать радиусы зон исследования (глубинности) раздельно по водородосодержанию и поглащающей активности (хлоросодержанию) пласта. Водородосодержание влияет на все этапы переноса γ -излучения в среде, поэтому глубинность по водородосодержанию, согласно формуле (1.81а), приближенно может быть принята равной $2,1L$, где L равно L_3 , L_n и L_{nyc} .

соответственно для ННМ-НТ, ННМ-Т и НГМ. Радиус зоны исследования при Ро-Ве-источнике в зависимости от среднего эффективного водородосодержания окружающей среды изменяется в пределах 15—40 см для ННМ-НТ, 15—60 см — ННМ-Т, 20—70 см — НГМ, причем первые цифры в средах с высоким ВИ, вторые — с низким ВИ. Радиус исследования по хлоросодержанию определяется только длиной переноса в процессе диффузии нейтронов и ГИРЗ, поскольку процесс замедления нейтронов не зависит от хлоросодержания. Соответствующие величины глубинности примерно равны $2L_d \approx 5—20$ см для ННМ-Т и

$$2\sqrt{L_d^2 + L_\gamma^2} \approx 20—30 \text{ см} — \text{НГМ.}$$

§ 28. Зависимость показаний нейtronного метода от свойств пласта. Влияние скважины

При изучении нейтронозамедляющих свойств пластов применяют зонды больших размеров, оптимальное значение которых находят методами, рассмотренными в § 10. Длина зондов однозондовых модификаций ННМ-НТ составляет обычно 30—50 см, часто 40 см, ННМ-Т 40—50 см, НГМ 60 см. Лишь при изучении пород с очень большим значением L_γ (низким водородосодержанием) особенно в газонаполненных скважинах, где дифференцирующая способность методов, как указывалось выше, уменьшается, используют иногда зонды НГМ длиной до 70 или 80 см.

Размеры зондов двухзондовых модификаций обычно составляют 15—25 и 35—45 см для ННМ-НТ, 20—30 и 40—50 см для ННМ-Т. В одной из отечественных модификаций ННМ-Т (аппаратура типа МНК) малый зонд имеет размер 45 см и детектор небольшой длины (9 см). Другой детектор имеет практически бесконечную длину (60 см). Отношение показаний зондов с одним коротким и вторым достаточно большим детектором оказывается примерно пропорциональным длине релаксации L_p , определяемой по формуле (1.169).

На характер зависимости показаний зондов от свойств пласта кроме размера зонда влияет также ряд других параметров прибора: длина, материал и положение экрана между источником и детектором, тип счетчика и его размер, диаметр и материал кожуха и т. п. Основные зависимости (рис. 62) представляют собой графики функции $J/J_e = f(K_n)$ для чистых водоносных пластов (J_b — показание в баке с водой). С целью исключения влияния индивидуальных особенностей приборов основные зависимости $J/J_e = f(k_n)$ часто перестраивают в палетки вида

$$\Delta J = \frac{J - J_1}{J_2 - J_1} = f(k_n), \quad (I.171)$$

где J_1, J_2 — показания против двух пластов с различной пористостью.

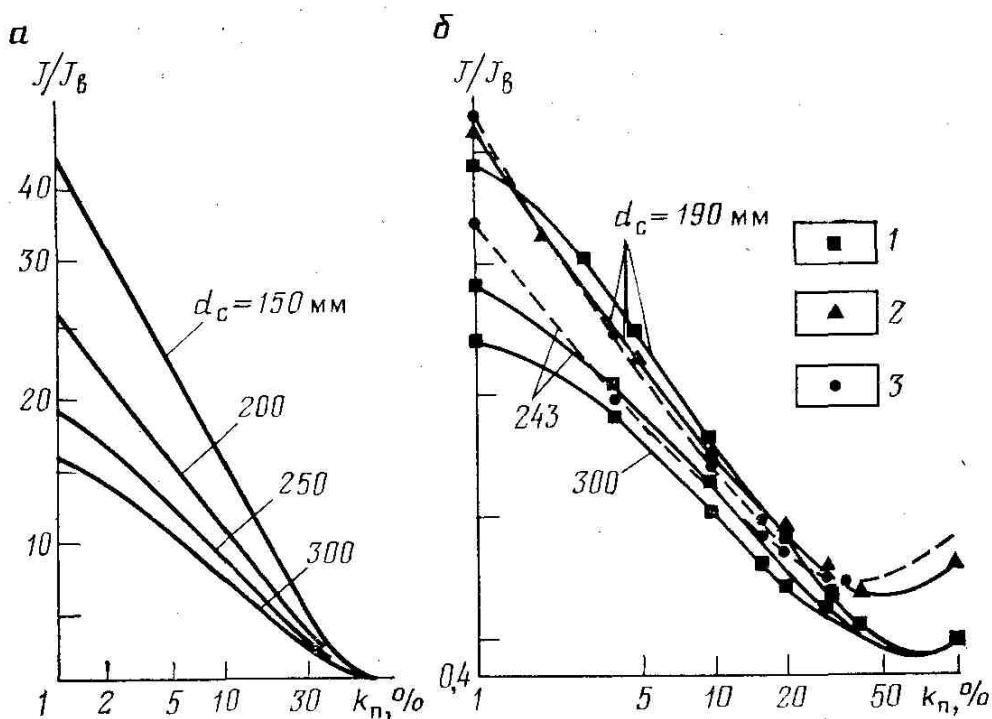


Рис. 62. Зависимость относительных показаний J/J_B прибора ДРСТ-1 от коэффициента пористости k_n известняков.

а- НМН-Т-50, (50- l_3 , см); б-НГМ-60; минерализация С воды в пласте и скважине: 1-0, 2-80 г/л, 3-180 г/л

Чаще всего в качестве опорных пластов используют бак с водой и плотный пласт ($k_n = 1\%$) той же литологии, что и исследуемый.

Общей особенностью зависимостей $J=f(k_n)$ для всех модификаций нейтронных методов является спад показаний с ростом k_n в области реальных значений изменения последнего. Лишь для НГМ при $k_n > 40-50\%$ показания после перехода через минимум начинают повышаться. Это обусловлено тем, что при больших значениях k_n величина L_γ растет быстрее, чем уменьшение L_n , и потому L_{ny} начинает увеличиваться с повышением k_n .

В интервале 3—30 % (несколько различном для разных методов и зондов) зависимость J от $\lg k_n$ практически линейная, т. е. можно аппроксимировать формулой

$$J = a - b \lg k_n; \quad a = \text{const}; \quad b = \text{const}, \quad (\text{I.172})$$

удобной при некоторых способах интерпретации.

Как впервые обратил внимание Э. Ю. Миколаевский, величина $1/J$ в довольно широком диапазоне изменения k_n линейно возрастает с повышением k_n . Применение зависимостей в такой форме существенно упрощает интерпретацию результатов. Так, зависимости $1/J=f(k_n)$ для скважин различного диаметра при заполнении скважины пресным раствором практически параллельны, а зависимости $J_{\text{оп}}/J = f(k_n)$, где $J_{\text{оп}}$ —показания в некотором опорном пласте с $k_n = 15-25\%$ —почти универсальны (рис.63).

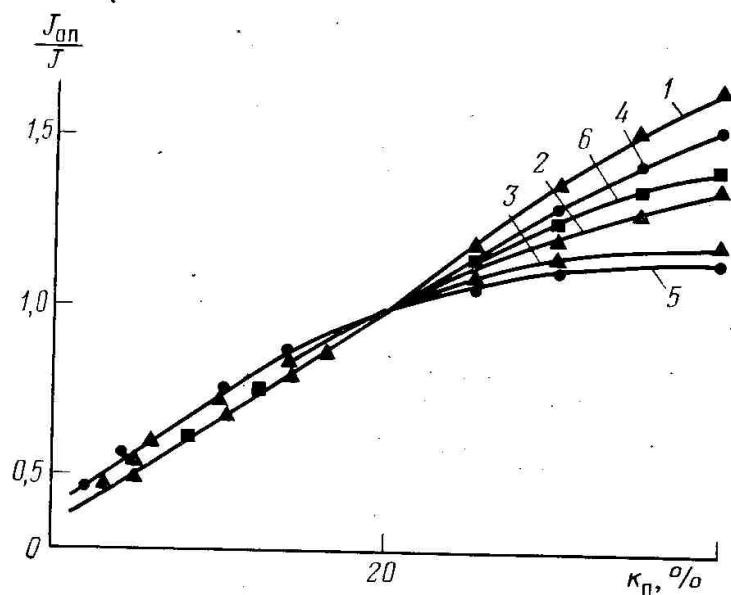


Рис. 63. Зависимость обратных показаний $J_{\text{оп}}/J$ для НГМ от коэффициента пористости k_n известняка.

Опорный пласт-известняк, $k_n=20\%$; диаметр скважины d_c : 1-3-190 мм, 4,5- 243 мм, 6-300 мм; 1,4,6- в скважине пресная вода: в скважине промывочная жидкость с минерализацией : 2-80 г/л, 3,5-180 г/л

Регистрация параметра $1/J$ вместо традиционного J упрощает градуировку масштаба диаграмм в единицах пористости. Этот масштаб получается практически линейным, а при изменении диаметра скважины происходит лишь смещение положения нуля на некоторую величину в единицах k_n .

Палеток зависимости отношения показаний двух зондов для двухзондовых методов получено пока мало. На рис. 64 показан пример такой зависимости для ННМ-НТ. Отношения показаний растут при уменьшении L_n , т. е. с увеличением k_n .

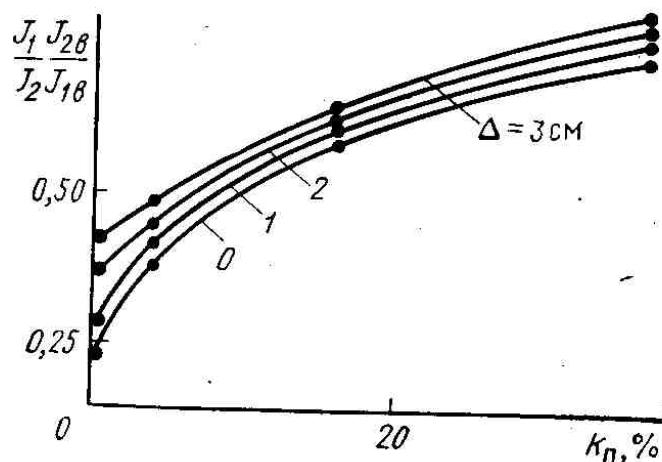


Рис. 64. Пример палетки зависимости отношения показаний каналов двух зондов ННМ-НТ от пористости пород.

Длина зондов $l_z=30$ и 52,5 см; $d_c=190$ мм; Δ -отклонение прибора от стенки скважины

Влияние глинистых и других минералов, содержащих связанную воду

Влияние этих минералов на показания НМ обусловлено содержанием ими связанной воды, различием плотности и химического состава этих минералов от плотности и состава чистой (без примесей) породы с тем же водородосодержанием.

Влияние содержания связанной воды эквивалентно увеличению пористости (ВИ) пласта на величину

$$\Delta w = k_{\text{гл}} w_{\text{св}}. \quad (\text{I.173})$$

Плотность глинистых минералов выше, чем у водоносных песчаников, известняков и доломитов с равным водородосодержанием. Поэтому значения L_3 , L_n и $L_{n\gamma}$, а также показания НМ глинистых пород ниже, чем для чистых пластов с тем же водородосодержанием. Указанный плотностной эффект растет с повышением аномалии плотности $\Delta \delta = \delta - \delta_{\text{ср}}$ и водородосодержания пласта. Кажущееся повышение пористости пласта по показаниям нейтронных методов, рассчитанное методом L-эквивалентности, показано на рис. 65.

Из рис. 65 видно, что при высоком водородосодержании пласта ($w=30\%$) аномалия плотности $\Delta \delta = 0,1 \text{ г}/\text{см}^3$ (что соответствует, например, содержанию каолинита $C_{\text{гл}} = 20\%$) действует на показания НГМ так же, как и повышение значения k_n на 3—4 % абс.

Влияние химического состава на показания НМ для большинства глинистых минералов слабее, чем плотностной эффект, особенно при ННМ-НТ. В случае ННМ-Т заметное влияние химического состава оказывают минералы, содержащие K, Fe и другие элементы с высоким сечением поглощения. Для глинистых минералов с умеренным количеством K и Fe химический эффект в 2—4 раза меньше, чем плотностной, и им часто можно пренебречь. Аналогично можно пренебречь плотностным эффектом при низком ($w < 10—15\%$ в зависимости от $k_{\text{гл}}$) ВИ породы. Влияние плотностного эффекта на результаты двухзондовых методов примерно такое же, как и для однозондовых, а влияние состава глинистых минералов-немногко меньше.

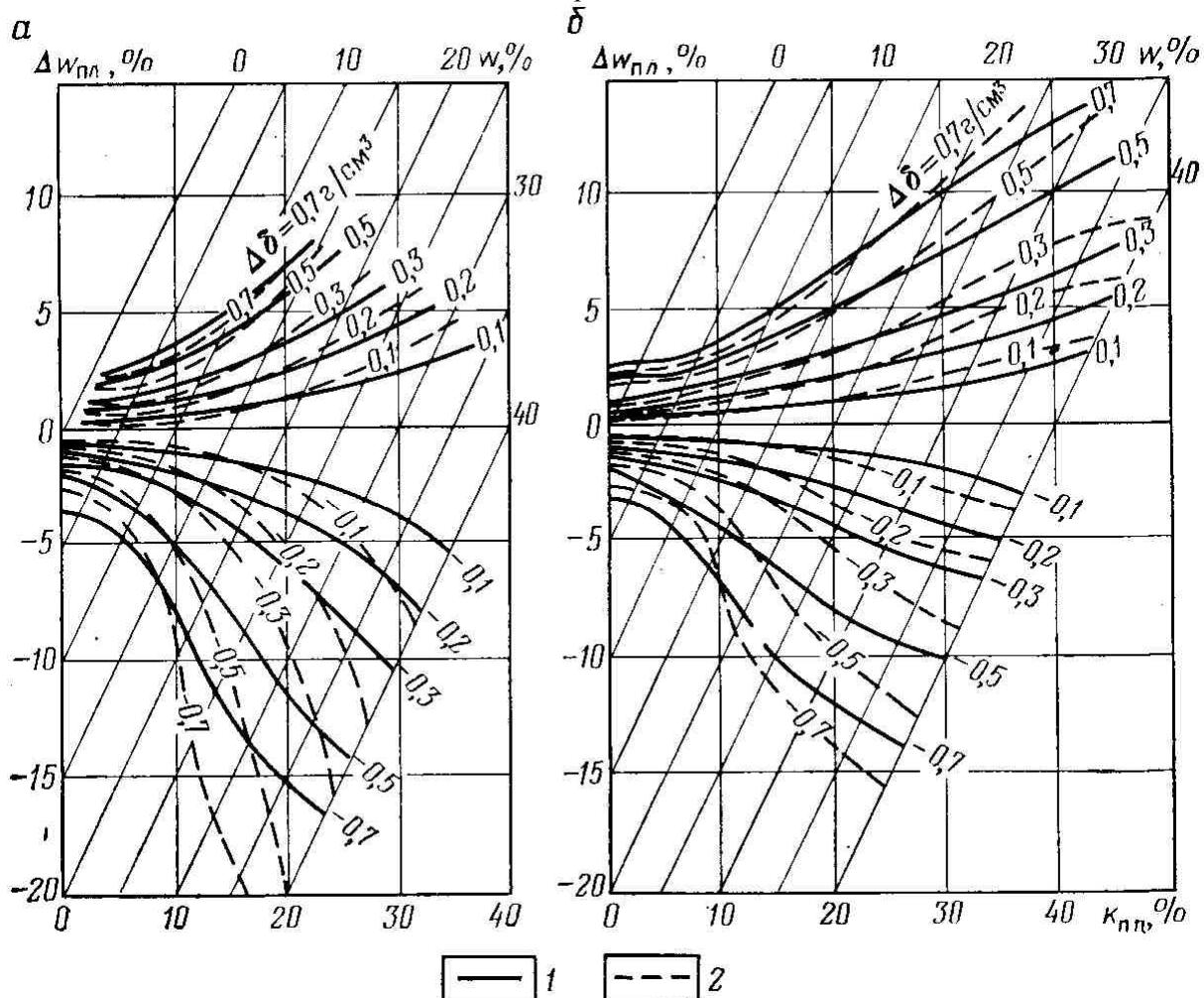


Рис. 65. Номограммы для определения поправки $\Delta\omega_{\text{пл}}$ за влияние плотностного эффекта на показания НГМ и ННМ-Т.

а- НГМ-60, обсаженная скважина, $d_c=190 \text{ мм}$; б-обобщённая номограмма для ННМ-Т; минерализация С пластовой воды: 1-0, 2-200 г/л

Влияние основного состава пород

Основной состав пород (известняк—песчаник—доломит м т. п.) влияет обычно значительно меньше на показания НМ, чем колебания пористости, однако при количественных определениях этот фактор необходимо учитывать. При одинаковой пористости показания в известняках ниже, чем в песчаниках, и выше, чем в доломитах.

Влияние минерального состава породы, точнее, величина

$$\Delta k_n = k_{n,n} - k_n,$$

где $k_{n,n}$ — нейтронная пористость, т. е. пористость известняка, показания против которого такие же, как против данного пласта с пористостью k_n , представлена на рис. 66. Там же показано, что величина поправки Δk_n для ННМ-Т и НГМ определяется не только основным составом пород, но и присутствием элементов с высоким сечением поглощения.

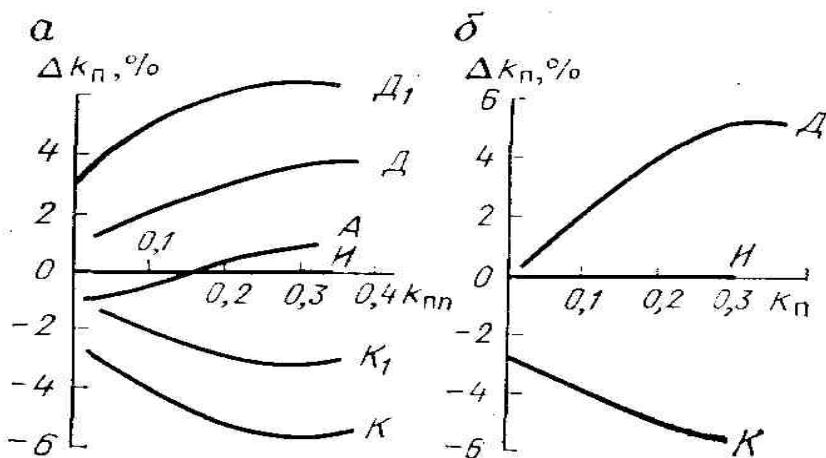


Рис. 66. Поправка $\Delta k_n = k_{n,n} - k_n$ за разницу минерального состава породы (известняка).
а- двухзондовый ННМ-Т; б-НГМ-60; состав скелета породы: И-известняк, К-кварц, А-ангидрит, Д-доломит, К₁,D₁-песчаник и доломит со значением A_n , превышающим в 2 раза величину A_n соответственно для SiO_2 и $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$

Как видно из рис. 66, наличие поглощающих примесей (предполагаем, что их содержание мало и не оказывается на величине L_3) приводит к такому же изменению пространственного декремента L_p и показаний двухзондового ННМ-Т, что и увеличение пористости на 2—3 % при разных k_n . Влияние их на показания однозондового метода примерно в 2 раза выше в связи с тем, что результаты измерений здесь уменьшаются за счет снижения не только L_d и L_n , но и τ .

Влияние газонасыщенности пород

Влияние этого фактора на показания НМ, как и глинистости, обусловлено изменениями водородного индекса и плотности пород. Уменьшение ВИ составляет величину $\Delta w_e = k_e k_n (1-w_e)$. Влияние плотности пород аналогично плотностному эффекту, определяемому глинистостью, но имеет обратный знак, т. е. уменьшает кажущуюся (нейтронную) пористость по сравнению с истинной. Величину плотностного эффекта Δ находят по рис. 65.

Влияние минерализации пластовых вод и других факторов

Влияние минерализации на показания ННМ-НТ обусловлено снижением ВИ. Показания возрастают так же, как при уменьшении пористости на величину $36Ck_n$. Для максимальной встречающейся минерализации вод ($C = 250—300$ г/л) это соответствует снижению кажущейся пористости на 9—11 % отн. практически независимо от длины зонда, диаметра скважины и других факторов. При интерпретации по методике двух опорных пластов (см. § 30) влияние минерализации значительно уменьшается, если величина C одинакова в опорных и исследуемом пластах.

Показания ННМ-Т уменьшаются с ростом минерализации. Влияние минерализации повышается при снижении диаметра скважины. С увеличением длины зонда относительное

изменение показаний растет, но вызываемая этим погрешность определения k_n несколько уменьшается.

Для НГМ поправка Δw_{Cl} за минерализацию пластовых вод меняет свой знак при некотором критическом значении $w_{Cl}=15—20\%$ (в обсаженных скважинах при 10—15%). В случае $w_{Cl} < w_{Clkp}$ повышение минерализации пластовых вод уменьшает показания НГМ (увеличивает значения k_{nn} по сравнению с k_n), т. е. $\Delta w_{Cl} > 0$, при $w_{Cl} > w_{Clkp}$ наоборот (рис. 67).

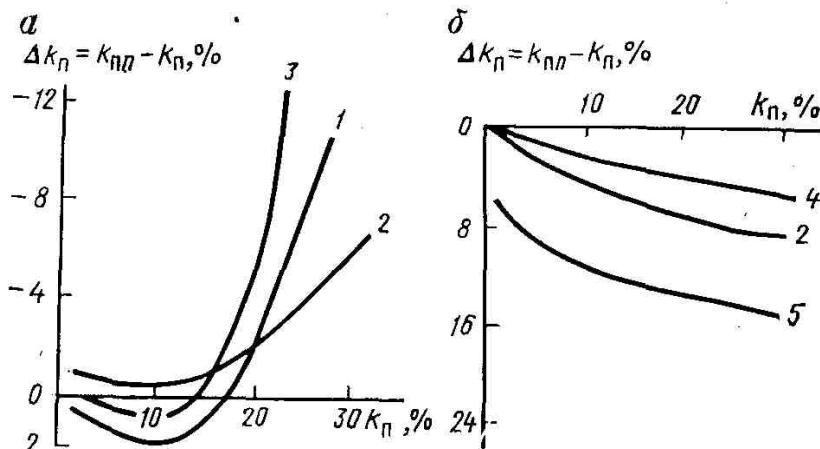


Рис. 67. Поправка за влияние минерализации пластовой воды C и промывочной жидкости (раствора) C_p .

а—на результаты НГМ-60 с прибором ДРСТ-3, $d_c=200$ мм (по Ю.А.Гулину, Ф.Х.Еникеевой, Б.К.Журавлеву); б—на данные ННМ-Т-40 с прибором ДРСТ-1, $d_c=200$ мм (по В. П. Иванкину); минерализация С пластовой воды- 1, 3-250 г/л 2-0, 4, 5-100 м/л-минерализация C_p промывочной жидкости: 1,4 — 0, 2, 3 — 250 г/л, 5 — 100 г/л

Влияние минерализации пластовых вод на результаты двухзондового ННМ-НТ такое же, как и при однозондовом методе, и в случае двухзондового ННМ-Т оно значительно меньше, чем при однозондовом. Уменьшение L_n за счет снижения L_d здесь частично компенсируется возрастанием длины замедления вследствие снижения ВИ, а изменения τ влияют на показания двух зондов примерно одинаково.

Влияние температуры, и давления, а следовательно, изменения плотности (ВИ нефти, воды и газа) приводит к увеличению показаний НМ с ростом температуры и небольшому снижению их с повышением давления. Для ННМ-Т и НГМ, кроме того, имеет место дополнительный рост показаний с увеличением температуры пласта, обусловленный повышением скорости тепловых нейтронов в пласте и промывочной жидкости. Поправки за влияние последнего фактора приведены на рис. 68.

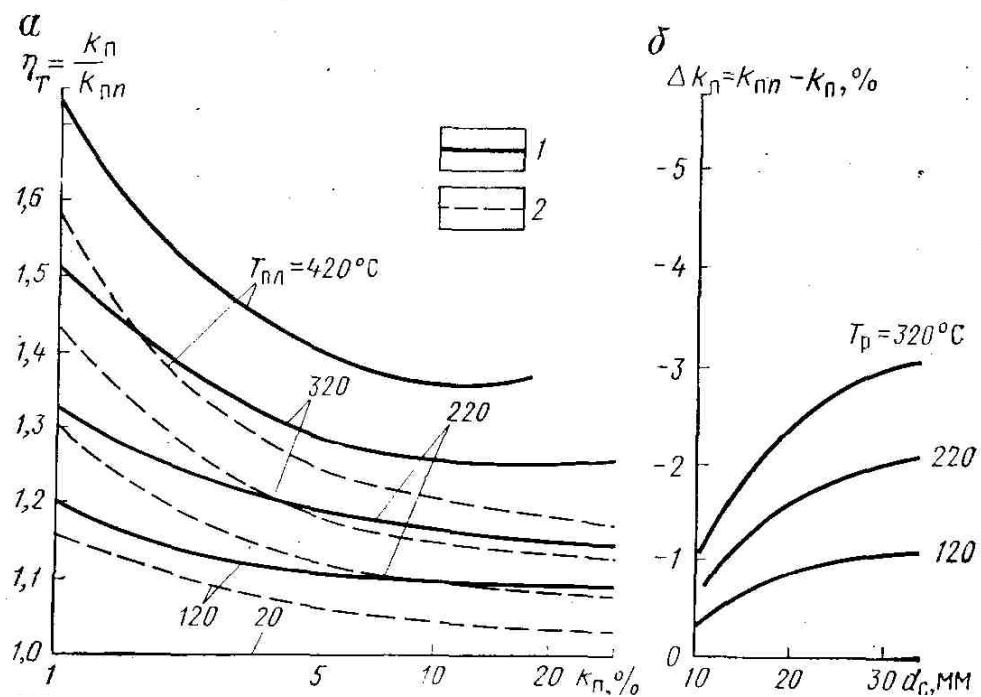


Рис. 68. Поправки в показания НГМ и ННМ-Т за влияние температуры на нейтронные свойства пласта (α) и скважины (δ) (по А. В. Булатову и автору).

Минерализация С пластовой воды: 1 — 0, 2-200 г/л; $T_{\text{пл}}$ — температура пласта, T_n — тоже, промывочной жидкости раствора (δ)

Влияние слоистости пород приводит к некоторому завышению показаний по сравнению с показаниями против однородного пласта с тем же средним составом. Этот эффект существен лишь при значительной (более чем на 10 % абс.) контрастности пластов по ВИ и мощности прослоев более 15 см.

Влияние скважинных факторов

Увеличение диаметра скважины, заполненной жидкостью, и смещение прибора от стенки к центру скважины приводят к возрастанию среднего значения ВИ в зоне исследования, а значит, к уменьшению показаний (см. рис. 62).

Влияние положения прибора в стволе скважины, в том числе за счет наличия глинистой корки, является максимальным для ННМ-НТ и минимальным для НГМ. Это связано с тем, что глубинность у ННМ-НТ—наименьшая, а у НГМ—наибольшая, значения же параметра k для воды в скважине и горных пород различаются сильнее, чем параметров τ и $\tau_{\gamma}v$.

Заполнение сухой скважины водой или нефтью приводит к уменьшению показаний НМ на больших зонах. Чувствительность метода к водородосодержанию в сухих скважинах по сравнению со скважинами, заполненными водой, снижается из-за смещения инверсионной области в область больших z .

Влияние диаметра сухих скважин меньше, чем заполненных. При очень большом диаметре его дальнейшее увеличение в пустой скважине приводит к медленному уменьшению показаний,

Влияние минерализации C_p среды, заполняющей скважину, на результаты ННМ-Т и НГМ противоположно. Повышение C_p , уменьшающей среднее время жизни нейтронов в зоне исследования ННМ-Т, снижает показания. В то же время значение $\tau_{\gamma}v$ и показания НГМ с ростом C_p увеличиваются (см. рис. 67). Влияние этого фактора для НГМ умеренно, а для ННМ-Т велико, особенно при большом диаметре скважины, поэтому в случае значительных величин R_c и C_p определение k_n по ННМ-Т становится практически невозможным. На результаты ННМ-НТ минерализация среды в скважине практически не влияет.

Влияние всех скважинных факторов на показания двухзондовых методов в несколько раз меньше, чем однозондовых, что представляет основное преимущество двухзондовых методов.

Итак, основное влияние на результаты однозондовых модификаций НМ оказывает водородосодержание в зоне исследования метода, т. е. водородосодержание горных пород, заполнение и диаметр скважины, положение в ней прибора. Для ННМ-Т в скважинах большого

диаметра с этим влиянием может быть сопоставимо влияние минерализации среды, заполняющей скважину.

§ 29. Спектрометрия γ -излучения радиационного захвата

Принципиальную возможность селективного определения содержания отдельных элементов в горной породе дает спектрометрия ГИРЗ, т. е. спектральная модификация НГМ (НГМ-С). Однако эффективность спектрометрической модификации НГМ-С ограничивается сравнительно низкой разрешающей способностью сцинтилляционных спектрометров и изменением спектра ГИРЗ при прохождении через породу, скважину и корпус прибора. Последний фактор наиболее сильно искажает мягкую область спектра ($E_\gamma < 3$ МэВ), где значительный вклад дает рассеянное γ -излучение. В связи с этим в настоящее время с помощью НГМ-С определяют лишь элементы, имеющие сравнительно жесткий спектр ГИРЗ и в то же время высокое макроскопическое сечение поглощения нейтронов.

К числу элементов, обладающих одновременно большими сечениями захвата и жестким спектром (с интенсивными линиями в области $E_\gamma > 6$ МэВ), относятся Fe, Mn, Cl, Ti, Cr, Ni, Cu и др. Сравнительно жесткий спектр с интенсивными линиями в области $E_\gamma = 3—6$ МэВ имеют и Al, Si, Ca. Хотя сечения захвата нейтронов у них весьма умеренные, но из-за высокой концентрации в породах их линии обычно легко выделяются на спектрах ГИРЗ. Большое число элементов дают ГИРЗ, основные линии которого находятся в области $E_\gamma < 3$ МэВ. Их определение по данным НГМ-С обычно сильно затруднено.

Суммарная мощность данной линии $E_{\gamma i}$ ГИРЗ, даваемого элементом X ,

$$Q_{\gamma i} = Q_n v_x(E_{\gamma i}) \frac{n_X \sigma_{3X}}{n_X \sigma_{3X} + \sum n_i \sigma_{3i}}, \quad (I.174)$$

где Q_n —мощность источника нейтронов; $v_x(E_{\gamma i})$ —выход линии E_γ на один нейtron; n_x —концентрация атомов данного элемента; n_i —то же, для других элементов среды ($i = 1, 2, \dots$), σ_{3X} —сечение захвата нейтронов данным элементом; σ_{3i} —то же, для элемента i .

Несмотря на смазанный характер аппаратурных спектров ГИРЗ, спектры отдельных элементов с жесткими линиями и разных типов горных пород могут существенно различаться. Так, спектр железной руды по сравнению со спектром известняка обогащен γ -излучением с энергией более 6 МэВ. В спектре известняка относительно высокий процент составляет γ -излучение с $E_\gamma = 5—6$ МэВ (рис. 69), в спектре никелевой руды 6—9 МэВ и т. п. Это позволяет определять содержание отдельных элементов путем измерения интенсивности γ -излучения в нескольких широких интервалах энергии (по числу элементов с интенсивными линиями) в области $E_\gamma > 3$ МэВ.

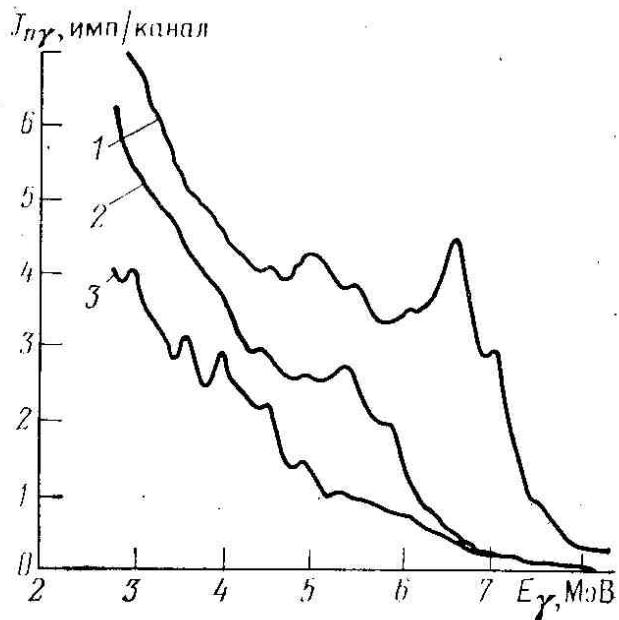


Рис. 69. Спектры ГИРЗ железной руды (1), известняка (2) и кварцевого песка (3)

Интенсивность J_i γ -излучения в любом интервале энергии (E_i , $E_i + \Delta E_i$) равна сумме интенсивностей J_{ij} в этом интервале, связанных с γ -излучением отдельных элементов, т. е.

$$J_i = \sum_{j=1}^m J_{ij}. \quad (I.175)$$

Величины J_{ij} и интегральная интенсивность $J_{\text{инт}}$ γ -излучения данного элемента изменяются пропорционально друг другу

$$J_{ij} = a_{ij} J_{\text{инт}}, \quad (I.176)$$

где коэффициенты a_{ij} , называемые *спектральными коэффициентами*, характеризуют форму спектра. Они не зависят от концентрации элементов и определяются по форме спектров, полученных на моделях пластов при тех же скважинных и аппаратурных условиях, что и в случае исследований в скважине. При известных значениях a_{ij} система уравнений (1.175) принимает вид

$$J_i = \sum_j a_{ij} J_{\text{инт}}, \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad (I.175a)$$

число неизвестных в которой равно количеству m элементов, дающих вклад в исследуемую область спектра.

Измеряя в скважинах интенсивности излучений J_i и используя спектральные коэффициенты a_{ij} , определенные на моделях пластов, из системы (I.175a) находят значения $J_{\text{инт}}; j$. Величины последних при постоянных замедляющих свойствах согласно выражению (1.174) пропорциональны отношению позволяют определить содержание n_x искомого элемента, если величина Σ практически постоянна или постоянна сумма $\Sigma' = \sum n_i \sigma_i$; для всех остальных элементов, или значение Σ достаточно тесно коррелируется с концентрацией n_x . Если эти условия не выполняются, то надо знать суммарное сечение поглощения для исследуемой породы (руды). Оно может определяться по данным импульсных нейтронных методов ИНК (см. гл. VIII), иногда по показаниям ННМ-Т.

Из § 27 следует, что интенсивность ГИРЗ, зарегистрированная детектором, довольно сильно зависит от водородосодержания пород, диаметра скважины, положения прибора и некоторых других факторов. В то же время формы спектров ГИРЗ при изменении этих факторов изменяются гораздо слабее. Заметное изменение спектра имеет место лишь в случае перехода от пустой скважины к скважине, заполненной водой. Поэтому при изучении простых сред (одна рудная компонента во вмещающей породе сравнительно простого состава) влияние указанных выше факторов удается исключить с использованием *спектральных отношений*, т. е. отношений интенсивностей в областях

энергии $E_{\gamma 1}$, где велик вклад определяемого элемента, и энергии $E_{\gamma 2}$, где интенсивность не зависит или слабо зависит от концентрации этого элемента.

Как видно из формулы (1.174), эталонировочные графики зависимости $J_{\text{инт}j}$ от n_x и C_x будут нелинейными. Как только произведение $n_x \sigma_{3x}$ становится сопоставимым с сечением всех остальных элементов, эта зависимость начинает выполаживаться. Поскольку при НГМ-С регистрируется нерассеянное γ -излучение, имеющее малый пробег, глубинность НГМ-С меньше, чем глубинность НГМ, и в различных условиях составляет 15—20 см.

Преимуществом НГМ-С по сравнению, например, с ГГМ-С, также применяемом для определения руд, является меньшее влияние диаметра скважины и положения в ней прибора. В частности, для приборов НГМ-С не обязательно наличие сравнительно сложных и «капризных» прижимных устройств.

§ 30. Область применения стационарного нейтронного метода. Основы интерпретации результатов

Выделение различных типов горных пород

Оно основано на различии в основном длин переноса излучения L_3 , L_n , L_{n_3} , т. е. водородосодержания разных пород.

Наиболее низкими показаниями НМ, близкими к показаниям в воде (0,8—1,2 усл. ед.), как в необсаженных, так и обсаженных скважинах отмечаются гипсы, глины, особенно если они размыты. Низкие показания на диаграммах ННМ-Т характерны также для высокопористых песков, песчаников и известняков, насыщенных высокоминерализованной водой. Данные НГМ и ННМ-НТ против таких пластов несколько выше. Высокие показания характерны для пластов с низким водородосодержанием—ангидритов, плотных известняков, кварцитов, почти всех магматических пород и большинства метаморфических. Результаты НГМ и ННМ-НТ против хлоридных солей (если они не размыты) еще выше, а показания ННМ-Т могут быть заметно меньше, чем против плотных известняков.

Определение коэффициента пористости пластов

Количественное определение k_n — основная область применения стационарного НМ в нефтяных и газовых скважинах. В газоносных пластах определение k_n только по данным НМ возможно, строго говоря, лишь в случаях, когда имеется достаточно глубокая зона проникновения, коэффициент остаточной газонасыщенности которой мал или известен из других источников.

Форма кривых НМ на границе пластов изучена в настоящее время недостаточно. Если, как принято, точка записи диаграмм отнесена к середине между источником и детектором, то границу приближенно определяют на середине аномалии после исправления диаграммы за влияние интегрирующей ячейки, или по началу крутого изменения показаний на диаграммах, искаженных указанным влиянием. Исправить диаграмму за влияние интегрирующей ячейки можно по формуле

$$J = J_{\text{пер}} + \tau_{\text{я}} (dJ_{\text{пер}}/dt),$$

где J — исправленная скорость счета; $J_{\text{пер}}$ — отсчет по диаграмме.

Однако, учитывая сложность вычислений при обработке без ЭВМ, полностью форму кривых не восстанавливают. По номограммам типа рис. 29, *a* находят коэффициент уменьшения аномалии и путем умножения на него величины аномалии относительно уровня подстилающих пород определяют истинную величину аномалии. Далее в показания НГМ вводят поправку за вклад естественного γ -излучения. Для этого из показаний, исправленных за $\tau_{\text{я}}$, вычитают показания ГМ, умноженные на коэффициент, равный отношению чувствительностей (в имп/мин) детекторов в каналах НГМ и ГМ.

Результаты НМ приводят к некоторым стандартным скважинным условиям путем внесения поправок за влияние скважинных факторов или используют палетки, составленные конкретно для данных скважинных условий. Если в разрезе скважин есть опорные пласти с точно известными свойствами, то обычно используют относительный параметр ΔJ [см. формулу (1.171)].

По значениям ΔJ или показаниям, проэталонированным иным способом (см. гл. X), определяют значение k_n . Оно соответствует истинной пористости, если состав скелета, минерализация вод (последнее—для ННМ-Т, НГМ) и термобарические условия такие же, для каких

составлена палетка. Иначе в кажущееся значение пористости k_{nn} по данным нейтронных методов вводят поправки за основной состав скелета, наличие примесей минералов со связанный водой, минерализацию вод, аномалию плотности, пластовые температуры и давление по номограммам, рассмотренным в § 28. Отдельную поправку за аномалию плотности вводят обычно в газоносных пластах. Различие плотностей известняков, песчаников, доломитов учитывается единой поправкой (литологической), одновременно принимающей во внимание и химический состав. Поправка за глинистость представляет сумму поправок за влияние связанный воды, аномалию плотности, а в некоторых случаях и химического состава.

Выделение коллекторов геофизическими методами основано, на изучении различных характеристик пластов, среди которых важное место занимает коэффициент пористости. Одного этого параметра, строго говоря, недостаточно для надежного выделения коллекторов, но в комплексе с некоторыми другими данными его широко используют при выделении коллекторов межзернового типа, поскольку для последних существует критическое (граничное) значение k_n составляющее в различных случаях величину 4—11%, чаще всего 6—7%. Породы являются коллекторами чисто гранулярного типа лишь при величинах k_n выше критического значения.

Коллекторы с высокой вторичной пористостью можно выделять путем сопоставления двух значений k_n , найденных по образцам керна $k_{n,ker}$ и по данным нейтронных методов $k_{n,nm}$. Определения на керне обычно соответствуют величине блоковой пористости и отличаются от $k_{n,nm}$ на величину вторичной пористости. Значительное, превышающее возможные погрешности, завышение $k_{n,nm}$ по отношению к $k_{n,ker}$ указывает на присутствие коллекторов с вторичной пористостью, как правило, кавернозных или трещинно-кавернозных. Разность $k_{n,nm} - k_{n,ker}$ равна вторичной пористости, являющейся практически эффективной.

Выделение газоносных коллекторов и количественное определение коэффициента газонасыщенности k_e возможно при отсутствии или в случае очень малой глубины зоны проникновения, например в обсаженных скважинах, длительно простоявших (качественное выделение). Водородосодержание в газоносном пласте при пластовых давлениях до 40 МПа значительно меньше, чем в том же пласте, полностью насыщенным водой. Поэтому при переходе от водоносной (или нефтеносной) части однородного пласта к газонасыщенной показания нейтронных методов возрастают. Ситуация может осложниться колебаниями других факторов, в первую очередь коэффициентов пористости и глинистости. При их существенных вариациях привлекают результаты других геофизических методов.

В частности, можно сопоставить данные НМ до крепления обсадной колонны (или лучше сразу после этого) и через некоторое время, достаточное для расформирования зоны проникновения (в процессе поисков и разведки месторождений), или же сопоставить последний замер с последующими (при контроле обводнения пластов).

Поскольку при таких сопоставлениях все свойства пластов, кроме газонасыщенности, остаются неизменными, изменение характера насыщенности определяют путем сравнения диаграмм, если они получены аппаратурой, проэталонированной в сопоставимых единицах. Так как часто приборы эталонированы неудовлетворительно, диаграммы сопоставляют после их приведения к единому масштабу, дающему совпадение диаграммы против пластов, не изменивших свою насыщенность (неколлекторы, водоносные пласты и т. п.).

Количественное определение коэффициента газонасыщенности (при известном значении k_n) подобно определению коэффициента пористости. После введения поправок за влияние интегрирующей ячейки и скважинных факторов по палеткам связи показаний с k_n определяют кажущуюся пористость k_{nn} пласта, которая зависит кроме факторов, рассмотренных при определении k_n , а также самого значения k_n еще от коэффициента газонасыщенности. В это значение вводят поправки за основной состав скелета породы и минерализацию пластовой воды. Исправленное значение k_{nn}^* в неглинистых пластах связано с k_n и k_e соотношением

$$k_{nn}^* = k_n (1 - k_e) + k_n k_e w_e + \Delta w_{pl} \approx w + \Delta w_{pl},$$

где Δw_{pl} — поправка за аномалию плотности. Поскольку Δw_{pl} зависит лишь от k_n и k_e , в результате расчетов легко построить номограммы для определения k_e по известным значениям k_n и k_{nn} . В глинистых коллекторах w и поправка Δw_{pl} зависят еще от величины k_{cl} .

Одновременное определение коэффициента пористости и состава скелета пород

Такое определение осуществляют путем интерпретации данных НМ в комплексе с данными ГГМ или акустического каротажа. Чтобы по комплексу показаний НМ и ГГМ разделять песчаники, известняки и доломиты, строят линии зависимости показаний НМ от данных ГГМ для этих пород (различные точки линий соответствуют разным значениям k_n), а через точки с одинаковыми значениями k_n проводят изолинии k_n (рис. 70). Для определения k_n и типа скелета пород на номограмму наносят точку с координатами k_{nn} и δ . Шифр k_n одной из систем кривых дает значение пористости пласта, а положение точки относительно линий для известняка, песчаника, доломита позволяет судить о составе скелета пород. Так, точка A соответствует пласту доломитизированного известняка с коэффициентом пористости $k_n = 20\%$.

Аналогично комплекс ГГМ и НМ может быть использован для определения k_n и k_e в зоне исследования методов. Поскольку ГГМ в настоящее время применяют для нахождения плотности пород лишь в необсаженных скважинах, этим комплексом обычно определяют k_e в зоне проникновения фильтрата промывочной жидкости. Значения k_n газоносных коллекторов таким путем определяются гораздо точнее, чем раздельно по данным НМ и ГГМ.

Разделение нефтеносных и водоносных пластов

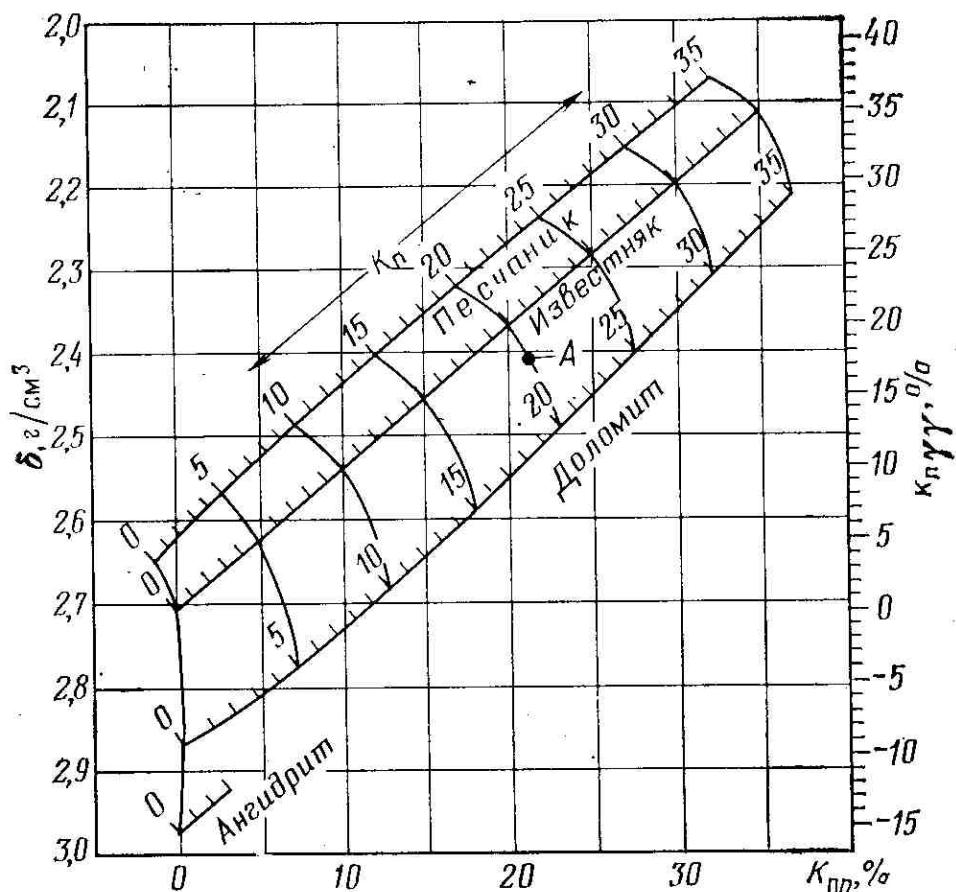


Рис. 70. Номограмма для определения k_n и типа скелета горных пород, исходя из значений кажущейся пористости k_{nn} по данным НМ и ГГМ ($k_{n\gamma\gamma}$)

Разделение нефтеносных и водоносных пластов и определение положения водонефтяных контактов (ВНК) возможно по данным ННМ-Т или НГМ лишь в благоприятных условиях, например при $k_n > 15—20\%$, $C > 150 \text{ г/л NaCl}$. Обычно эту задачу решают по данным импульсного нейтронного метода (см. гл. VIII).

При прочих равных условиях против нефтеносных пластов показания ННМ-Т выше, чем против водоносных, а показания НГМ—ниже (для НГМ в пластах с $k_n < 15—20\%$). Однако различие показаний против разных пластов обычно невелико (10—20% при $k_n=20\%$, $C=200 \text{ г/л}$). Чтобы другие факторы (колебания k_n , k_e и т. п.) не маскировали эффект насыщенности, применяют либо временные замеры (см. выше), либо сопоставление показаний нескольких методов, например НГМ и ННМ-Т. На

графике сопоставления показания НГМ для нефтеносных пластов ниже, чем для водоносных пород, а показания ННМ-Т выше (рис. 71).

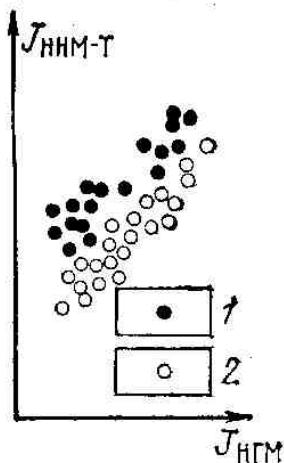


Рис. 71. Разделение нефтеносных (1) и водоносных (2) пластов путем сопоставления показаний НГМ и ННМ-Т

Можно также использовать способ совмещения диаграмм НГМ и ННМ-Т, нормированных таким образом, чтобы против пластов данной насыщенности (например, против водоносных пластов) они совпадали, независимо от значений k_n и k_{el} . Тогда пласти другой насыщенности отмечаются расхождением диаграмм.

Поскольку разделение нефтеносных и водоносных пластов по данным НМ основано на разных концентрациях хлора в них, различия показаний НГМ против нефтеносных и водоносных пластов могут быть увеличены подавлением γ -излучения скважины (например, борным окружением) и усилением относительного вклада γ -излучения хлора, в частности путем спектрометрии ГИРЗ.

Выделение и количественная оценка руд

Определение руд с высоким сечением поглощения нейтронов осуществляют в основном по данным ННМ-Т и НГ-М-С. В настоящее время ННМ-Т используют для выделения и оценки таких полезных ископаемых, как руды бора, редких земель (основной поглощающий элемент гадолиний), ртути.

Основными помехами при применении ННМ-Т являются изменения водородосодержания пород и руд, а также колебания диаметра скважины. Для уменьшения влияния водородосодержания в сухих скважинах используют инверсионные зонды, а для более точного его учета—два зонда ННМ-Т или зонды ННМ-Т и ННМ-НТ. С целью учета влияния каверн в сухих скважинах при качественном выделении руд также применяют два зонда ННМ-Т: доинверсионный и заинверсионный. Каверны в сухих скважинах при прочих равных условиях отмечаются максимумами на заинверсионном зонде и минимумами—на доинверсионном.

Как уже указывалось, НГМ-С используют для выделения и оценки руд элементов с высоким или средним сечением захвата и жестким спектром ГИРЗ, например никеля, меди, железа, хрома, серы. Преимуществом НГМ-С является его селективность. В отличие от ННМ-Т, дающего в сложных рудах суммарный эффект от поглощения нейтронов несколькими элементами, НГМ-С позволяет определять содержание отдельного элемента, например никеля, в разрезах, где повышенное поглощение нейтронов может быть связано с наличием сульфидных руд с увеличенным содержанием железа. При анализе железных руд важна независимость результатов НГМ-С от изменений пористости и плотности.

Указанный метод перспективен и для изучения вещественного состава пород в нефтяных и газовых скважинах. Выделение с его помощью кремния, кальция, серы и некоторых других элементов поможет определению основного состава скелета пород, что важно само по себе, а также для введения поправок за тип скелета при интерпретации данных НМ, ГГМ и акустического каротажа.

Решение технических задач

Глава VII СТАЦИОНАРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД

Технические задачи с помощью нейтронных методов решают иногда в нефтяных и газовых скважинах, особенно в эксплуатационных. Например, диаграммы НГМ четко фиксируют уровень жидкости в стволе скважины повышением показаний при выходе из жидкости и могут быть использованы для определения интервалов отложения парафина выше уровня жидкости с целью выяснения некоторых других вопросов,

Глава VIII ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД

§ 31. Физические основы

При импульсном нейtronном методе (ИНМ) применяют импульсный источник, испускающий быстрые нейтроны периодически с частотой $1—10^3$ Гц в течение коротких интервалов времени $\Delta t_i = 1—10^2$ мкс (рис. 72).

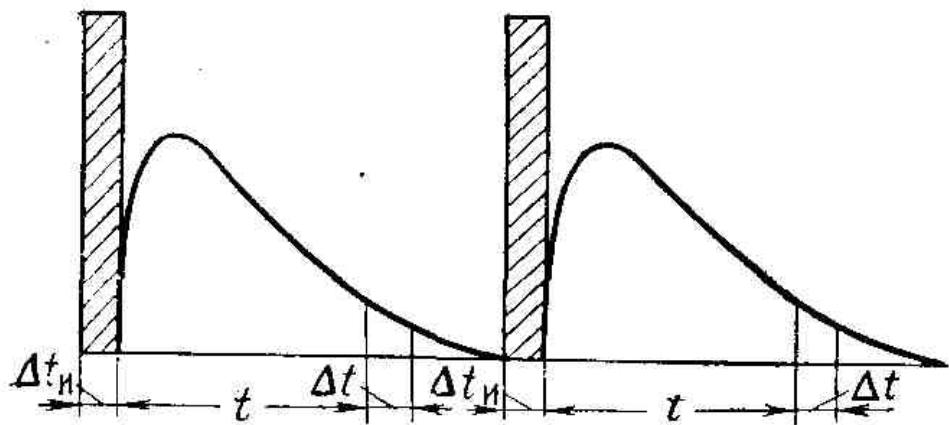


Рис. 72. Распределение тепловых нейтронов во времени при ИНМ.
Заштрихованы импульсы источника

В выбранные интервалы времени Δt с помощью специальной схемы—временного анализатора импульсов — регистрируют медленные нейтроны или ГИРЗ. Время с момента выключения источника или иногда с момента его включения до начала измерений называют временем задержки t .

Основными модификациями ИНМ являются *импульсный нейtron-нейtronный метод* ИННМ и *импульсный нейtronный гамма-метод* ИНГМ, изучающие процесс спада плотности соответственно тепловых нейтронов и ГИРЗ во времени. Исследование нестационарного поля нейтронов позволяет получить дополнительную информацию, не даваемую стационарными методами. Зондовое устройство для ИНМ принципиально подобно установкам ННМ и НГМ. Основное различие между ними заключается в использовании в качестве источника импульсных генераторов нейтронов. Аппаратура ИНМ состоит из скважинного прибора и наземных блоков(рис.73).

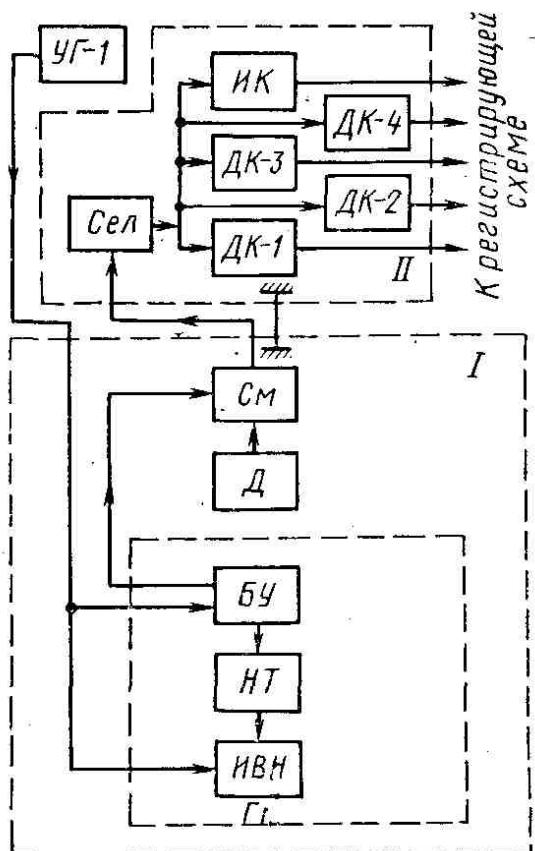


Рис. 73. Упрощенная блок-схема аппаратуры импульсных нейтронных методов

В скважинном приборе I размещен импульсный генератор нейtronов, детектор нейtronов (или γ -квантов) D , а также другие блоки, имеющиеся во всех радиометрах. Наземная аппаратура включает в себя источники питания и панель управления II с временным анализатором. На примере серийного прибора типа ИГН-4 познакомимся с общими принципами работы такой аппаратуры.

Важнейший блок скважинного прибора — генератор нейtronов GN , состоит из источника высокого напряжения IWN , ускорительной нейтронной трубки HT и блока управления BU . Ускорительная (нейтронная) трубка является основной частью генератора нейtronов. Ее работа рассмотрена в § 12 (см. рис. 16). Работа источника высокого напряжения в импульсном режиме обеспечивается подачей импульса положительного напряжения на анод ионного источника HT . Лишь в течение времени действия этого импульса происходит образование ионов дейтерия, а следовательно, и нейtronов. Управляющая схема BU обеспечивает подачу импульсов заданной длительности ($1-10^2$ мкс) через определенные (2500 мкс) интервалы времени. Выход нейtronов составляет обычно 10^7-10^8 с $^{-1}$. Расход дейтерия восполняется из хранилища, представляющего собой титановую проволоку, насыщенную дейтерием. Для выделения сорбированного дейтерия из хранилища последний нагревается электрическим током.

Нейтронная трубка и IWN расположены в отдельном отсеке скважинного прибора, заполненного трансформаторным маслом или другой электроизоляционной жидкостью. Детектор нейtronов D представляет собой блок параллельно включенных пропорциональных счетчиков. Существуют приборы для импульсных методов с сцинтиляционными счетчиками, позволяющими путем смены люминофоров осуществлять по желанию регистрацию нейtronов (ИННМ) или γ -квантов (ИНГМ или активационный каротаж). Импульсы от счетчиков, а также маркерный импульс, указывающий момент срабатывания генератора нейtronов, передаются на поверхность по одной из жил трехжильного кабеля. Совмещение этих составляющих сигнала осуществляется в смесителе C_m . По второй жиле кабеля в скважинный прибор подается питающее напряжение от унифицированного генератора $UG-1$, третья жила — общая («Земля»).

В наземной панели происходит разделение маркерных и с четных импульсов с помощью селектора Cel . Счетные импульсы усиливаются, формируются блоками (не показанными на рис. 73) и поступают на входы дифференциальных каналов $DK-1-DK-4$ временного анализатора, каждый из которых регистрирует лишь импульсы, приходящие в заданном интервале времени после маркерного

импульса. Этот интервал различен для разных каналов, что позволяет определить изменение скорости счета в зависимости от времени задержки. Один из каналов (*ИК*) регистрирует интегральный счет, т. е. интенсивность всех нейtronов независимо от времени их прихода к индикаторам. Эта величина представляет собой по существу показание стационарного ННМ-Т.

Работа каналов управляется маркерным импульсом. Маркерный импульс запускает одновибраторы задержки дифференциальных каналов, открывающих каждый свой временной канал после заданного времени задержки. Импульсы каждого канала, как и в других радиометрах, нормируются и подаются на интеграторы (на рис. 73 не показаны), далее на многоканальный регистрирующий прибор. Предусмотрена также возможность счета числа импульсов в каждом канале с помощью пятиканального блока пересчета. Для установки масштабов имеется калибратор.

§ 32. Решения прямых задач импульсного нейтронного метода

Относительно простое приближенное решение задач ИНМ получено лишь для однородной среды. Рассмотрим зависимость числа нейtronов от времени во всем объеме однородной бесконечной среды, в которую при $t = 0$ введено некоторое количество N_0 тепловых нейtronов. Уменьшение dN числа тепловых нейtronов N в интервале времени $(t, t+dt)$ согласно § 4

$$dN = -N v_t \sum_{\alpha} dt = -NA_n dt,$$

где v_t — скорость тепловых нейtronов. Это уравнение с точностью до обозначений совпадает с уравнением (1.1), и его решением будет

$$N = N_0 e^{-A_n t}. \quad (I.177)$$

Среднее время жизни нейтронной

$$\tau = \frac{\int t dN(t)}{\int dN} = \frac{\int t A_n e^{-A_n t} dt}{\int A_n e^{-A_n t} dt} = \frac{1}{A_n}, \quad (I.178)$$

т. е. совпадает с определением, введенным формулой (1.45а) для стационарного источника. Итак, в однородной среде число тепловых нейtronов во всем пространстве уменьшается экспоненциально в e раз за время τ .

Пространственно-временное распределение плотности тепловых нейtronов в однородной среде можно рассчитать по формуле (1.74), если предварительно расшифровать распределение $q_3(r)$ плотности замедления нейtronов согласно формулам (1.58а), (1.64) или (1.65б) в зависимости от того, какое из приближений применимо в рассматриваемой среде. Решение в случае, когда плотность замедления описывается формулой (1.58), уже было получено в виде формулы (1.74а).

Простота формулы (1.74а) обусловлена тем, что в возрастном приближении процесс замедления приводит к такому же гауссовому распределению плотности замедления, как и процесс нестационарной диффузии. Поэтому указанные процессы как бы представляют последовательные этапы единого процесса диффузии, на первом этапе которого (во время замедления) нейtrоны удаляются, от источника в среднем на расстояние $(\theta\phi)^{1/2}$, а на втором этапе (диффузия тепловых нейtronов) — на расстояние $(Dt)^{1/2}$. Отсюда суммарное среднеквадратическое удаление за два этапа равно $(\theta\phi + Dt)^{1/2}$.

Это соображение позволяет сравнительно просто получить пространственно-временное распределение плотности ГИРЗ от точечного источника быстрых нейtronов. Плотность источников ГИРЗ в точке r в момент времени t согласно выражению (1.163)

$$S_{\gamma} = n_t(\vec{r}, t) v_t \sum_{\alpha} v = n_t(\vec{r}, t) A_n v = \frac{n_t(r, t) v}{\tau}. \quad (I.179)$$

Если бы длина переноса γ -квантов равнялась нулю, распределение их плотности

$$n_\gamma = S_\gamma \tau_\gamma = \frac{n_t \tau_\gamma v}{\tau} = \frac{n_t A_n v}{A_\gamma}.$$

Отличие L_γ от нуля, согласно приведенным выше соображениям, можно приближенно учесть, если в формуле (1.74б) для $n_t(r, t)$ длину миграции нейтронов $(\theta_\phi + Dt)^{1/2}$ к моменту t заменить суммарной длиной миграции нейтронов и ГИРЗ, т. е. $(\theta_\phi + L_\gamma^2 + Dt)^{1/2}$. Временем пробега γ -квантов из-за его малости пренебрегаем.

Таким образом, окончательно для распределения плотности ГИРЗ можно записать следующее приближенное выражение:

$$n_\gamma(r, t) = \frac{Q}{[4\pi(\theta_\phi + L_\gamma^2 + Dt)]^{3/2}} \cdot \frac{v\tau_\gamma}{\tau} \times \\ \times \exp \left[-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4(\theta_\phi + L_\gamma^2 + Dt)} \right]. \quad (I.179a)$$

Полученные аналитические формулы лишь приближенно учитывают распределение плотности замедления и разброс времени замедления для различных нейтронов, поэтому они недостаточно точно описывают распределение нейтронов при малых значениях t . Более точные данные о нестационарном распределении нейтронов были получены методом Монте-Карло. На рис. 74, а приведены результаты расчета временного распределения тепловых нейтронов методом Монте-Карло и по формуле (1.74а), а на рис. 74, б, в — распределения нейтронов и ГИРЗ, полученные методом Монте-Карло.

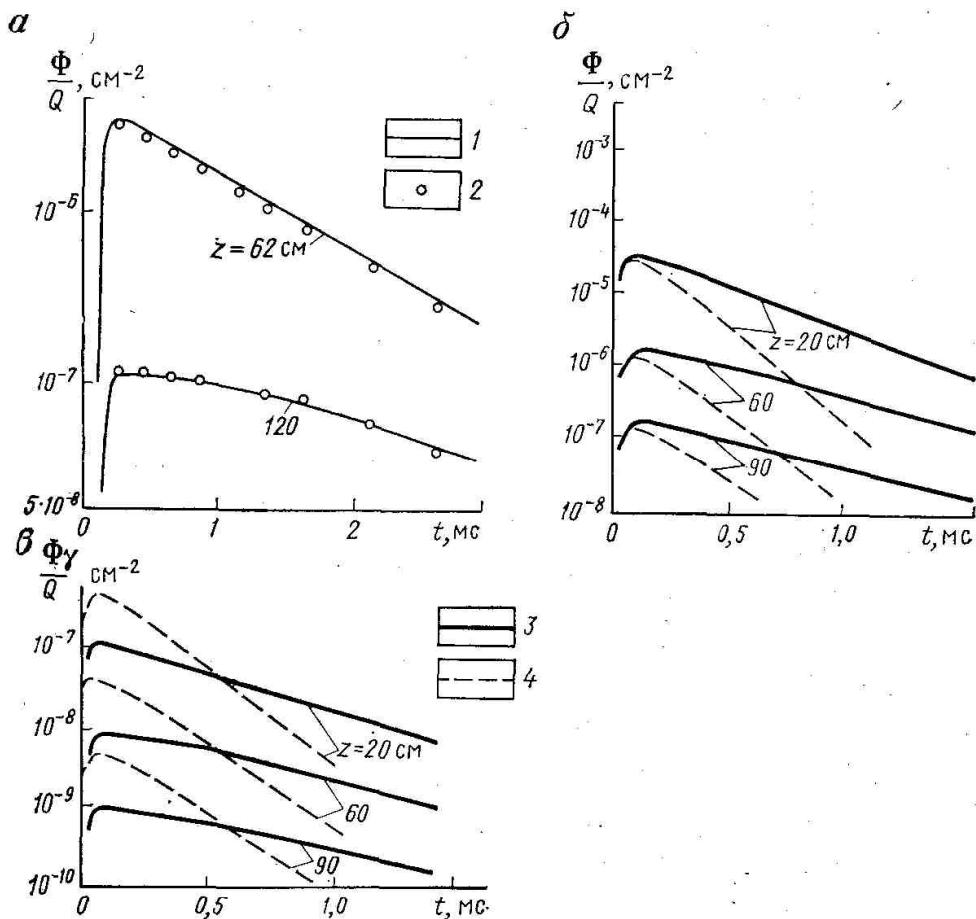


Рис. 74. Временное распределение плотности нейтронов (а, б) и γ -квантов радиационного захвата нейтронов (в) в однородном песчанике

При малых значениях t (20—600 мкс в зависимости от водо-родосодержания среды и расстояния от источника z) плотность тепловых нейтронов растет благодаря замедлению быстрых нейтронов. При больших величинах t процесс замедления практически завершается, начинается спад плотности нейтронов из-за их поглощения. В дальнейшем временная зависимость приближается к экспоненциальной с таким же наклоном, (временным декрементом), как у экспоненты e^{-Ant} , описывающей согласно уравнению (1.177) уменьшение числа нейтронов во всем пространстве.

Плотность тепловых нейтронов при любых зондах и временах задержки уменьшается с ростом нейтронопоглощающей активности пласта. Например, водоносные пласты, насыщенные минерализованной водой, при равных значениях k_n отмечаются меньшими показаниями ИНГМ, чем нефтеносные, содержащие меньше хлора на единицу объема породы.

Распределение ГИРЗ в целом подобно распределению тепловых нейтронов. Однако поскольку интенсивность γ -излучения в данной точке пропорциональна средней плотности источников S_y (а следовательно, и n_t в некоторой окрестности этой точки), то влияние длины зонда на форму распределения здесь выражено слабее, а различие наклона кривых от наклона экспоненты e^{-Ant} меньше.

Характерной особенностью кривых $n_t(t)$ при ИНГМ является их пересечение для пластов с равной пористостью, но с различным содержанием хлора (см. рис. 74, в). Этот эффект был предсказан автором на основании следующих соображений.

Плотность источников ГИРЗ согласно выражению (1.163) пропорциональна средней плотности нейтронов в окрестности данной точки и отношению v/t . Значение последнего для водоносного пласта выше, чем для нефтеносного. При небольших величинах t , когда плотности нейтронов в водоносном и нефтеносном пластах равной пористости различаются мало, соотношение показаний в нефтеносном и водоносном пластах такое же, как и соотношение v/t , т. е. показания ИНГМ в водоносном пласте выше, чем в нефтеносном. Различие n_t в нефтеносном и водоносном пластах возрастает со временем экспоненциально и при значительных t становится большим, чем различие параметров v/t . Поэтому показания ИНГМ против водоносного пласта становятся ниже, чем в нефтеносном (см. рис. 74, в).

Таким образом, форма временного распределения тепловых нейтронов и ГИРЗ в однородной среде зависит в основном от среднего времени жизни тепловых нейтронов. Аналитическое изучение пространственно-временного распределения тепловых нейтронов в системе скважина—пласт осуществлено А. Л. Поляченко в двухгрупповом приближении, рассмотренном в § 8 и 27.

Поскольку при значительных величинах t распределение тепловых нейтронов слабо зависит от начального распределения источников (плотности замедления), применение рассмотренной теории для описания пространственного и особенно временного распределения от импульсного источника оправдано больше, чем при решении задач стационарного НМ.

Решение задачи в случае $\tau_c < \tau_{npl}$ может быть приближенно представлено в виде где $n_t \text{ одн}(z, t)$ — распределение нейтронов в однородной среде; c — коэффициент, зависящий в основном от диаметра и заполнения скважины, частично от свойств пласта, но не зависящий от 2 и t (c уменьшается с ростом диаметра заполненной скважины и с увеличением A_n); S — функция влияния скважины, стремящаяся к единице при больших значениях t и возрастающая с уменьшением t .

Хотя влияние скважины на абсолютные значения плотности нейтронов имеет место при любых t (за счет коэффициента c), но форма временного распределения при больших t становится близкой к форме распределения в однородной среде. Поэтому временной декремент распределения

$$\lambda = \frac{\ln n_t(t_1) - \ln n_t(t_2)}{t_2 - t_1} \quad (I.180)$$

оказывается очень близким к декременту в однородной среде и к истинному значению A_{npl} пласта. В зависимости от соотношения нейтронопоглощающих способностей пласта A_{npl} и скважины A_{nc} А. Л. Поляченко выделил случаи *сильного* ($A_{npl} > A_{nc}$) и *слабого* ($A_{npl} < A_{nc}$) поглощения нейтронов. Рассмотренное выше относится к случаю слабого поглощения. При $A_{npl} > A_{nc}$ влияние скважины оказывается несравненно более сильным и условие $S > 1$ не выполняется.

Эти выводы подтверждаются и результатами более точных расчетов методом Монте-Карло, справедливых при любых значениях t , а также конечно-разностным многогрупповым методом, разработанным наиболее полно А. Л. Поляченко и В. Г. Цейтлиным, который справедлив для величин t от нескольких сот микросекунд.

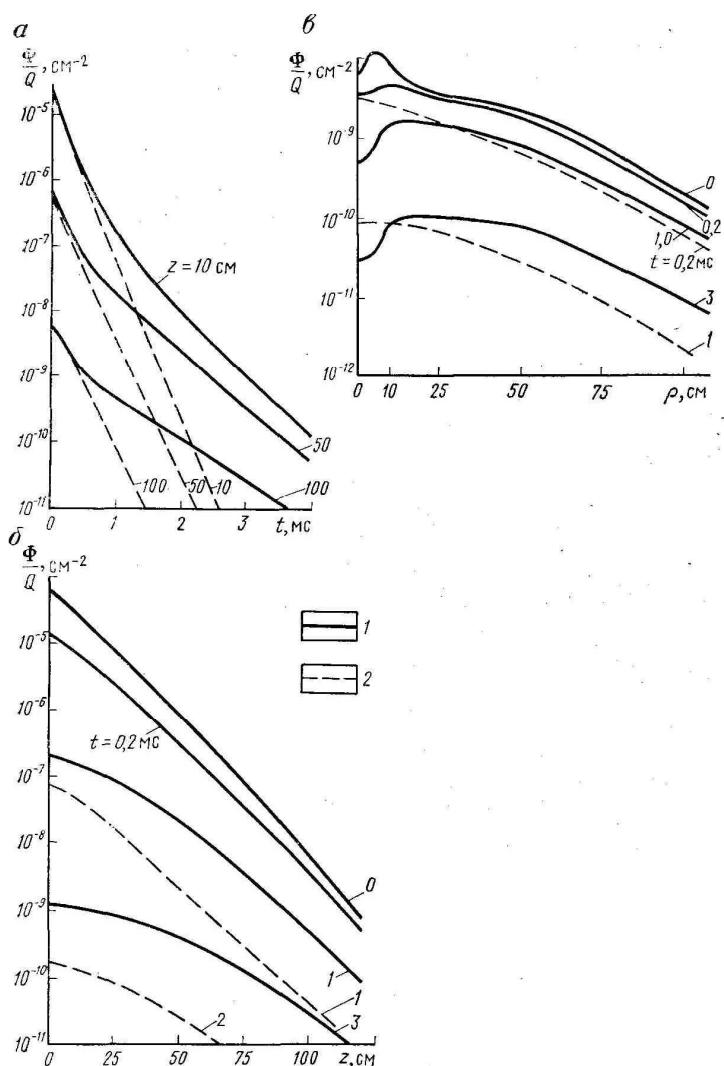


Рис. 75. Распределение плотности тепловых нейтронов во времени на оси скважины (а) и по осям Z (б) r (в) системе скважина – пласт.

Методом Монте-Карло, примененным впервые для решения задач ядерной геофизики С. А. Денисиком, Б. Е. Лухминским и автором, рассчитаны пространственно-временные распределения нейтронов в двух- и трехслойных средах с цилиндрическими границами раздела. На рис. 75 приведены временные и пространственные распределения плотности тепловых нейтронов в двухслойной среде, а на рис. 76 — в трехслойной.

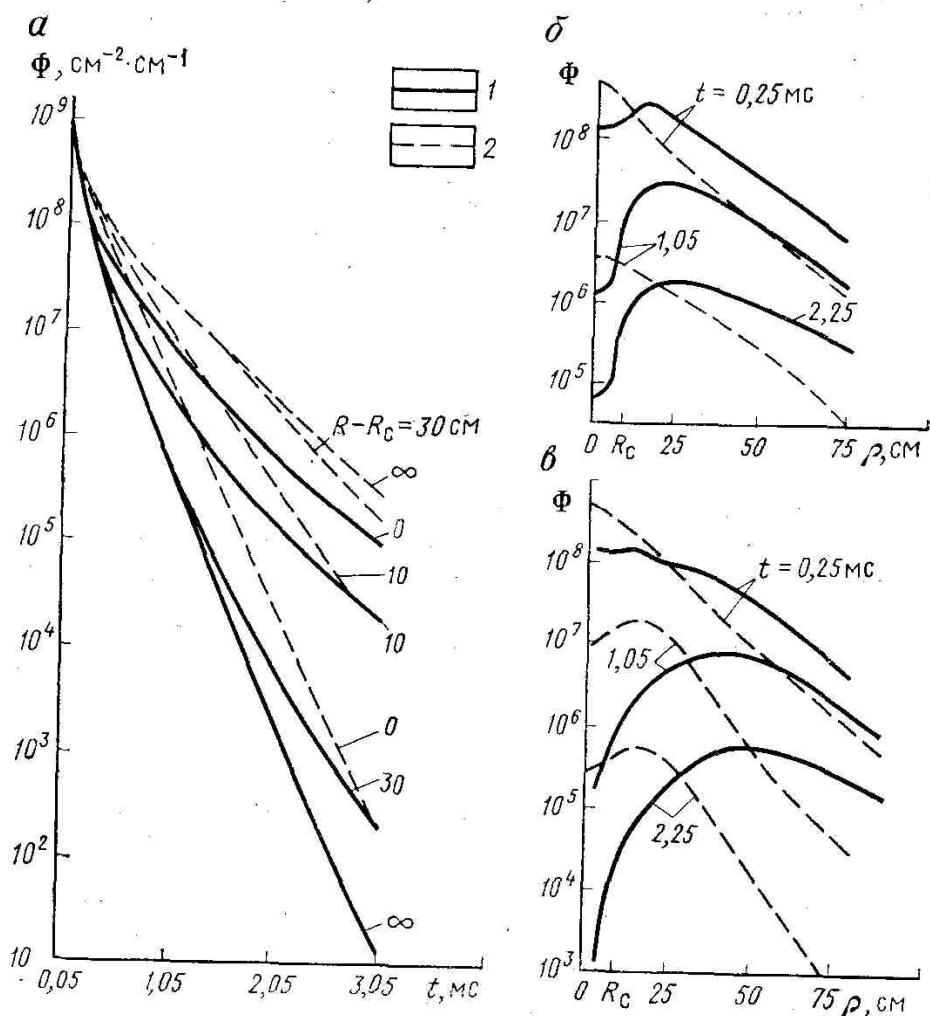


Рис. 76. Распределение плотности тепловых нейтронов во времени на оси скважины (а) и в радиальном направлении (б, в) в системе скважина—зона проникновения—пласт.

Глубина зоны проникновения: б — 0, в — 200 мм; 1 — пласт нефтеносный зона проникновения насыщена соленой водой ($C=200 \text{ г/л}$); 2 — пласт насыщен соленой водой ($C=200 \text{ г/л}$) зона проникновения — пресной

В случае слабого поглощения ($\tau_c < \tau_{\text{пл}}$) кривые $\Phi(t)$ при больших значениях t так же, как и в однородной среде, по своей форме приближаются к экспоненте $e^{-t/\tau}$. Для малых величин t форма кривых значительно отличается от кривых в однородной среде. Значение асимптотического времени t_{ac} , при котором кривые практически становятся экспонентой (возможно имеющей несколько иной декремент, чем $A_{\text{pl}} = 1/\tau$) возрастает с уменьшением размера зонда, ростом диаметра скважины и контраста нейтронных свойств пласта и среды в скважине, а также при удалении детектора от стенки скважины. Положение источника относительно оси скважины мало влияет на форму кривых $\Phi(t)$, хотя заметно сказывается на абсолютной величине Φ . В терригенном и карбонатном разрезах обычно $t_{ac} = 0,5—1,0 \text{ мс}$.

Качественно влияние указанных факторов легко объясняется при рассмотрении пространственного распределения нейтронов в случаях различных времен задержки (см. рис. 75, б, в). Начальное (при $t = 0$) распределение тепловых нейтронов, совпадающее с плотностью замедления нейтронов, испытывает разрыв на стенке скважины, ибо плотность потока Φ нейтронов на границе сред непрерывна, а замедляющая способность $x = E_p \xi$ разрывна. Поэтому плотность замедления, равная согласно формуле (1.54) произведению этих величин, испытывает такой же разрыв, как и Φ (см. рис. 75, б, в).

В среднем же к концу процесса замедления (момент достижения максимума кривой $\Phi(t)$) плотность тепловых нейтронов в скважине на малых зонах значительно выше, чем в пласте. В связи с этим при небольших значениях t наблюдается интенсивный диффузионный переток нейтронов из скважины в пласт и их плотность в скважине убывает быстрее экспоненты e^{-t/τ_c} . Чем меньше

водородосодержание пласта, тем больше контраст в значениях κ для пласта и скважины, больше коэффициент диффузии нейтронов в пласте и соответственно круче начальный участок кривой $\Phi(t)$. Через некоторое время плотность нейтронов в скважине становится ниже, чем в пласте ($\tau_c < \tau_{пл}$), и направление диффузии меняется, кривая — более пологой, чем для экспоненты e^{-t/τ_c} , поскольку поглощение нейтронов в скважине частично компенсируется их притоком из пласта. С ростом t перепад Φ на границе скважины и пласта, а также диффузионный переток возрастают настолько, что приток нейтронов из пласта почти полностью компенсирует более быстрое, чем в пласте, поглощение нейтронов и временной ход плотности нейтронов в скважине начинает повторять соответствующую зависимость в пласте.

На больших зонах средняя плотность нейтронов в скважине ниже, чем в пласте, поэтому почти с самого начала процесса диффузия нейтронов направлена из пласта в скважину и скорость спада плотности нейтронов во времени более пологая, чем экспонента e^{-t/τ_c} , а в некоторых случаях даже $e^{-t/\tau_{пл}}$. Исключением может быть лишь небольшой начальный участок после максимума кривой $\Phi(t)$, где из-за наличия острого максимума у стенки скважины поток нейтронов в течение небольшого времени $t=10^2$ мкс может быть сначала направлен от стенки скважины к ее середине. При больших значениях t картина радиального распределения нейтронов на всех зонах примерно одинакова.

Итак, в случае слабого поглощения ($\tau_c < \tau_{пл}$) кривые распределения $\Phi(t)$ при больших временах задержки сравнительно мало отличаются от кривых распределения в однородном пласте, т. е. от $e^{-t/\tau_{пл}}$. Этот эффект почти полного исключения влияния скважины на форму временного распределения при больших значениях t , позволяющий оценить величину $\tau_{пл}$, является важнейшей положительной особенностью ИНЫМ и ИНГМ.

Описанная картина не имеет места в случае сильного поглощения ($\tau_c > \tau_{пл}$). Здесь при больших значениях t плотность нейтронов в пласте на всех зонах ниже, чем в скважине. Диффузионный переток направлен из скважины в пласт. При типичных диаметрах скважин сравнительно большой объем относительно слабопоглощающей среды в скважине служит как бы хранилищем нейтронов. Их отток из скважины даже в случае бесконечного сечения поглощения пласта происходит относительно медленно, особенно когда толщина скважинкой среды больше длины диффузии нейтронов (для воды $L_d = 2,3$ см). Из-за многократного рассеяния нейтронов в скважине их уход даже в пустоту происходит с малой скоростью. В результате скорость спада плотности нейтронов в скважине существенно отстает от скорости спада в пласте и даже при сравнительно больших значениях t происходит лишь ненамного медленнее, чем в однородной среде с $\tau = \tau_c$.

Подобная роль хранилища нейтронов среды со слабыми поглощающими свойствами приводит еще к ряду следующих эффектов, представляющих интерес при ИНМ.

1. При наличии зоны проникновения пресного фильтрата промывочной жидкости в водоносный пласт среднее время жизни нейтронов в такой зоне больше, чем в скважине и пласте, насыщенном соленой водой. Поэтому через некоторое время после импульса источника максимум плотности тепловых нейтронов устанавливается в зоне проникновения (см. рис. 76, в). Поток нейтронов направлен из нее в скважину и пласт. Более быстрое поглощение нейтронов в пласте приводит к некоторому ускорению диффузии в пласт, соответственно несколько ослабляется поток нейтронов из зоны в скважину и увеличивается скорость спада плотности нейтронов в скважине. Однако такое (опосред-ственное) влияние пласта на поле нейтронов в скважине несравненно слабее, чем при отсутствии зоны проникновения. Таким образом, сравнительно небольшая по глубине зона проникновения пресного фильтрата может значительно понизить чувствительность метода к нейтронопоглощающей активности пласта. В то же время при проникновении соленого фильтрата в нефтеносный или насыщенный пресной водой пласт среднее время жизни нейтронов в зоне проникновения может быть промежуточным между значениями τ_c и $\tau_{пл}$. Тогда диффузионный поток в случае больших величин t направлен из пласта в зону проникновения и далее в скважину. Поэтому влияние нефтеносного пласта при проникновении соленого фильтрата ослабевает медленнее, чем влияние водоносного пласта при пресном фильтрате. Следовательно, с точки зрения обнаружения различий против нефтеносных и водоносных пластов при возможности проникновения фильтрата предпочтительнее заполнение скважины соленым раствором.

2. В пачках слоев с различными значениями $\tau_{пл}$ слои с большей величиной $\tau_{пл}$ также выступают как хранилища нейтронов, поэтому эффективное время жизни нейтронов в такой пачке при больших значениях t всегда выше, чем для однородной среды, полученной перемешиванием слоев. Такое эффективное время целесообразно назвать асимптотическим временем жизни нейтронов τ_{ac} в слоистой среде. В отличие от среднего времени жизни нейтронов в стационарном поле τ_{ac} всегда

больше, чем в соответствующей гомогенизированной среде, независимо от соотношения водородосодержания (коэффициента диффузии) слоев.

Большинство рассмотренных факторов влияет на распределение ГИРЗ при ИНГМ качественно так же, как и на распределение тепловых нейтронов. Однако, поскольку регистрируемое γ -излучение отражает среднюю плотность источников излучения в значительном объеме, ряд факторов влияет на показания ИНГМ более слабо, чем на показания ИННМ-Т. Например, значительно меньше зависимость наклона кривых $\Phi_v(t)$ от длины зонда, от положения прибора в скважине. Несколько слабее влияют также заполнение скважины и характер зоны проникновения. Отмеченный выше эффект пересечения кривых $\Phi_v(t)$ для нефтеносных и водоносных пластов сохраняется и в скважине. Вследствие этого дифференциация водоносных и нефтеносных пластов по показаниям ИННМ при $t=0,3—0,5$ мс больше, чем для показаний ИНГМ. Однако указанное выше не относится к декрементам затухания, определенным по показаниям ИНГМ и ИННМ. Дифференциация по этому параметру для ИНГМ даже несколько выше из-за более быстрого затухания влияния скважины. И в системе скважина—пласт существует граничный зонд, форма кривой $\Phi_v(i)$ на котором ближе всего к экспоненте $e^{-t/\tau_{пл}}$, т. е. декремент затухания при сравнительно небольших значениях t мало отличается от $A_{пл}$. Величина этих зондов несколько меньше, чем в однородной среде.

Радиус зоны исследования ИНМ, как и других ядерных методов, определяется в основном длиной миграции соответствующего вида излучения. Как и в случае НМ, следует различать глубинность по водородосодержанию и по поглощающим свойствам. Глубинность по водородосодержанию определяется величинами для ИННМ и для ИНГМ. Глубинность по поглощающим свойствам может быть примерно оценена как для ИННМ и для ИНГМ. Таким образом, глубинность обоих методов растет с увеличением величины t . Особенно сильна зависимость от t глубинности ИННМ по поглощающим свойствам.

Следует иметь в виду, что, как и в случаях ГГМ и НМ, эти оценки глубинности являются лишь приближенными. В действительности глубинность методов зависит кроме указанных параметров в некоторой степени и от других факторов. Это видно на примере глубинности по хлоросодержанию пластов в случаях проникновении пресного и соленого фильтратов в пласти. При равной пористости пластов значения L_3 , L_v и Dt не зависят от вида проникновения, но глубинность при проникновении пресного фильтрата оказывается меньше, во всяком случае, если ее определять согласно формуле (1.82). Это хорошо видно на графике рис. 77,

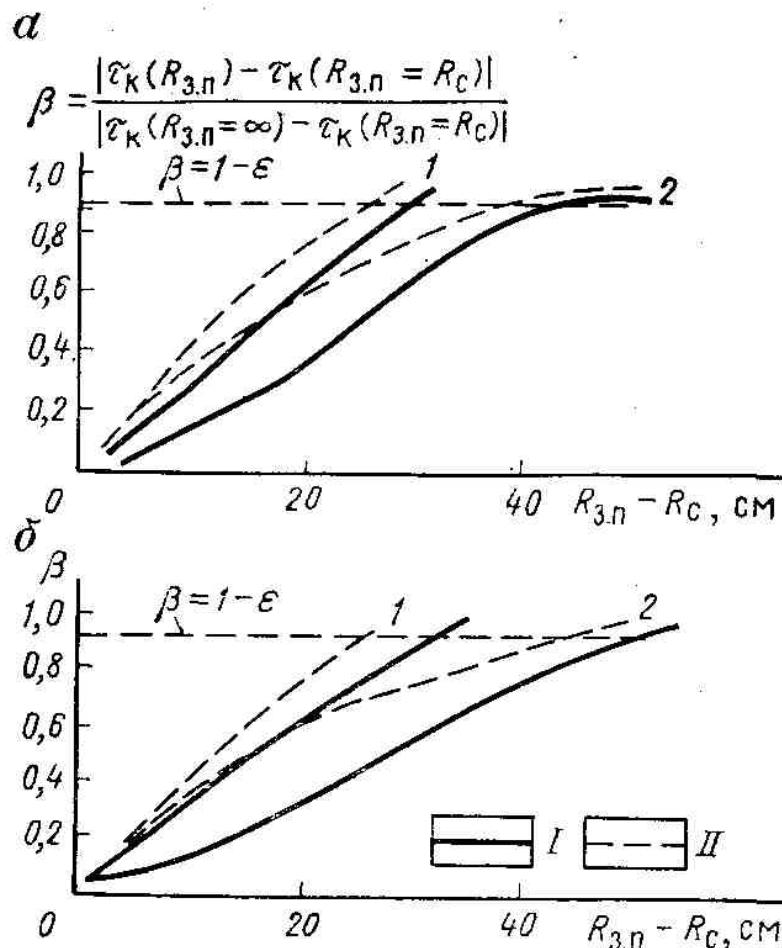


Рис. 77. Изменение кажущегося среднего времени t_k жизни нейтронов при увеличении радиуса R_3 , п зоны проникновения для методов:

а—ИННМ, б—ИНГМ; время задержки t : 1—2 мс, 2—3 мс; I—пласт насыщен пресной водой (нефтью), зона проникновения соленого фильтрата; II—пласт насыщен соленой водой ($C=200$ г/л), зона проникновения пресного фильтрата

рассчитанном методом Монте-Карло. Глубинность ИННМ по хлоросодержанию при $t = 3$ мс, определенная по изменению λ на уровне $\epsilon = 0,1$, при проникновении пресного фильтрата равна 36 см, а соленого 42 см. Те же величины для ИНГМ составляют соответственно 44 и 50 см.

§ 33. Зависимость показаний импульсного нейтронного метода от свойств пласта.

Влияние скважины

Влияние скважинных и ряда пластовых факторов на показания ИНМ при фиксированной временной задержке t и на временной декремент, определяемый по показаниям при двух (или более) временах задержек t_i ($i = 1, 2, \dots$), является различным.

Влияние пластовых факторов

Из нейтронных характеристик пласта на временной декремент распределения тепловых нейтронов и ГИРЗ определяющее влияние оказывает нейтронопоглощающая активность. Обычно при больших значениях t величина λ мало (10—15%) отличается от $A_{ппл}$. Водородный индекс породы слабо влияет на величину λ при $A_{ппл} = \text{const}$, но значительно больше сказывается на абсолютных значениях показаний ИНМ при фиксированном времени задержки t . Как и при стационарном НМ, в области заинверсионных зондов показания ИНМ уменьшаются с ростом ВИ, причем тем сильнее, чем больше длина зонда. Хотя абсолютное изменение показаний с изменением ВИ (при $A_{ппл} = \text{const}$) слабо зависит от величины t , но относительное влияние ВИ по сравнению с влиянием $A_{ппл}$ уменьшается с ростом t , поскольку при этом влияние $A_{ппл}$ повышается. Обычно рост ВИ приводит

одновременно к увеличению $A_{\text{ппл}}$. В итоге показания ИНМ с повышением ВИ уменьшаются сильнее, чем из-за изменения лишь L_3 и D при постоянной величине $A_{\text{ппл}}$.

Влияние скважинных факторов

Скважинные факторы в целом относительно слабо влияют на значение λ , если t достаточно велико, и часто значительно — на показания при фиксированном значении t . В важнейшем случае слабого поглощения ($t_c < t_{\text{ппл}}$) увеличение влияния скважины (рост ее диаметра и нейтронопоглощающей активности заполняющей среды, удаление прибора от стенки скважины) приводит к повышению величины λ при средних и больших значениях t , используемых на практике. Одновременно уменьшаются показания ИНМ при фиксированной временной задержке и тем сильнее, чем больше t .

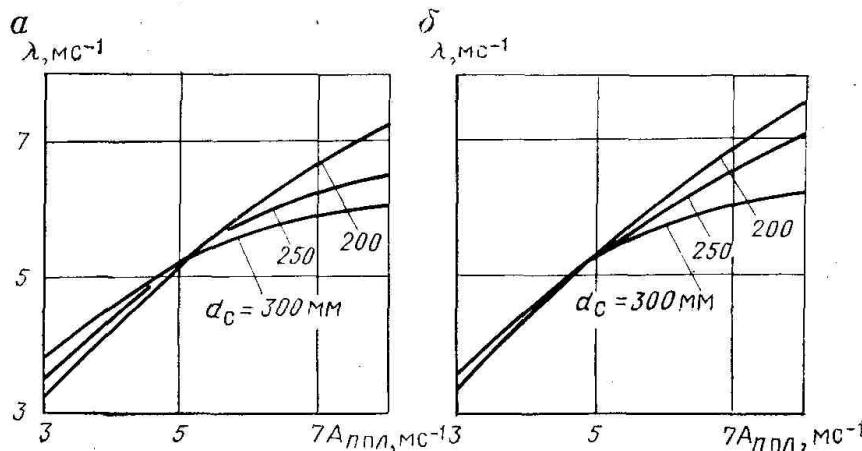


Рис. 78. Зависимость асимптотического (при $t>1\text{мс}$) временного декремента λ от нейтронопоглощающей активности $A_{\text{ппл}}$ пласта в необсаженной скважине (по А.Л.Поляченко и В.Г.Цейтлинуа—ИННМ; б—ИНГМ; скважина заполнена пресной водой ($A_{nc} = 5 \text{ мс}^{-1}$))

Если изменение декремента λ за счет влияния скважины при типичных условиях ($d_c < 300 \text{ мм}$, $A_{\text{ппл}} = 2—6 \text{ мс}^{-1}$, $A_{nc} = 5 \text{ мс}^{-1}$) не превышает 30—40 %, то изменение показаний на фиксированном зонде ИННМ может достигать 10 раз и более. Влияние тех же факторов на ИНГМ в несколько раз меньше.

Крепление скважины приводит к изменению A_{nc} и некоторому смещению прибора со стенки скважины. Влияние крепления на временной декремент при больших величинах t может быть особенно значительным, когда нейтронопоглощающая активность $A_{\text{ппл}}$ цемента ниже, чем $A_{\text{ппл}}$ пласта. В случае $A_{\text{ппл}} > A_{nc} > A_{\text{ппл}}$ это влияние на λ обычно невелико.

На рис. 78 показана зависимость асимптотического временного декремента λ от величины $A_{\text{ппл}}$ в необсаженной скважине, определенная по результатам ИННМ и ИНГМ при $l_3 = 40 \text{ см}$, обычном для однозондовых приборов ИНМ. С увеличением размера зонда на 10 см λ в среднем уменьшается на $0,2 \text{ мс}^{-1}$.

Согласно исследованиям американских геофизиков временной декремент Я, измеряемый при ИНМ, связан с $A_{\text{ппл}}$ и A_{nc} соотношением

$$\lambda = G A_{nc} + (1 - G) A_{\text{ппл}},$$

где G — геометрический фактор, характеризующий вклад скважины в измеряемое значение λ . Величина G зависит в основном от радиуса скважины, несколько меньше от положения прибора в скважине.

§ 34. Двухзондовые модификации импульсного нейтронного метода. Импульсный метод регистрации γ -излучения неупругого рассеяния нейtronов

При изучении поля нейтронов от импульсного источника можно найти не только временное, но и пространственное распределение нейтронов, зависящее в основном от водородосодержания пластов.

Двухзондовый метод определения пространственного декремента нейтронов

Наиболее надежно о водородосодержании пласта можно судить по величине длины релаксации L_p или пространственного декремента L^{-1} , определяемой, как в стационарных методах ИНМ, по формуле (1.169).

$$L_p = \frac{\Delta z}{\ln J(z) - \ln J(z + \Delta z)},$$

где $J(z)$, $J(z + \Delta z)$ —показания при одинаковых значениях i двух одинаковых детекторов, удаленных от источника на расстояния соответственно z и $z + \Delta z$.

Величина L_p при ИНМ определяется в основном значением текущей длины миграции

$$L_n(t) = \sqrt{L_3^2 + Dt}$$

нейтронов в пласте к моменту времени t , а также геометрическими размерами и нейтронными свойствами среды, находящейся в скважине. При больших значениях z и t пространственный декремент оказывается в первом приближении пропорциональным величине $L_n^{-1}(t)$ и часто почти полностью определяется водородосодержанием.

Двухзондовый метод определения коэффициента диффузии тепловых нейтронов

При определении коэффициента диффузии D используют тот факт, что в случае больших значений t распределение нейтронов по оси скважины приближенно (с точностью до постоянного сомножителя) описывается формулой (1.74а) для однородной среды. Отсюда функция

$$\sigma^2(t) = \frac{(z + \Delta z)^2 - z^2}{4 [\ln J(z) - \ln J(z + \Delta z)]}, \quad (I.181)$$

связанная с шириной кривой пространственного распределения нейтронов на половине ее высоты, линейно растет с увеличением t , а угловой коэффициент равен D . При малых значениях t эта зависимость будет нелинейной из-за влияния скважины, приводящего к различию форм кривой пространственного распределения и графика функции (1.74а), а в случае $t > 1,5-2,0$ мс она становится практически прямой.

Базируясь на этих соображениях, А. Л. Поляченко, А. С. Школьников, Ю. С. Шимилевич и другие предложили следующую методику определения коэффициента диффузии D :

1) измеряют отношение показаний двух зондов

при нескольких значениях t ; если чувствительности S_1 и S_2 детекторов различны, это отношение умножают на S_2/S_1 ;

2) по формуле (1.181) строят зависимость $\sigma^2(t)$;

3) находят величину D , как асимптотическое значение углового коэффициента зависимости $\sigma^2(t)$ при больших значениях t .

Коэффициент D предполагают использовать для определения водородосодержания пластов. Однако для существующих мощностей источников нейтронов достаточно точное вычисление D возможно лишь путем длительных измерений на точках, поскольку статистическая точность измерений на больших величинах t , при которых кривая $\sigma^2(t)$ выходит на асимптоту, довольно низка.

Импульсный нейtronный метод с компенсацией влияния водородосодержания (ИНМ-КВ)

Нейтронопоглощающие свойства коллекторов нефти и газа, определяемые по данным ИНМ, зависят от нескольких факторов. Так, при относительно постоянном составе скелета коллекторов A_n является функцией водородосодержания и концентрации хлора в заполнителе пор. Аналогично в случае постоянного состава вмещающих пород нейтронопоглощающая активность руд элементов с высоким сечением поглощения нейтронов зависит кроме концентрации последних еще от влажности руд.

Для автоматического исключения влияния колебаний ВИ на результаты ИНМ предложен ИНМ-КВ, представляющий специальную модификацию двухзондового ИНМ, заключающуюся в регистрации отношения показаний $J(z_1, t_1)$ и $J(z_2, t_2)$ двух детекторов при двух различных, подбираемых специально, значениях времени задержки t_1 и t_2 , причем величина t на малом зонде больше, чем на большом. В основу ИНМ-КВ положены следующие соображения.

Плотность нейтронов и ГИРЗ при достаточно больших z и t падает с увеличением расстояния и времени примерно по закону (1.74в). Пространственный декремент $\alpha = l/L_p$ в однородном по нейтронопоглощающим свойствам пласте определяется главным образом водородосодержанием пласта, а временной декремент λ — содержанием водорода и элемента с аномально высоким сечением поглощения нейтронов (в коллекторах нефтегазовых месторождений это хлор).

Учитывая это, различие показаний на двух зондах, обусловленное влиянием водородосодержания, можно использовать для компенсации части изменений временного декремента, определяемой колебаниями ВИ. Действительно, отношение показаний двух зондов согласно формуле (1.74в)

$$\frac{J(z_1, t_1)}{J(z_2, t_2)} = \frac{S_1}{S_2} \exp [\alpha_1 (z_2 - z_1) + \alpha_2 (t_2 - t_1)], \quad (I.182)$$

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial w} (z_2 - z_1) + \frac{\partial \alpha_2}{\partial w} (t_2 - t_1) = 0.$$

где S_1, S_2 — чувствительность соответственно первого и второго детекторов.

Условие независимости отношения (1.182) от водородосодержания сводится, очевидно, к независимости показателя экспонента от w , т. е. к соотношению. Таким образом, чтобы отношение (1.182) не зависело от ВИ в окрестности некоторого его значения w , режим измерений необходимо выбирать из условия

$$\frac{z_2 - z_1}{t_2 - t_1} = c = \frac{\partial \alpha_1 / \partial w}{\partial \alpha_2 / \partial w} \Big|_{w=\bar{w}}. \quad (I.183)$$

Полная компенсация влияния ВИ возможна лишь в случае, когда величина, с не зависит от w . В действительности c не совсем постоянно. Поэтому компенсация влияния колебаний ВИ ухудшается по мере повышения различий между w и \bar{w} , т. е. компенсация будет удовлетворительной лишь в некотором интервале изменения ВИ, включающем w . Как показывает расчет, этот интервал достаточно велик и обычно при выборе t применительно к конкретному разрезу полностью перекрывает основной интервал колебаний ВИ пород.

В принципе можно компенсировать не только влияние ВИ, но и синхронного с ним изменения хлоросодержания в водоносных пластах, если в формуле (1.183) вместо производной $\partial \alpha_i / \partial w$ взять производную $\partial \alpha_i / \partial k_n$. В таком случае величины c и $t_2 - t_1$ зависят в основном от минерализации вод и частично от диаметра скважины. При минерализации вод, равной 200 г/л, $c \sim$ да 1 м/мс, при минерализации 100 г/л $c \sim 1,6 - 1,8$ м/мс.

При правильно выбранном режиме компенсации отношение показаний двух зондов против пород с некоторой заданной насыщенностью (водоносных или нефтеносных) будет постоянным независимо от изменения величин их водородосодержания (пористости) в довольно широком интервале изменения последних. В то же время пласти иной насыщенности отмечаются аномалиями относительно этой линии (уровня) постоянных значений. При изучении нефтеносных коллекторов удобнее компенсировать влияние колебаний k_n в водоносных пластах. Нефтеносные пласти отмечаются повышением отношения показаний (1.182) по сравнению с почти постоянной линией водоносных пластов. Величина аномалии зависит от коэффициента нефтенасыщенности и частично от пористости нефтеносного пласта.

Таким образом, использование ИНМ-КВ позволяет без сложной обработки и лишь по данным одного метода выделять нефтеносные пласти в разрезе с переменной пористостью. Привлечение других методов может быть необходимым при колебаниях состава твердой фазы пласта, например различной степени доломитизации известняков. Поскольку сечение поглощения доломита обычно меньше, чем у известняка, водоносные доломиты могут отмечаться значениями отношения (1.182), соответствующими известнякам с некоторой нефтенасыщенностью. Влияние состава твердой фазы особенно существенно при низкой минерализации пластовых вод и малом значении k_n , так как с уменьшением этих параметров эффект от нефтенасыщенности падает.

В настоящее время приборы для регистрации отношений (1.182) не выпускаются. Поэтому регистрируют диаграммы обоих зондов, совмещенные (путем выбора масштаба) в плотных пластах и в каком-либо пористом пласте, который насыщен соленой водой. Тогда диаграммы зондов совпадают против водоносных пластов, а против нефтеносных (или насыщенных пресным фильтратом) наблюдается превышение показаний малого зонда, напоминающее расхождения диаграмм, микрозондов против коллекторов с глинистой коркой (рис. 79).

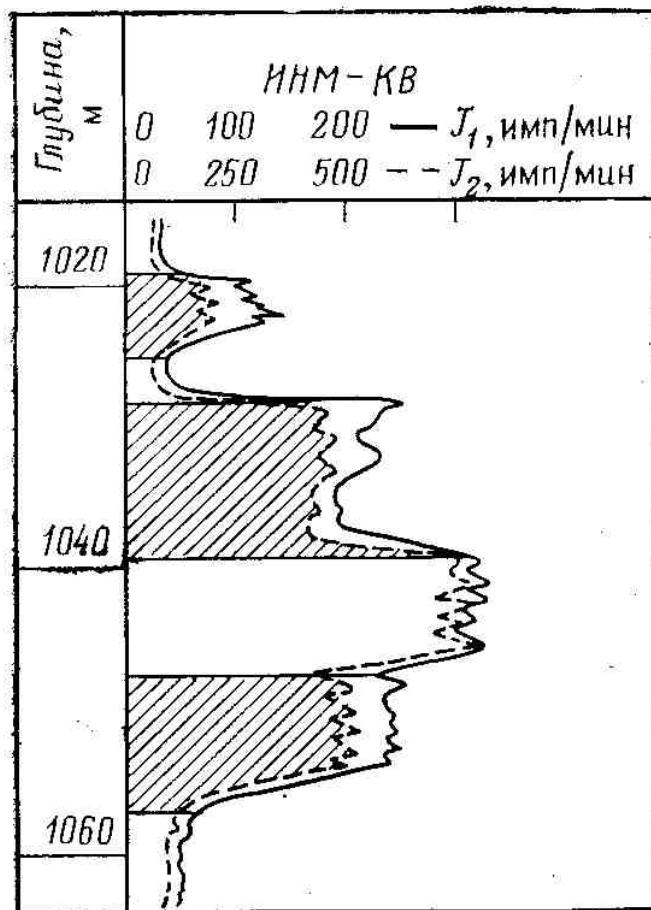


Рис. 79. Пример диаграмм ИНМ-КВ в районе с минерализованными пластовыми водами ($C=250$ г/л NaCl). $z_1=40$ см, $z_2=70$ см, $t_1=1$ мс, $t_2=0,7$ мс, заштрихованы интервалы пород, насыщенных нефтью или пересыщенных фильтратом.

Импульсный метод регистрации γ -излучения неупругого рассеяния нейтронов

Выделение γ -излучения неупругого рассеяния нейтронов (ГИНР) на отдельных элементах при использовании стационарных источников существенно затрудняется из-за наличия фона ГИРЗ. Использование импульсных источников позволяет осуществлять временное разделение ГИРЗ и ГИНР. Неупругое рассеяние происходит лишь с очень быстрыми нейтронами (в основном при $E \Rightarrow 1$ МэВ), т. е. за время нескольких первых пробегов нейтронов, которое из-за высокой скорости нейтронов такой энергии весьма мало. На рис. 80 показано временное и пространственное распределение источников ГИНР в воде и кварцевом песчанике, рассчитанные методом Монте-Карло. Как видно, ГИНР возникает при $t < 20-40$ см и при $t = 2-60$ не, т. е. на временах, в тысячи раз меньших, чем время замедления нейтронов, соответствующих примерно моменту достижения максимума интенсивности ГИРЗ.

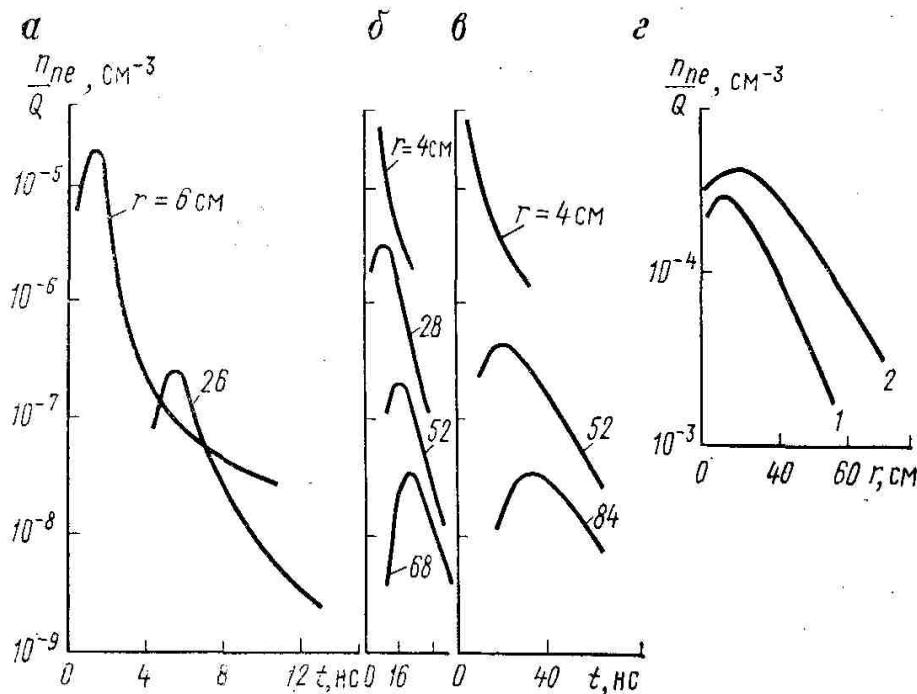


Рис. 80. Временное (а – в) и пространственное (г) распределение плотности источников ГИНР (временное окно $\Delta t = 1 \text{ нс}$) ($E_0 = 14 \text{ МэВ}$) а—на кислороде воды; б, в—на кислороде (б) и кремнии (в) сухого кварцевого песчаника; г—на кислороде (1) и кремни (2) сухого песчаника

Для выделения ГИНР используют генераторы нейтронов с коротким импульсом (примерно до 10^{-6} с), меньшим времени замедления нейтронов в горных породах, а регистрацию γ -квантов осуществляют лишь во время работы источника.

Спектр ГИНР в целом проще спектра ГИРЗ, однако, даже для его анализа разрешающей способности сцинтилляционных спектрометров часто недостаточно. Например, для разделения нефтеносных и водоносных пластов, насыщенных пресными водами, необходимо надежное выделение линий ГИНР на углероде. Однако из-за наличия интенсивной линии ГИНР на кислороде (основная линия $E_\gamma = 6,1 \text{ МэВ}$) выделение относительно более слабой и несколько более мягкой ($E_\gamma = 4,6 \text{ МэВ}$) линии углерода затруднено: пик полного поглощения линии углерода регистрируется на интенсивном фоне комптоновского пика от линии кислорода. В результате различие показаний в этой области энергии для нефте- и водонасыщенных пластов не превышает 20 %.

Таким образом, для выделения линий ГИНР необходимы спектрометры с лучшим разрешением. Определенные надежды в этом отношении возлагаются на спектрометры с полупроводниками детекторами. При наличии спектрометров с более высоким разрешением описываемый метод может быть применен для определения многих элементов, в частности породообразующих: кислорода, магния (основная линия $E_\gamma = 1,39 \text{ МэВ}$), кремния ($E_\gamma = 1,78 \text{ МэВ}$), серы ($E_\gamma = 2,32 \text{ МэВ}$), углерода и др.

Импульсный нейtron-нейtronный метод с регистрацией надтепловых нейтронов (ИННМ-НТ)

Путем регистрации плотности надтепловых нейтронов в интервале между импульсами источника при временах задержки выше среднего времени замедления нейтронов в системе скважина—пласт можно добиться значительно больших различий показаний против пластов с разными значениями ВИ, чем в случае стационарного ННМ-НТ. Причем сохраняется основное преимущество последнего — отсутствие влияния хлора и других элементов с высоким сечением поглощения тепловых нейтронов; кроме того, возрастает глубинность метода и уменьшается влияние скважины. Осуществление ИННМ-НТ требует разработки детекторов надтепловых нейтронов, в сотни раз менее чувствительных к тепловым нейтронам, чем борфтористые или гелиевые счетчики с кадиевым окружением. При временах задержки, оптимальных для ИННМ-НТ, основная доля нейтронов уже успевает замедлиться до тепловой энергии, поэтому регистрация надтепловых нейтронов происходит при большом фоне тепловых нейтронов, которые не должны регистрироваться детектором.

§ 35. Область применения импульсных нейтронных методов. Основы интерпретации результатов

Выделение различных типов горных пород

Наибольшее применение в настоящее время имеют однозон-довые модификации ИННМ и ИНГМ, позволяющие, как указано выше, определять нейтронопоглощающую активность горных пород в случае слабого поглощения ($A_{n,nl} < A_{nc}$). При изучении пластов с высоким (более 5—10 мс⁻¹) значением $A_{n,nl}$ может потребоваться искусственное повышение A_{nc} , например, за счет замены пресной воды в скважине соленой.

Модификации ИННМ и ИНГМ могут быть использованы для решения таких геологических задач, в которых изменения изучаемых свойств горных пород сопровождаются изменениями их нейтронопоглощающих характеристик. Первой задачей, потребности решения которой и вызвали разработку ИНМ, явилось *разделение нефтеносных и водоносных пластов*. Это разделение возможно при наличии в составе пластовой воды солей с высоким сечением поглощения нейтронов, в основном хлоридов. В случае равной пористости водоносные пластины, насыщенные соленой водой, отмечаются по сравнению с нефтеносными более высокими значениями временного декремента λ и более низкими показаниями ИННМ и ИНГМ при фиксированной задержке (для ИНГМ t не менее 0,3—0,4 мс). Преимуществом ИНМ и ИНГМ перед стационарным НМ при решении указанной задачи является более высокая чувствительность к хлоросодержанию пород и значительно меньшее влияние скважины.

Особенно широко ИНМ применяется при контроле обводнения нефтяных залежей. Расхождения результатов двух замеров, проведенных в различные моменты времени (способ временных замеров), обусловлены лишь изменением характера насыщения пласта в интервале между замерами, а влияние других факторов на оба замера одинаково. Способ временных замеров повышает эффективность метода при изучении неоднородных пластов.

При тщательных измерениях чувствительность метода к A_n в настоящее время можно довести до 5 % и различать высокопористые нефтеносные и водоносные пластины с минерализацией вод С<20 г/л при $E_n = \pm(25—30) \%$ и С≈50 г/л, если $k_n = 10\%$.

Импульсные нейтронные методы позволяют *разделять газоносные пластины от водоносных, насыщенных минерализованной водой, а при не слишком больших (<30—40 МПа) пластовых давлениях — также от нефтеносных пластов* и пластов, насыщенных пресной водой. В случае значительного различия значений A_n для газа и воды возможно количественное определение газонасыщенности.

Для количественного определения коэффициента k_n , как и k_r , необходимо полное отсутствие зоны проникновения, а также знание минерализации связанный воды в зоне исследования метода. Если пористость или глинистость коллекторов существенно меняется, данные ИННМ или ИНГМ обрабатывают в комплексе с показаниями методов, чувствительных к колебаниям k_n (НМ, ГГМ, АМ и др.) и k_m (СП, ГМ и т. п.), либо применяют способ повторных (временных) замеров (см. § 30).

Влияние колебаний величин k_n и $k_{r,n}$ исключают, вычитая из значений A_n , определенных по ИНМ, поправки $\Delta A_1 = k_n (A_{n,p} - A_{n,p'})$; $\Delta A_2 = k_{r,n} (A_{n,p} - A_{n,p'})$

Если переменной является лишь одна величина, можно использовать двухмерные сопоставления показаний ИНМ (или величины A_n) с переменным фактором или с данными метода, чувствительного к этому фактору. При выделении нефтеносных пластов в разрезах с переменным значением k_n или ВИ удобнее использовать ИНМ-КВ.

Количественное определение коэффициентов k_n или k_r базируется на использовании графиков зависимостей, подобных приведенным на рис. 54, а, б. На них нанесены графики зависимости $A_n = f(k_n)$ или $\lambda = f(k_n)$ для пластов с различным k_n (или k_r), рассчитываемые по формуле (1.150). Согласно последней эти графики представляют собой прямые линии, проходящие через точки $k_n = 0$, $A_n = A_{n,ск}$ и $k_n = 100\% A_n = A_{n,зп}$. Здесь $A_{n,зп}$ — нейтронопоглощающая активность заполнителя пор, рассчитываемая по формуле (1.150а).

Выделение коллекторов по данным ИННМ может базироваться на связи его показаний с k_n или характером насыщенности зоны проникновения фильтрата. Первый способ аналогичен выделению коллекторов по данным НМ и основан на существовании нижнего предела величины k_n для гранулярных коллекторов. В этом случае по материалам ИНМ определяют k_n (см. ниже).

Второй способ основан на том, что в коллекторах (до крепления или сразу после крепления скважины) имеется зона проникновения фильтрата. Если хлоросодержания пластовых вод и промывочной жидкости различны, коллекторы и неколлекторы на графике сопоставления A_n и k_n располагаются в разных областях. Например, когда пластовые воды минерализованы, а фильтрат пресный, коллекторы, прискважинная зона которых насыщена пресным фильтратом, и неколлекторы

размещаются на графике так, как расположены нефтеносные ($k_n > 0,4—0,5$) и водоносные ($k_n < 0,2—0,3$) пласти на рис. 54, а.

Трудоемкость обработки снижается, а наглядность данных возрастает при использовании ИНМ-КВ: коллекторы с зоной проникновения выделяются приращениями показаний малого-зонда относительно показаний большого зонда, а против пластов без зоны проникновения показания зондов совпадают (см. рис. 79).

Выделение твердых полезных ископаемых с высоким или аномально низким сечением поглощения тепловых нейтронов осуществляется так же, как и разделение нефтеносных и водоносных пластов. Имеется опыт использования ИНЫМ для выделения и количественного определения ртутных руд. В некоторых случаях заметный вклад в сечение поглощения нейтронов вносит изменение глинистости вмещающих пород. Для учета этого влияния ИНМ комплексируют с ГМ.

В рудных скважинах, заполненных водой, часто значение A_{npl} может быть выше, чем A_{nc} . Если при этом значителен и диаметр скважины, влияние пласта на распределение нейтронов в скважине может быть сильно ослаблено. В таких случаях необходимо искусственное повышение величины A_{nc} путем растворения солей.

Импульсный нейtronный метод может быть использован для выделения всех элементов с высоким сечением захвата, которые определяют по данным НМ-Т, но с более высокой чувствительностью. Возможно определение и других полезных ископаемых, сечение поглощения которых относительно слабо отличается от сечения поглощения вмещающих пород. Спектрометрическая модификация ИНГМ-С принципиально позволяет решать те же задачи, что и НГМ-С. Некоторыми преимуществами ИНТМ-С перед НГМ-С являются меньший вклад излучения скважины при больших значениях t и отсутствие вклада ГИНР в случае любых зондов, доля которого для малых зондов. НГМ-С может быть значительной.

Количественное определение коэффициента пористости

Определение величин k_n может осуществляться по показаниям однозондовых ИНМ при фиксированной задержке, по значениям A_{npl} , а также по пространственному декременту, определяемому посредством данных двухзондового ИНМ. Недостатки первого способа — значительное влияние скважины и необходимость точного его учета. Второй способ слабо чувствителен к скважинным условиям. Его недостатком, характерным и для первого способа при больших значениях t , является сильное влияние поглощающих свойств скелета породы и заполнителя ее пор. Поэтому он применим лишь при достаточной стабильности значений A_{npl} и A_{nc} .

Наиболее подходящий способ определения величины k_n основан на определении пространственного декремента по данным двухзондовых методов. В целом он близок к способу нахождения k_n по показаниям двухзондовых стационарных методов, хотя чувствительность его к пористости несколько ниже, чем для стационарных методов, что связано с использованием более жесткого источника.

При регистрации трех диаграмм (показания двух зондов при одинаковом времени задержки и показания одного из них для другого времени задержки) можно определить как временной, так и пространственный декремент за один рейс прибора. Если времена задержки выбраны из условия компенсации для ИНМ-КВ, одновременно можно получить отношение (1.182), показывающее насыщенность пластов. При этом отпадает необходимость сложной комплексной обработки данных ИНМ и НМ и для определения характера насыщенности пластов.

Форма кривых ИНМ

Форма кривых против уединенного пласта, нейтронопоглощающая активность которого отличается от той же активности вмещающих пластов, была рассчитана методом Монте-Карло (рис. 81). Если источник находится ниже детектора, а точку записи отнести к детектору, кровлю пласта с высоким значением τ и мощностью более 50 см на диаграммах ИННМ (при $v\tau_y = 0$) соответствует примерно середина верхнего склона аномалии, а подошва отмечается примерно на 20 см ниже середины второго склона аномалии.

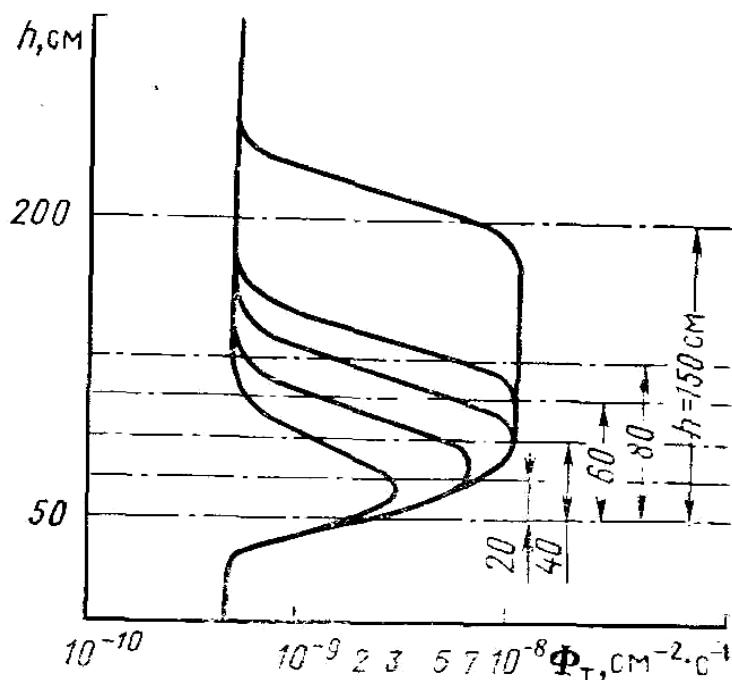


Рис. 81. Форма кривых ИНМ противуединенных пластов различной мощности $h \cdot l_3 = 40\text{ см}$ (источник ниже детектора), время задержки $t=1,6\text{ мс}$

Для отношения показаний двух зондов на границах пластов появляются аномалии разного знака в подошве и кровле пластов, поскольку данные детекторов, находящихся против пластов и вмещающих пород, подвержены влиянию различий их поглощающих свойств. Этот ложный эффект можно исключить, если использовать отношение показаний двух зондов, соответствующее одинаковому расположению детекторов.

Показания ИНМ отсчитывают и исправляют за влияние $v\tau_\eta$ по тем же правилам, что и при НМ. В показания ИНГМ при больших зондах вводят поправку за вклад естественного γ -излучения.

Глава IX ДРУГИЕ ЯДЕРНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Данная глава посвящена некоторым радиоактивным методам, получившим меньшее распространение, чем рассмотренные выше, а также методу индикаторных веществ, хотя и используемому достаточно широко, но представляющему, по существу, не самостоятельный ядерный метод, а сочетание того или иного ядерного метода с технологическими операциями, направленными на ввод в исследуемый объект веществ, присутствие и концентрация которых может быть определена ядерным методом.

§ 36. Рентгено-радиометрический метод

Рентгено-радиометрический метод (PPM) основан на облучении горных пород γ -квантами и регистрации характеристического рентгеновского излучения атомов, возбуждаемых при поглощении первичных γ -квантов. В процессе поглощения γ -квантов в результате фотоэффекта один из электронов атома (чаще всего из оболочки) удаляется. Его место практически мгновенно занимает электрон из более высоких электронных оболочек. Такой переход электрона сопровождается излучением γ -кванта с энергией, равной разности энергий оболочек.

Энергия связи электронов в атоме и энергия рентгеновского излучения повышаются с ростом атомного номера элемента. Например, она равна 37,4 кэВ для $_{56}\text{Ba}$ и 88 кэВ для $_{83}\text{Rb}$. Путем использования спектрометров γ -излучения можно выделить излучения отдельных элементов. При PPM применяют зонды, использующие геометрию «прямой видимости»: детектор регистрирует вторичное γ -излучение с того же участка поверхности горных пород, который облучается пучком первичных γ -квантов источника, так как мягкое характеристическое излучение поглощается средой, толщина которой составляет всего несколько миллиметров. В скважинах, заполненных жидкостью, необходимы коллимация первичного и вторичного пучков и прижатие прибора к стенке скважины. Коллимация пучков под углом 90° позволяет также уменьшить вклад рассеянного γ -излучения, поскольку вероятность рассеяния γ -квантов под углом 90° меньше, чем под другими углами. Схемы зондов PPM показаны на рис. 82.

Чтобы подавить характеристическое излучение экранов, стенки коллимационных каналов датчика покрывают слоем материала, не содержащего тяжелые элементы. Для ослабления поглощения излучения корпус прибора против коллимационных каналов имеет окна из легкого материала (бериллий).

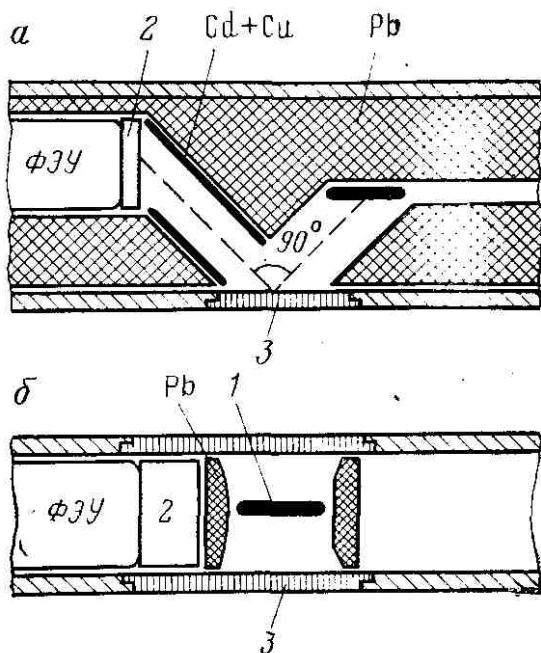


Рис. 82. Схемы зондов РРМ с частичной коллимацией (а) и без коллимации (б) (по В.А.Мейеру и Е.П.Леману).

1—источник; 2—кристалл Nal(Ti); 3—окно из материала с малым атомным номером

Некоторое влияние на результаты РРМ оказывает средний атомный номер вмещающей породы (наполнителя), поскольку с ростом Z растет ослабление первичного и вторичного пучков. Рентгено-радиометрический метод успешно применяют при опробовании свинцово-мышьяковых руд на РЬ, медно-молибденовых руд на Мо, для определения РЬ и Ва в свинцово-баритовых оруденениях, а также Hg и Sb в сложных рудах. Он может быть использован для определения и других тяжелых элементов.

С уменьшением Z возможности РРМ уменьшаются из-за снижения энергии характеристического излучения и трудности регистрации таких мягких γ -квантов. Кроме того, для легких элементов вероятность испускания рентгеновского излучения возбужденным атомом снижается, значительная часть атомов снимает возбуждение путем испускания Оже-электронов.

Преимуществом РРМ по сравнению с ГГМ-С является возможность определения отдельных элементов в сложных рудах (значительная селективность) и большая чувствительность для элементов с умеренным атомным номером ($Z \approx 40-50$). Недостаток РРМ — малая глубинность (от долей миллиметра до 1,5 см в зависимости от энергии характеристического излучения, т. е. от Z) и связанное с этим сильное влияние характера стенки скважины. Некоторого уменьшения влияния последнего фактора можно добиться теми же способами, что и при ГГМ (см. § 24). Малая длина пробега мягкого характеристического излучения обуславливает существенную зависимость результатов РРМ от структуры руд. Поэтому эталонировочные графики строят по результатам полевых исследований на рудах различного структурного типа. При этом в среднем учитывают также другой мешающий фактор — зависимость показаний от Z .

§ 37. Гамма-нейтронный и гамма-активационный методы

Гамма-нейтронный метод (ГНМ)

Гамма-кванты кроме взаимодействия с атомами в целом, рассмотренного в § 4, могут испытывать реакцию поглощения ядром. При этой реакции, называемой *фотоядерной*, испускаются нейтроны, протоны или другие частицы.

В скважинных условиях из всех продуктов реакции реальна регистрация лишь нейтронов. Метод, основанный на облучении горных пород γ -квантами и регистрации образующихся при этом нейтронов (*фотонейтронов*), называют *гамма-нейтронным* или *фотонейтронным*.

Фотоядерные реакции — пороговые. Реакция (γ, η) идет при энергии γ -кванта, превышающей энергию связи нейтронов в ядре. Последняя для различных изотопов меняется от 1,67 МэВ для Be до 20,0 МэВ для некоторых изотопов He, C, O.

Поскольку изотопные источники излучают γ -кванты с энергией в основном до 3 МэВ, реакции (γ, η) с их помощью могут осуществляться лишь на изотопах с порогом реакции ниже 3 МэВ. Таких изотопов два — ^9Be и редкий изотоп водорода ^2H , называемый дейтерием. Порог реакции для них равен соответственно 1,67 и 2,23 МэВ.

Для определения других элементов необходимо создать скважинные генераторы жестких γ -квантов. Большой интерес представляет определение содержания углерода, один из изотопов (^{13}C) которого обладает также сравнительно низким (4,45 МэВ) порогом реакции. Определение ^{13}C позволит разделять нефтеносные и водоносные пласты независимо от минерализации пластовых вод. Как показали теоретические расчеты и лабораторные эксперименты, выход фотонейтронов из нефтеносного песчаника при облучении γ -квантами с энергией $E_{\gamma} \approx 7$ МэВ в несколько раз больше, чем из водоносного. С дальнейшим увеличением E_{γ} эффект на водонефтяном контакте уменьшается из-за роста вклада фотонейтронной реакции на одном из редких изотопов кислорода. При анализе на Be удобен источник ^{124}Sb , основная линия γ -излучения которого (см. табл. 5) имеет энергию 1,69 МэВ (50% от числа распадов), а другая, менее интенсивная линия 2,09 МэВ (6,5%). Эти линии приводят к образованию на Be фотонейтронов с энергией соответственно 24 и 422 кэВ. Ни на каких других изотопах фотонейтроны при этом не образуются, что обеспечивает высокую селективность ГНМ на Be. Из-за близости E_{γ} к порогу реакции фотонейтроны на Be образуются в основном γ -квантами, не испытавшими рассеяния. Это облегчает получение приближенных формул для распределения плотности источников фотонейтронов в среде.

Распределение нерассеянных γ -квантов в однородной среде описывается формулой (1.34), в связи с чем число фотонейтронов, образующихся в объеме dV , удаленном от источника на расстояние r ,

$$dQ = N_{\text{Be}} \delta \sigma_{\gamma n} \frac{Q_\gamma}{4\pi r^2} e^{-\mu_m \delta r} dV. \quad (I.184)$$

Здесь Q_γ — мощность источника γ -квантов; σ_m — сечение фотоядерной реакции; N_{Be} — число атомов изотопа в единице массы среды; δ — плотность среды; μ_m — массовый коэффициент линейного ослабления квантов в горной породе.

Пусть Φ — плотность потока нейтронов в точке расположения детектора от источника нейтронов единичной мощности, помещенного в середине элементарного объема dV . В однородной среде Φ зависит только от расстояния r_1 между объемом dV и точкой расположения детектора. Умножая выражение (1.184) на $\Phi(r_1)$ и интегрируя по всему пространству, получаем формулу для потока Φ нейтронов в месте расположения детектора:

$$\Phi_n = \frac{N_{\text{Be}} \delta \sigma_{\gamma n} Q_\gamma}{4\pi} \int \frac{\Phi(r_1)}{r^2} e^{-\mu_m \delta r} dV. \quad (I.185)$$

Так, если Φ описывать экспоненциальными формулами типа (1.656) или (1.70a), получаем ($\eta = 1$, так как энергия нейтронов невелика):

$$\Phi_n = \frac{N_{\text{Be}} \delta \sigma_{\gamma n} Q_\gamma}{32\pi^2 L_p^3 a} \int \exp \left\{ -\mu_m \delta r - \frac{r_1}{L_p} \right\} \frac{dV(r_1)}{r^2}, \quad (I.185a)$$

где Z_p — длина релаксации поля нейтронов, которая в однородной среде может быть приближенно принята равной $L_p/V2$ для надтепловых нейтронов и $L_p/2^{1/2}$ для тепловых; для тех же нейтронов соответственно $a = \chi$ или $a = A_n$.

Полученная формула может вычисляться только численно, но влияние основных факторов может быть качественно выяснено и непосредственно из формулы (1.185a). Она показывает, например, что показания ГНМ пропорциональны концентрации. По аналогии с НГМ радиус зоны исследования ГНМ должен быть равен и в зависимости от ВИ он составляет 20—30 см.

Если произведение $h\delta$ для пласта больше 80 г/см², показания в середине пласта практически не отличаются от показаний в пласте бесконечной мощности. Аномалии ГНМ против пластов с повышенной концентрацией Be симметричны (при $v\tau_h = 0$). Ширина аномалии h_ϕ на середине высоты равна мощности h пласта, если последняя более 25 см. При $h < 25$ см $h_\phi > h$.

Интерпретация диаграмм ГНМ во многом подобна интерпретации диаграмм ГМ. Аналогично определяют фиктивную мощность (при $v\tau_h = 0$) и по графику $h_\phi = f(h)$ находят истинную мощность.

Содержание бериллия в однородных пластах большой мощности ($h\delta > 80$ г/см²) находят путем деления показаний в максимуме на пересчетный коэффициент, определяемый на моделях пластов (или по показаниям против пластов с известным содержанием Be). При малой мощности пластов или в случае их значительной неоднородности определяют площадь кривой под аномалией и по ее величине находят удельные линейные запасы Be.

Гамма-активационный метод (ГАМ)

При фотонейтронных и других фотоядерных реакциях продукты реакции могут быть радиоактивными. Путем изучения этой искусственной (наведенной) активности можно определить содержание отдельных элементов. Методика анализа в общем такая же, как и при нейтронном активационном методе, рассматриваемом в § 38.

В отличие от ГНМ ГАМ обладает высокой селективностью к элементам с высоким порогом реакции. По периодам полураспада и спектру γ -излучения образующихся изотопов можно определить вид радиоактивного изотопа. При достаточно высокой энергии источника метод перспективен для определения большого числа элементов.

Преимуществом ГАМ является небольшой период распада изотопов, образующихся при активации γ -квантами, а также достаточно интенсивная активация таких элементов, обладающих низким сечением поглощения медленных нейтронов, как углерод, кислород и др.

§ 38. Нейтронный активационный метод

Нейтронный активационный метод (НАМ) основан на изучении искусственной радиоактивности, возникающей при облучении горных пород нейтронами. По периоду полураспада искусственных радиоактивных ядер и энергии их γ -излучения определяют получившийся изотоп (а следовательно, и изотоп, из которого он образовался), а по интенсивности γ -излучения судят об его концентрации.

Активация ядер может происходить под действием как быстрых нейтронов, так и медленных (особенно). В первом случае происходят пороговые реакции (n, p), (n, a) и т. п. Активация медленными нейтронами связана почти исключительно с реакцией радиационного захвата нейтронов (η, γ). В табл. 12 приведены примеры радиоактивных изотопов, образующихся при НАМ.

Число dN_1 радиоактивных ядер, образующихся в интервале времени облучения ($t_0, t_0 + dt_0$), в единице объема породы согласно формуле (1.5)

$$dN_1 = N_x \sigma_x \Phi dt_0,$$

где N_x — атомная концентрация активизирующегося элемента; σ_x — его сечение активации.

Параллельно с накоплением активных ядер происходит их распад.

$$dN_2 = -N \lambda dt_0,$$

Число распадов в единицу времени где N — число активных ядер в момент t_0 ; λ — постоянная распада изотопа. Результирующее изменение числа активных ядер за время t_0

Решением

$$dN = dN_1 + dN_2 = (N_x \sigma_x \Phi - \lambda N) dt_0.$$

этого уравнения при начальном условии $N(t_0 = 0) = 0$ является функция. Активность образующегося изотопа (число распадов в 1 с) при облучении в течение времени t_0

$$N = \frac{\Phi N_x \sigma_x}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_0}). \quad (I.186)$$

где A_0^∞ — максимальная активность изотопа при данном потоке Φ , достигаемая в случае бесконечно долгого облучения ($t_0 = \infty$).

ТАБЛИЦА 12.
Радиоактивные изотопы, образующиеся при облучении горных пород
нейтронами

Исходный изотоп	Доля изотопа в естественной смеси изотопов данного элемента, %	Реакция	Сечение активации, 10^{-28} м^2	Образующийся радиоактивный изотоп	Период полураспада	Энергия γ -излучения, МэВ	Выход γ -квантов, %
Активация тепловыми нейтронами							
$^{19}_{\text{F}}$	100,0	(n, γ)	0,01	$^{20}_{\text{F}}$	11,2 с	1,63	100
$^{23}_{\text{Na}}$	100,0	То же	0,53	$^{24}_{\text{Na}}$	15,0 ч	1,37	100
$^{27}_{\text{Al}}$	100,0	..	0,21	$^{28}_{\text{Al}}$	2,3 мин	2,76	100
$^{35}_{\text{Cl}}$	75,4	(n, p)	0,19	$^{36}_{\text{S}}$	86,7 дня	1,78	100
$^{37}_{\text{Cl}}$	24,6	(n, γ)	0,56	$^{38}_{\text{Cl}}$	37,5 мин	1,60	31
$^{41}_{\text{K}}$	6,7	То же	1,20	$^{42}_{\text{K}}$	12,5 ч	1,52	18
$^{51}_{\text{V}}$	100,0	..	4,50	$^{52}_{\text{V}}$	3,8 мин	1,44	100
$^{54}_{\text{Fe}}$	5,8	(n, α)	$4 \cdot 10^{-4}$	$^{51}_{\text{Cr}}$	27,8 дня	0,33	9
$^{55}_{\text{Mn}}$	100,0	(n, γ)	13,20	$^{56}_{\text{Mn}}$	2,6 ч	0,85	98
						1,80	25
						2,13	14,5
$^{63}_{\text{Cu}}$	69,1	То же	4,50	$^{64}_{\text{Cu}}$	12,9 ч	0,51	38
$^{65}_{\text{Cu}}$	30,9	..	1,80	$^{66}_{\text{Cu}}$	5,2 мин	1,04	9

α — рост относительной активности $A_0 A_0^\infty$ в зависимости от отношения времени облучения t_n к периоду полураспада T ; β — спад активности изотопов ^{26}Na (1), ^{56}Mn (2), ^{38}Cl (3) и их суммарной активности (4) во времени t . Функция $A_0 A_0^\infty = f(t_0/T)$ (период полураспада изотопа $T = 1\ln 2/\lambda$) будет одной и той же для любого изотопа. На рис. 83, a приведен график этой функции, показывающий, что через время облучения $t_0 = T$ активность изотопа достигает величины $\frac{1}{2}A_0^\infty$, через $t_0 = 2T$ — величины $(\frac{3}{4})A_0^\infty$ и т. п. Увеличение времени облучения более $(3—4)T$ повышает активность изотопа очень мало.

После окончания облучения активность A каждого изотопа уменьшается в соответствии со своим периодом полураспада согласно закону (1.1), т. е.

$$A = A_0 e^{-(t/T) \ln 2} = A_0^\infty [1 - e^{-(t_0/T) \ln 2}] e^{-t/T \ln 2}, \quad (\text{I.187})$$

где t_0 — время, прошедшее после окончания облучения.

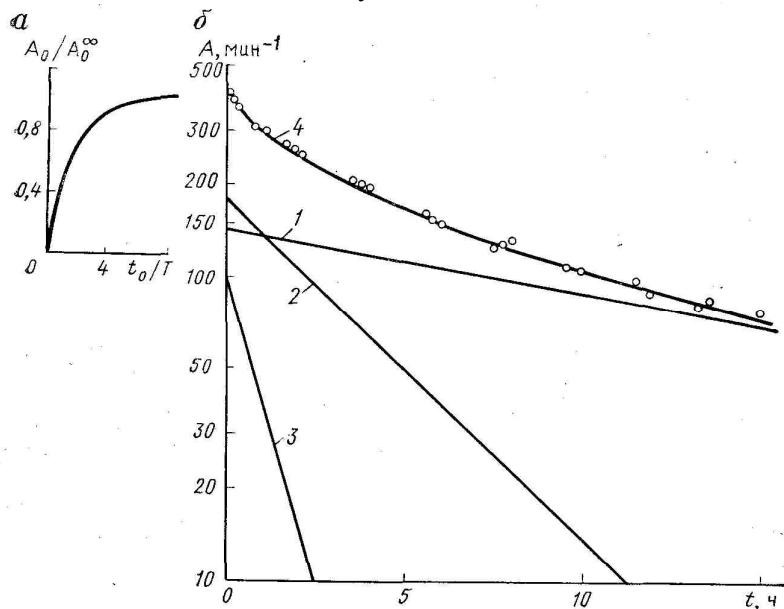


Рис. 83. Рост и спад активности пород при активационном анализе.

Элементарный объем dV излучает в единицу времени $A v dV$ квантов (v — число квантов, излучаемых при распаде одного ядра), которые в точке D расположения детектора, если среда однородна, создают следующий поток γ -квантов:

$$d\Phi_\gamma = A v dV \frac{e^{-\mu r_1}}{4\pi r_1^2}, \quad (\text{I.188})$$

где r_1 — расстояние между элементарным объемом dV и точкой D ; μ — эффективный коэффициент поглощения γ -излучения.. Расшифруем величину A согласно формулам (I.186а), (I.187) и проинтегрируем выражение (1.188) по объему пласта. В результате для потока квантов в точке D получаем:

$$\Phi_\gamma = \frac{v \sigma_x}{4\pi} (1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t} \int \frac{N_x}{r_1^2} \Phi(\vec{r}) \cdot e^{-\mu r_1} dV, \quad (\text{I.188a})$$

где r — радиус-вектор точки внутри элементарного объема. Если среда неоднородна, изменится функция распределения потока нейтронов $\Phi(r)$, а экспонента $e^{-\mu r_1}$, описывающая поглощение γ -излучения, заменится более сложной функцией. Например, в двухслойной среде с цилиндрической границей раздела она изменится на $\exp(-\Delta r_{\text{пл}} \mu_{\text{пл}} - \Delta r_c \mu_c)$, где $\Delta r_{\text{пл}}$, Δr_c — часть расстояния r_1 , приходящаяся соответственно на пласт и скважину; $\mu_{\text{пл}}$, μ_c — эффективный коэффициент поглощения γ -излучения соответственно в пласте и скважине.

Интеграл (1.188а) может быть вычислен при задании распределения $\Phi(r)$ с помощью формул (1.70) — (1.70в) и др. в зависимости от характера среды. Однако ряд закономерностей НАМ могут

быть выявлены непосредственно из анализа формулы (1.188а) в сочетании с некоторыми сведениями, известными читателю из раздела о стационарных нейтронных методах.

Легко видеть, что теория НАМ аналогична теории НГМ. Поэтому влияние длины переноса нейтронов и γ -квантов на показания НАМ в целом такое же, как при НГМ с нулевым зондом (поскольку при НАМ обычно детектор после облучения породы занимает место источника).

Рассмотрим *активацию тепловыми нейтронами* в однородной среде. Поток последних согласно формулам (1.70) — (1.70в) пропорционален среднему времени жизни нейтронов в породе. Влияние концентрации N_x и сечения активации σ_x определяемого элемента в однородной среде описывается сомножителем $N_x \sigma_x \tau$, т. е. где σ_{3x} σ_{3i} — сечение захвата нейтронов соответственно определяемым элементом и остальными элементами горной породы; N_i — атомная концентрация i -го элемента.

Таким образом, связь A с N_x является нелинейной. Если состав остальных элементов остается неизменным, зависимость сомножителя $N_x \sigma_x \tau$ (а следовательно, и A) от N_x имеет вид, показанный на рис. 84. Повышение концентрации других элементов с высоким сечением поглощения увеличивает знаменатель выражения (1.188а) и снижает показания НАМ

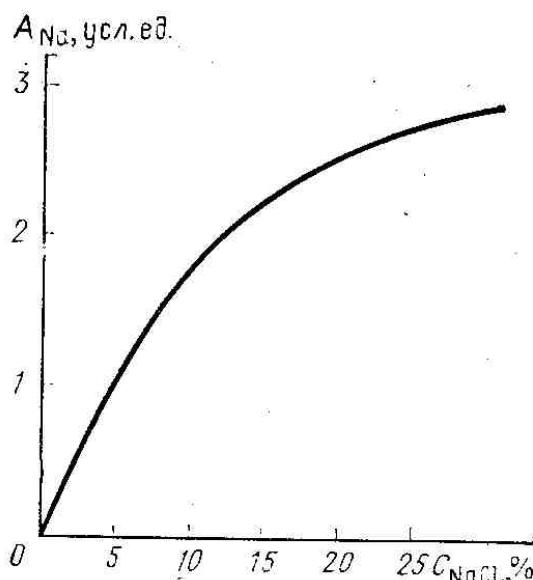


Рис. 84. Зависимость активности Na от концентрации C_{NaCl}

Из других нейтронных свойств пласта наиболее сильное влияние на показания НАМ оказывает длина миграции нейтронов в среде L_n , т. е. главным образом ВИ пласта. Чем меньше L_n (чем больше ВИ), тем ближе к источнику нейтронов расположена основная часть источников γ -излучения. Поэтому в случае использования зонда нулевого размера, обычного при точечных измерениях (см. ниже), показания растут с повышением водородосодержания пласта. При низком сечении поглощения нейтронов скелетом породы и определяемым элементом увеличение водородосодержания оказывается еще через сомножитель τ . С ростом ВИ все большая часть нейтронов захватывается водородом, что уменьшает суммарную активацию в объеме пласта. Влияние L_n обычно пересиливает, и показания растут с ростом ВИ.

Формула (1.188а) пригодна для приближенных расчетов л при *активации быстрыми нейтронами*. Изменится лишь функция $\Phi(r)$. Более строгое описание распределения источников γ -излучения наведенной активности требует учета различий в распределении $\Phi(r, E)$ нейтронов разной энергии и зависимости сечений активации σ_x от энергии E . С учетом этого формула (1.188а) принимает вид

$$\Phi = \frac{v}{4\pi} (1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t_0} \int \frac{N_x \sigma_x(E)}{r_1^2} \Phi(\vec{r}, E) e^{-\mu r_1} dV dE. \quad (\text{I.188б})$$

При НАМ применяют скважинные приборы, содержащие источник нейтронов и индикатор γ -излучения, удаленный от источника на большое расстояние (1,5—2,0 м), достаточное для того, чтобы можно было бы пренебречь интенсивностью ГИРЗ у индикатора, т. е. эффектом НГМ. Иногда

активатор (камера с источником нейтронов) с помощью специального держателя размещают на кабеле.

Нейтронный активационный каротаж проводят либо при непрерывном движении прибора по скважине (для изотопов с периодом полураспада T до нескольких минут), либо на точках (при $T > 3-5$ мин). При *исследованиях на точке* прибор останавливают так, чтобы источник находился против исследуемой точки. Породу облучают в течение времени $t_0 = (0,5-2,0)T$ в зависимости от ожидаемой активности исследуемого изотопа и периодов полураспада T_i , мешающих изотопов, образующихся при облучении нейтронами.

Облучив породу за выбранное время t_0 , прибор быстро перемещают так, чтобы детектор разместился точно против точки, где ранее находился источник. Далее измеряют интенсивность γ -излучения при нескольких значениях времени задержки t после облучения либо непрерывно регистрируют изменение указанной интенсивности с помощью самописца в течение времени, примерно равного T или при определении нескольких элементов периоду полураспада наиболее долгоживущего из определяемых изотопов.

Обычно в измеряемую активность вносят вклад нескольких изотопов. Чтобы определить вклад каждого из них, строят график зависимости спада логарифма активности от времени и расчленяют ее на составляющие с различным периодом полураспада. График зависимости $\lg A = f(t)$ для каждого изотопа представляет собой прямую линию с угловым коэффициентом, равным значению λ данного изотопа. На рис. 83, б приведены примеры таких графиков для изотопов ^{38}Cl ($T = 38,8$ мин), ^{56}Mn ($T = 2,5$ ч) и ^{24}Na ($T = 15$ ч), образующихся в обсаженной скважине. Там же показана кривая суммарной активности. Как видно, при наличии нескольких активных изотопов изменение $\lg A$ во времени происходит по нелинейному закону.

Надежное расчленение графика спада активности на отдельные составляющие возможно лишь при небольшом числе (три-четыре) активных изотопов, периоды полураспада которых значительно (не менее чем в 3—5 раз) отличаются друг от друга. Если состав излучения изотопов существенно различен, можно использовать спектрометрию γ -излучения аналогично тому, как это делают при ГК-С.

Иногда изотопы с близкими периодами полураспада получают при реакциях с нейтронами различных энергий. Частным случаем подобной ситуации является образование одного и того же изотопа из разных элементов. Так, ^{28}Al может образоваться в результате реакций $^{27}\text{Al}(\eta, \gamma)$ и $^{28}\text{Si}(\eta, \rho)$, вызываемых соответственно тепловыми и быстрыми нейтронами. Для определения доли активности, созданной раздельно каждой из этих реакций, а следовательно, с целью определения концентраций исходных элементов (в нашем примере Al и Si) необходимы двукратные измерения после облучения пород двумя источниками с различным спектром, например Po-Be и Po-B.

При непрерывном НАК прибор движется, имея источник впереди. Детектор двигается сзади и регистрирует интенсивность наведенной активности. Регистрируемая активность зависит от скорости движения и при значении $v_{\text{опт}}$, характеризуемой величиной 7, достигает максимума. Оптимальная скорость $v_{\text{опт}}$ такова, что время прохождения детектором интервала, равного длине зонда, примерно равно среднему времени жизни активирующихся ядер. Поскольку последнее равно λ^{-1} ,

$$\frac{N_x \sigma_x}{v (N_x \sigma_{3x} + \sum N_i \sigma_{3i})},$$

Нейтронный активационный метод применяют для выделения в разрезах скважин флюорита, руд Al, Mn, Cu, V и т. п. В благоприятных случаях производится количественное определение содержания элементов. На начальной стадии развития НАМ его использовали для определения водонефтяных и газоводяных контактов по различию содержания Na, Cl и V. Однако в настоящее время эту задачу более эффективно и намного оперативнее решают с помощью ИНМ.

В нефтяных и газовых скважинах НАМ используется в основном для определения кислорода. Содержание последнего различно против продуктивных нефтеносных и водоносных пластов равной пористости, а также в интервалах скважины, заполненных нефтью, газом и водой. В основном метод применяется для изучения состава жидкости в стволе скважины при контроле разработки месторождения. Показания НАМ по кислороду (называемого также кислородным методом НАМ-0) при постоянной скорости движения прибора зависят не только от концентрации кислорода, но и от скорости движения жидкости по стволу скважины или в заколонном пространстве. Поэтому при известном составе жидкости или в случае комплексирования с другими методами, чувствительными к составу жидкости, НАМ-0 позволяет судить о скорости движения жидкости в стволе скважины или в заколонном пространстве.

Применение кислородного метода для определения водонефтяных и газожидкостных контактов (в обсаженных скважинах после расформирования зоны проникновения фильтрата промывочной жидкости) возможно лишь в пластах, однородных по своим нейтронным и γ -лучевым свойствам, при постоянных скважинных условиях, поскольку эффекты на контактах редко превышают 10—15 % и легко маскируются возможными влияниями других факторов.

Кислородный метод может использоваться также для выделения полезных ископаемых, бедных кислородом: ископаемых углей, серы, богатых сульфидных руд и т. п.

Нейтронный активационный метод в комплексе с НМ перспективен также для определения некоторых основных породообразующих элементов. Так, в разрезе нефтяных и газовых скважин представляет интерес определение Ca, Mg, Al, Si, S. Их определение важно для установления литотипа пород, изучения доломитизации известняков (по Mg), глинистости (по Al), сульфатизации (по S) и других особенностей пород, влияющих на их коллекторские свойства и на показания различных геофизических методов и потому требующих введения соответствующих поправок в данные таких методов. При НАМ чаще всего используют активацию на медленных нейтронах. Активацию быстрыми нейтронами применяют в случае анализа на Si, Mg и O. Высокий порог ($E_{\text{пор}}=10^6$ МэВ) активации кислорода по реакции $^{16}\text{O}(\text{n}, \text{p})^{16}\text{N}$ требует использования при кислородном методе генераторов нейтронов ($E_n=14$ МэВ).

При применении импульсных генераторов нейтронов частоту импульсов источника берут небольшой (10—20 Гц), а регистрацию наведенной активности начинают через 10 мс и более, когда тепловые нейтроны практически полностью поглощаются и фон ГИРЗ (эффект ИНГМ) отсутствует. Такое временное разделение ГИРЗ и излучения искусственной радиоактивности позволяет использовать малые размеры зонда и повышать статистическую точность измерений. При применении импульсных генераторов нейтронов обычно одновременно проводят исследование ИНГМ (регистрация излучения при $t < 1$ —3 мс) и НАМ ($t > 10$ мс).

§ 39. Ядерно-магнитный метод

Ядерно-магнитные методы (ЯММ) исследования вещества основаны на наличии магнитных μ и механических P моментов у ядер элементов, за исключением некоторых изотопов (^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca и т. п.), ядра которых составлены из четного числа как протонов, так и нейtronов. Ядра грубо можно представить в виде маленьких волчков-магнитов, вращающихся вокруг своей оси. При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты ядер направлены хаотично во все стороны и их суммарный магнитный момент равен нулю. Если ядро поместить во внешнее постоянное магнитное поле напряженностью H_0 , то магнитные силы стремятся ориентировать магнитные моменты ядер по направлению этого поля. Однако, как и в случае вращающегося волчка в поле тяготения Земли, полного совпадения направлений μ и H_0 не получится. Вектор μ , подобно оси волчка, прецессирует вокруг направления H_0 , т. е., непрерывно двигаясь, описывает коническую поверхность с осью, совпадающей с направлением H_0 . Круговая частота прецессии

$$f = \frac{1}{2\pi} \gamma H_0 \mu_0, \quad (\text{I.189})$$

где $\gamma = \mu/P$ — гиромагнитное отношение ядра; μ_0 — магнитная проницаемость среды.

Значения γ , а также частоты прецессии в магнитном поле Земли (индукция равна $0,5 \cdot 10^{-4}$, Т) для некоторых изотопов приведены в табл. 13.

ТАБЛИЦА 13.
Ядерно-магнитные характеристики ядер некоторых изотопов

Доля изотопов в естественной смеси изотопов данного элемента, %	Гиромагнитное отношение $\gamma/2\pi$, кГц/Тл	Относительная амплитуда сигнала свободной прецессии	Резонансная частота прецессии в поле Земля, кГц
^1H (99,98)	42570	1,000	2,178
^{13}C (1,1)	10710	0,016	0,503
^{17}O (0,04)	5770	0,029	0,288
^{23}Na (100,0)	11280	0,093	0,563
^{25}Mg (10,0)	2610	0,027	0,130
^{27}Al (100,0)	11100	0,207	0,554

Примечание. Понятие «сигнал свободной прецессии» см. ниже.

Если бы не было теплового движения молекул, моменты всех ядер были бы направлены в сторону вектора H_0 . Тепловое движение совокупности молекул вещества (решетки) препятствует этому, но все же количество ядер, ориентированных по полю, оказывается большим, чем число ядер, направленных против поля. В результате вещество во внешнем магнитном поле приобретает некоторую результирующую ядерную намагниченность M , ориентированную параллельно направлению внешнего поля:

где χ — ядерная магнитная восприимчивость. Величина χ прямо пропорциональна числу N ядерных спинов в единице объема, квадрату гиromагнитного отношения и обратно пропорциональна абсолютной температуре T .

$$\chi = \frac{N\gamma^2 h^2 J(J+1)}{3kT}, \quad (I.190)$$

где h — постоянная Планка; J — спин ядра; k — постоянная Больцмана.

При изменении величины или направления магнитного поля происходит переориентация части молекул и соответственно изменение величины M . В этом случае новое состояние равновесия достигается не мгновенно. Например, при включении поляризующего поля намагниченность растет по закону

$$M = M_\infty(1 - e^{-t/T_1}), \quad (I.191)$$

где M_∞ — намагниченность через большое ($t=\infty$) время; T_1 — постоянная времени, характеризующая скорость изменения составляющей намагниченности, ориентированной вдоль направления внешнего поля, называемая *временем продольной релаксации*. Поскольку этот процесс связан с тепловым движением системы молекул вещества (решетки) T_1 называют также *временем спин-решетчатой или термической релаксации*.

Наблюдение относительно слабой ядерной намагниченности среды на фоне более сильного атомного диамагнетизма облегчается механизмом *свободной прецессии ядерной намагниченности*. Чтобы наблюдать свободную прецессию, создают неравновесное состояние ядер. В варианте, нашедшем применение при ядерном магнитном методе, для этого в дополнение к напряженности земного магнитного поля H_3 , образуют более сильное поляризующее магнитное поле напряженностью H_{\perp} , направленное под углом к полю H_3 . Таким образом достигаются значительное увеличение величины ядерной намагниченности M и поворот ее направления относительно направления поля Земли (рис. 85, *a*, *b*, *e*, интервал времени $t_b - t_e$). После выключения поляризующего поля среда остается в неравновесном состоянии — вектор намагниченности M имеет гораздо большую величину, чем в состоянии равновесия с полем H_3 Земли, и, кроме того, повернут относительно направления последнего. В результате начинается свободная прецессия отдельных ядер и всего вектора намагниченности M вокруг направления H_3 (см. рис. 85, *e*, момент t_e). Эту прецессию можно обнаружить по э. д. с. (см. рис. 85, *v*), наводимой прецессирующими полем в измерительной катушке прибора и имеющей частоту, которая определяется формулой (1.189).

Со временем э. д. с. уменьшается в соответствии с изменением поперечной составляющей M вектора намагниченности. Величина M убывает по закону

$$M_{\perp} = M_{\perp 0} e^{-t/T_2}, \quad (I.191a)$$

где T_2 — постоянная времени, характеризующая скорость уменьшения поперечной составляющей намагниченности, называемая *временем поперечной релаксации*. Наряду с другими процессами большой вклад в уменьшение M_{\perp} вносит взаимодействие между системой спинов ядер, поэтому T_2 называют также *временем спин-спиновой релаксации*.

Механизм этого эффекта с точки зрения классической физики можно представить себе следующим образом. В момент выключения поляризующего внешнего поля, магнетики μ ядер начинают прецессировать согласованно как бы в виде компактного пучка (см. рис. 85, *e*, момент t_e). Однако каждое ядро находится не только в постоянном поле H_0 , но и в дополнительном поле,

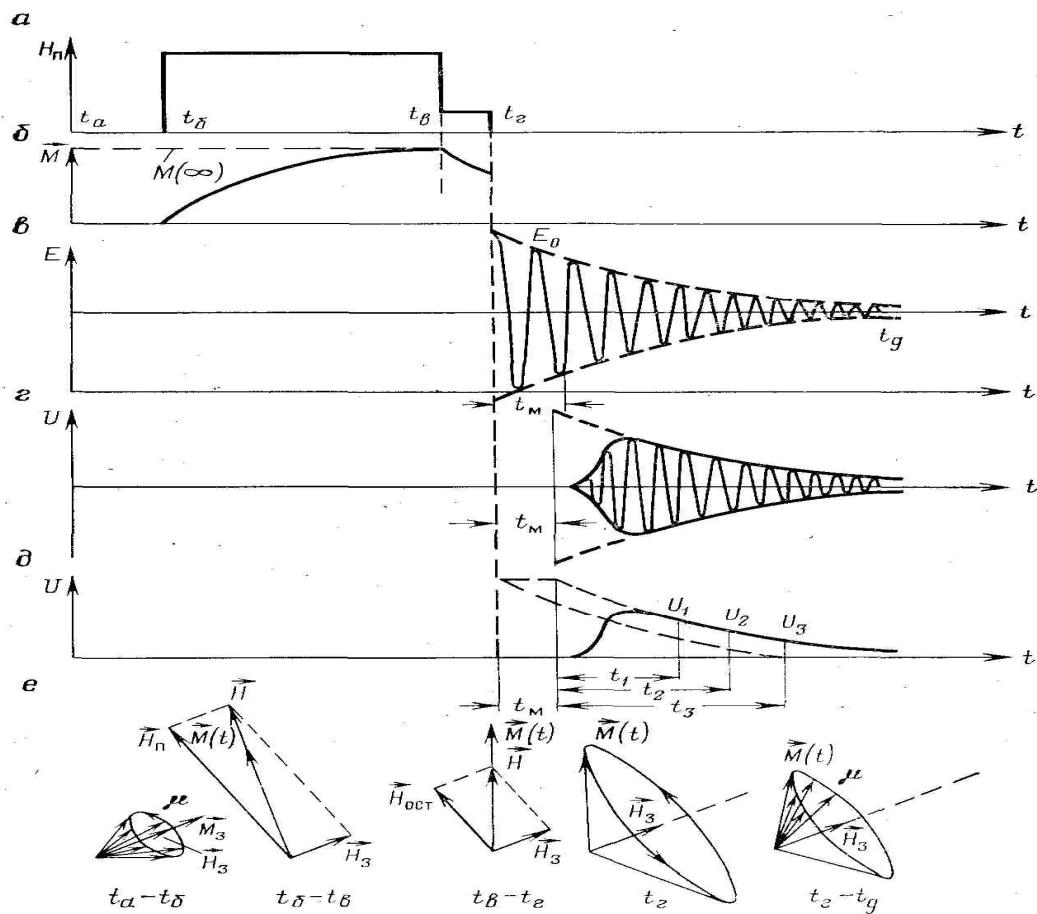


Рис. 85. Схема возбуждения и регистрации сигналов свободной прецессии (по С. М. Аксельроду и др.)

а—изменение напряженности поляризующего магнитного поля во времени; **б**—изменение вектора ядерной намагниченности M во времени; **в**—индуктируемая в катушке э. д. с. сигнала свободной прецессии; **г**—форма усиленного сигнала свободной прецессии; **д**—огибающая продетектированного сигнала U свободной прецессии; **е**—положение вектора ядерной намагниченности в различные моменты времени

создаваемом соседними ядрами. Величина и направление дополнительного поля несколько меняются от ядра к ядру в зависимости от относительного положения соседних ядер. Поэтому каждое из ядер находится под действием различных напряжений и частота прецессии разных ядер согласно выражению (1.189) несколько различна. Вследствие этого компактный вначале пучок магнетиков постоянно рассеивается в «веер»: ядра с большей частотой прецессии обгоняют другие ядра. Нормальные составляющие магнитных моментов μ_\perp различных ядер теперь направлены под разными углами и частично компенсируют друг друга (см. рис. 85, е, время $t_\gamma - t_\delta$), а их сумма M_i уменьшается по закону (1.191а). Чем больше неоднородность магнитного поля, тем меньше T_2 независимо от причины неоднородности. Так же действует и неоднородность поля, вызванная присутствием в породе парамагнитных примесей.

При ЯММ принят следующий способ наблюдения свободной прецессии ядер. Исследования осуществляют циклами. В каждом цикле, пропуская ток через катушку, ось которой направлена под углом к магнитному полю Земли, создают поперечное магнитное поле напряженностью H_n , поляризующее горную породу, т. е. изменяющее направление и величину ядерной намагниченности (см. рис. 85, а, б, е, моменты $(\text{в} - t_\delta)$). Через некоторое время поляризации t_n поляризующее поле H_n выключается. Быстрое выключение сильного тока катушки является сложным. Это осуществляют в два этапа. Вначале ток уменьшают до остаточного значения (i_{ocm} , во много раз меньшего, чем начальное i_o , но такого, что остаточное поле H_{ocm} в 5—10 раз больше, чем H). Через небольшое время t_{ocm} выключают и остаточный ток. Чтобы исключить влияние переходных процессов на результаты измерений, начало измерений сигнала свободной прецессии (ССП) сдвинуто на величину t_M

«мертвого времени» относительно момента выключения тока. Поэтому сигналы, затухающие с постоянной времени, заметно меньшей значениям t_M , не могут быть зарегистрированы.

Для восстановления начальной амплитуды сигнала U_0 свободной прецессии и определения T_2 измеряют значения сигнала при двух или трех временах t_1 , t_2 и t_3 (см. рис. 85, д). Значения U_0 и T_2 вычисляют (с помощью вычислительного устройства в поверхностном пульте аппаратуры ЯММ) по следующей формуле, являющейся следствием формулы (1.191 а):

где

$$U_0 = \frac{U_1^{\frac{t_2}{t_2-t_1}}}{U_2^{\frac{t_1}{t_2-t_1}}}; \quad T_2 = \frac{t_2 - t_1}{\ln U_1 - \ln U_2}, \quad (I.192)$$

U_1 , U_2 — амплитуда сигнала при временах задержки t_1 и t_2

В поверхностном пульте прибора сигнал выпрямляют с помощью детектора и, суммируя интегратором, вырабатывают сигнал тока постоянного направления, изменяющийся во времени по закону (1.191, а).

Кроме определения величин U_0 и T_2 в случае достаточно большого времени поляризации ($t_n > 3T_1$) при ЯММ можно установить также время продольной релаксации T_1 . Для определения T_1 используют зависимость начальной амплитуды сигнала U_0 от продолжительности t_n действия поляризующего поля, имеющую вид (1.191), т. е.

$$U_0(t_n) = U_0^\infty (1 - e^{-t_n/T_1}), \quad (I.190a)$$

где $U_0(t_n)$ — значение U_0 при длительности действия поляризующего поля t_n ; U_0^∞ — то же, при бесконечно длительном действии поля, (практически при $t_n \geq 3T_1$). Из формулы (I.190a) видно, что величина

$$B = \ln \frac{U_0^\infty - U(t_n)}{U_0^\infty}$$

связана с временем t_n линейной зависимостью

$$B = -t_n/T_1,$$

т. е. угловой коэффициент зависимости $B(t_n)$ равен T_1^{-1} . В действительности зависимость $B=B(t_n)$ иногда представляет сумму прямых с различным значением T_1 аналогично графику спада активности ядер при НАМ. В таких случаях кривую $B(t_n)$ графически или аналитически расчленяют на составляющие с разными величинами T_1 .

Согласно выражениям (1.189) и (1.190) ядерная намагниченность среды и характеристики ССП определяются (при постоянных H и H_n) величиной гиромагнитного отношения ядер, входящих в состав среды, их концентрацией и температурой. Кроме того, на величины ССП, T_1 и T_2 влияют агрегатное состояние среды и некоторые другие факторы.

Гиромагнитное отношение является максимальным у основного изотопа водорода 1H . У других изотопов оно меньше, а содержание многих из них в естественной смеси изотопов соответствующего элемента также невелико. Поэтому относительная амплитуда ССП для большинства элементов (при равной концентрации) значительно меньше амплитуды сигнала от 4H . Кроме того, основные элементы входят в состав твердых тел, для которых $T_2 < 5$ мс, что исключает регистрацию их сигнала существующими схемами с большим значением «мертвого времени». Единственным изотопом, время релаксации которого велико (и то лишь при его вхождении в состав несорбированной свободной жидкости или газа), является водород. Сигнал свободной прецессии от водорода имеет частоту около 2 кГц, и аппаратуру ЯММ делают избирательной для регистрации сигнала именно с такой частотой.

Ядерно-магнитные свойства горных пород

Амплитуда ССП, значения T_1 , T_2 определяются свойствами поровых жидкостей и газов, характером их взаимодействия с твердой фазой породы. Для характеристики относительной амплитуды сигнала свободной прецессии от различных жидкостей вводят понятие **индекса снижения амплитуды** (ИСА), равного отношению начальных амплитуд ССП в данной жидкости и

дистиллированной воде, выраженному в процентах. Величина ИСА для дистиллированной воды равна по определению 100%, для растворов NaCl и CaCl_2 она снижается с ростом концентрации соли сначала очень медленно (на 1,5% при $C \approx 5\%$), далее сильнее (на 11—12 % при $C = 25\%$). При комнатной температуре ИСА легких нефлей составляет 90—95%, парафинистых нефлей — 20—25%, высоковязких нефлей—10—15%. С повышением температуры ИСА всех нефей растет, приближаясь к 80—95%, что объясняется уменьшением их вязкости.

Время T_1 продольной релаксации водородсодержащих жидкостей определяется в основном отношением вязкости η к абсолютной температуре T . Значение T_1 для дистиллированной воды при 20 °C равно 3,1 с. С ростом температуры величина Г1 повышается со скоростью 0,1 с/°C. Наличие парамагнитных примесей, например, ионов O^{2-} , Cu^{2+} , Fe^{2+} , Mn^{4+} , Cr^{2+} и др., приводит к уменьшению T_1 . Так, для воды с растворенным кислородом значение T_1 может снижаться до 2 с (при 20 °C). Увеличение содержания NaCl и CaCl_2 до 5 % почти не оказывается на величине T_1 , а затем оно снижается с ростом концентрации NaCl и CaCl_2 примерно на 30% при $C = 25\%$. Для нефей значение T_1 уменьшается при убывании их вязкости. В нефти часто имеется ряд компонентов, каждый из которых характеризуется своим значением T_1 и T_2 .

Скелет горной породы не дает вклада в ССП, измеряемый описанной выше схемой, однако от удельной поверхности и смачиваемости скелета зависит доля жидкости, сорбируемой (связываемой) этой поверхностью и не вносящей вклада в ССП. Влияние локальных магнитных полей на поверхности скелета породы резко снижает величину T_2 связанной жидкости, и потому сигнал от нее не регистрируется. Более того, благодаря интенсивному обмену молекул между связанный и свободной жидкостями происходит некоторое снижение времени T_1 продольной релаксации и для свободной жидкости.

Время поперечной релаксации T_2 в целом зависит от тех же факторов, что и величина T_1 . Исключением является неоднородность магнитного поля, резко снижающая значение T_2 и не сказывающаяся на времени T_1 .

Если поры породы подразделяются на несколько градаций с различными размерами, то каждая такая градация дает сигнал со своим значением T_1 . Поэтому кривая $B = B(t_n)$, рассмотренная выше, представляет сумму нескольких компонентов.

С ростом доли связанной воды времени T_1 и T_2 уменьшаются до величины, характерной для связанной воды. При таких значениях (~15 мс) T_1 и T_2 сигнал ССП уже не может быть зарегистрирован. Поэтому амплитуда ССП от пород, содержащих только связанную воду, т. е. от неколлекторов, практически равна нулю. Как показали эксперименты, сигнал ЯММ возникает лишь при наличии в порах жидкости, способной двигаться под действием обычных градиентов давления, т. е. в случае наличия эффективной пористости. Из-за помех уверенно выделяется сигнал, начиная с $k_{\text{пэф}} \approx 1,5—2,0\%$.

Учитывая, что при одной и той же эффективной пористости сигнал ЯММ несколько уменьшается с ростом нефтенасыщенности и минерализации вод и существенно убывает (пропорционально снижению концентрации водорода) при замещении воды или нефти газом, вводят понятие *индекса свободного флюида* (ИСФ). Он равен отношению амплитуд сигналов ЯММ от данной породы и дистиллированной воды, выраженному в процентах.

Зонд ЯММ представляет собой многовитковую катушку индуктивности (в выпущенной промышленностью малой серией аппаратуре АЯМК-1 диаметр катушки 83 см, длина 72 см, число витков 680), вытянутую вдоль оси скважинного прибора. Катушка выполняет двойное назначение: при подаче постоянного тока (~3 А) она создает поляризующее поле, а после отключения тока становится приемной.

Кроме основного датчика имеется вспомогательный, который примерно в 2 раза меньше основного. Он помещен внутри камеры тороидальной формы, заполняемой водородсодержащей жидкостью, и служит для контроля работы прибора. Датчики размещены в стеклотекстолитовой трубе, заполненной фторированной жидкостью, не создающей ССП.

Теория зондов ЯММ имеет много общего с теорией зондов индукционного каротажа. Для зондов ЯММ также справедлива аддитивность сигналов различных элементарных объемов, что дает возможность ввести понятия радиального геометрического фактора (радиальной характеристики). Основной вклад (90%) в показания ЯММ дает зона радиусом $1,58d_c$. Вертикальная разрешающая способность метода определяется длиной l_k катушки зонда. При мощности пласта $h > l_k$ аномалии ЯММ против однородных пластов симметричны, граница пласта отмечается на середине аномалии, а амплитуда аномалии практически такая же, как против пласта бесконечной мощности. При

$h < l_k$ аномалия снижается, а границы пластов отмечаются ближе к ее вершине.

Зонд работает периодически, циклами через 1—5 с. Это ограничивает допустимую скорость подъема прибора (обычно 150—300 м/ч).

Показания зонда выражают в условных единицах — ИСФ. Величина э. д. с., соответствующая ИСФ = 100 ед., определяется по результатам эталонного замера в баке с водой. Показания метода в единицах ИСФ после внесения поправок за влияние диаметра скважины, глинистой корки и т. п. соответствуют эффективной пористости $k_{n,\text{эфф}}$.

Пример диаграммы ЯММ показан на рис. 86. Максимальные значения ИСФ наблюдаются против чистых (неглинистых; см. диаграмму СП) песчаников с высокой пористостью, минимальные — против аргиллитов.

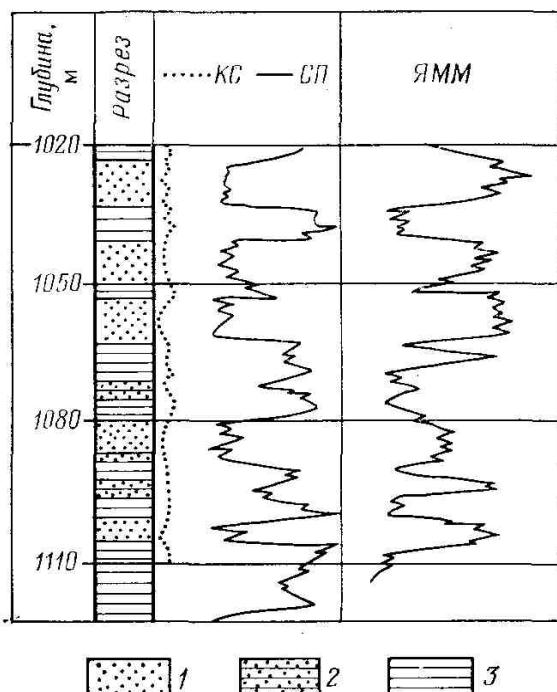


Рис. 86. Пример диаграммы ЯММ.

1 — песчаник; 2 — песчаник глинистый; 3 — аргиллит

В большинстве случаев скважина не вносит вклада в ССП, поскольку практически вся вода в промывочной жидкости — связанный. Кроме того, промывочная жидкость часто содержит магнитные примеси, сокращающие время T_2 . Если бурение производят на технической воде или на промывочных жидкостях с большим количеством нефти, для снижения времени T_2 рекомендуется добавлять небольшое количество магнетита ($30\text{кг}/\text{м}^3$).

Основная область применения ЯММ

Ядерно-магнитным методом выделяют коллекторы и определяют их эффективную пористость по величине ИСФ. По времени T_1 иногда можно разделять нефтеносные и водоносные пласти. Поскольку ЯММ проводят только в необсаженных скважинах, решение этой задачи базируется на наличии остаточной нефти в зоне проникновения фильтрата промывочной жидкости. Присутствие некоторого количества остаточной нефти в зоне проникновения нефтеносных пластов препятствует контакту фильтрата с поверхностью скелета, гидрофобизирует его и снижает количество связанной воды. Поэтому величина T_1 здесь ближе к времени релаксаций в свободной жидкости, чем в водоносных пластах. Так, по месторождениям Татарии среднее значение T_1 для водоносных пластов составляет 400—500 мс, для нефтеносных 700 мс. Однако решение задачи часто неоднозначно: колебания значений T_1 в пластах одной и той же насыщенности весьма значительны и области величин T_1 для водоносных и нефтеносных пластов перекрываются.

С целью выделения вязких нефтей и битумов предложено проведение ЯММ дважды — до нагрева пласта и после него. При нагреве происходит снижение вязкости нефтей и повышение времени T_1 , а в битумах появляется ССП, не возникающий при низких температурах.

§ 40. Методы индикаторных веществ

В методе индикаторных (меченых) веществ в скважину закачивают растворы, суспензии и т. п., содержащие вещества, отличающиеся по своим физическим свойствам от горных пород (или среды, заполняющей скважину). Проводя исследования геофизическим методом, чувствительным к содержанию в среде данного индикаторного вещества, прослеживают его продвижение. Чаще всего применяют индикаторные вещества с аномальными радиоактивными, реже нейтронными свойствами. В небольшом объеме используют вещества, содержащие изотопы, которые легко обнаруживаются нейтронным активационным методом. Имеются предложения о применении веществ с аномальными магнитными свойствами, например парамагнитных ионов, легко выявляемых при ЯММ. Соответственно для обнаружения области нахождения и концентрации индикаторного вещества в среде применяют ГМ, различные модификации НМ, НАМ и ЯММ.

Круг задач, решаемых в скважинах методом индикаторных веществ, обширен. Важнейшими из них являются следующие:

- 1) выделение коллекторов и определение их коллекторских свойств;
- 2) определение интервалов поглощения промывочной жидкости при бурении и нагнетаемых вод в случаях законтурного и внутриконтурного заводнений месторождений;
- 3) разделение продуктивных, водоносных и обводненных пластов;
- 4) определение дебитов;
- 5) изучение технического состояния скважин (определение мест нарушения колонн, затрубной циркуляции вод и т. п.).

Выделение коллекторов основано на обнаружении интервалов, поглотивших активный (содержащий индикаторное вещество) раствор. Наиболее надежно коллекторы выделяются при бурении скважин на активной промывочной жидкости. В этом случае в коллекторах образуется зона проникновения фильтрата такой жидкости, в котором растворено некоторое количество индикаторного вещества. Однако удовлетворительные результаты часто можно получить и при закачке активного раствора в скважины, законченные бурением, в том числе в некрепленном или перфорированном участках разреза эксплуатационных и нагнетательных скважин.

Если количественно определить содержание индикаторного вещества в единице объема породы, можно найти объем пор, занятых активными веществами, который называется пористостью вытеснения и близок обычно к эффективной пористости пород.

Иногда метод индикаторных веществ осуществляется без специальных технологических операций, например, когда свойства фильтрата промывочной жидкости и пластовых вод различны. При использовании пресных промывочных жидкостей в районах с солеными пластовыми водами пласти, поглотившие пресный фильтрат, могут выделяться по данным комплекса ИНМ и другого метода, чувствительного к пористости, либо по ИНМ-КВ.

Выделение коллекторов и особенно количественное определение пористости вытеснения наиболее надежно осуществляются при двукратных исследованиях до закачки активного раствора и после (*способ двух растворов*). Если содержание активного вещества или значение характеристики, определяемой геофизическим методом, для пластового флюида до закачки активного раствора равнялось C_1 , а для активного раствора — C_2 , то пористость вытеснения определяется по формуле

$$k_{\text{п. в}} = \frac{C'_2 - C'_1}{C_2 - C_1} = \frac{\Delta C'}{\Delta C}, \quad (\text{I.193})$$

где C'_1 , C'_2 — значения C для пласта, определенные соответственно по данным первого и второго замеров; $C' = C'_2 - C'_1$;

$\Delta C = C_2 - C_1$. Так, если заполнитель пор и активный раствор различаются нейтронопоглощающей активностью, то

$$k_{\text{п. в}} = \frac{A'_{n2} - A'_{n1}}{A_{n2} - A_{n1}} \approx \frac{\lambda'_2 - \lambda'_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (\text{I.194})$$

где индексы при нейтронопоглощающей активности λ , и декременте затухания A имеют прежний смысл.

Для большинства методов простая связь вида (1.193) имеет место только при концентрациях индикаторного вещества, определенных по данным каротажа, но не для самих показаний метода,

поскольку связь показаний с концентрацией является нелинейной или же показания чувствительны к различиям иных свойств среды (плотность, водородосодержание и т. п.).

Определение интервалов поглощения в целом аналогично выделению коллекторов. Для исключения или уменьшения помех, вызванных адсорбцией индикаторных веществ по стволу скважины, а также с целью их фиксации («застревания») в прискважинной зоне эти вещества могут вноситься в виде суспензий. Чтобы количество индикаторного вещества, поглощенного пластом, и изменение показаний метода были пропорциональны количеству жидкости, поглощенной единицей мощности пласта (т. е. для изучения профиля приемистости), индикаторное, обычно радиоактивное, вещество сорбируют на поверхности небольших частиц пластика. Для обеспечения движения меченых частиц вместе с жидкостью без запаздывания или опережения плотности пластика и жидкости должны быть близки, а размер частиц должен быть таким, чтобы они входили в поры пласта, но не уносились на глубину, превышающую размер зоны исследования каротажа.

Разделение продуктивных, водоносных и обводненных пластов основано на различии фазовой проницаемости воды и нефти. Так, фазовая проницаемость воды в водоносных пластах выше, чем в аналогичных нефтеносных. Вода легче проникает в водоносный или обводненный пласт, а нефть — в нефтеносный пласт. Если закачивать в скважину воду или нефть, содержащие индикаторные вещества, по показаниям каротажа можно определить пласти, лучше поглощающие данную жидкость, и судить об их продуктивности. Чтобы исключить заметное проникновение в пласти с иной насыщенностью, чем закачиваемая жидкость, давление закачки должно быть небольшим (выбирают на основе опытных работ).

Предложены также методы выделения нефтеносных пластов путем закачки активных растворов с парамагнитными примесями, избирательно растворимыми в воде или нефти. При проведении ЯММ до закачки раствора и после можно определить пласти, в которых растворились указанные примеси.

К методу индикаторных веществ относится также метод пуль с меченым (обычно радиоактивным) веществом, используемый при контроле обводнения пластов. В продуктивный пласт выстреливают пулей, содержащей индикаторное вещество, которое разрушается при контакте с водой. Пока пласт продуктивен, повторные измерения геофизическим методом четко отмечают положение пули. После обводнения пласта вещество в пуле растворяется или разрушается и индикаторное вещество рассеивается наступающими водами: аномалии показаний, обусловленные пулями, постепенно пропадают.

Дебит скважин, точнее, скорость движения жидкости или газа в различных сечениях скважины можно определить по данным многократных измерений геофизическим методом, если в поток жидкости на забое эксплуатационной или в устье нагнетательной скважины ввести индикаторное вещество. При небольшой скорости движения жидкости или газа индикатор вводят в поток один раз и изменения его положения во времени прослеживают повторными замерами геофизическим методом. В случае большой скорости введение метки в поток осуществляют с помощью специальных приборов — инжекторов, расположенных ниже детектора при восходящем потоке и выше него при нисходящем потоке.

Частным случаем рассматриваемого метода может считаться НАМ по кислороду. При этом мечение жидкости осуществляется активацией кислорода, а скорость движения активированной жидкости определяют не по времени, а по интенсивности активации, поскольку последняя, как и в случае непрерывного НАМ, зависит от скорости относительного движения прибора и среды.

Затрубную циркуляцию жидкостей или газов, а особенно надежно место их поглощения также определяют методом индикаторных веществ. В некоторых случаях в качестве индикаторного вещества может служить сама циркулирующая жидкость или газ. Так, циркуляция газа с накоплением его в вышележащих пластиах может быть обнаружена по данным НМ или ИНМ. Аналогично определяют более редкие случаи перетока нефти в водоносные пласти с помощью ИНМ или в газоносные пласти по данным ИНМ либо НМ.

Работы с индикаторными веществами проводят обычно в следующей последовательности:

- 1) исследование разреза скважины геофизическим методом (фоновый замер);
- 2) ввод индикаторного вещества в скважину с помощью инжекторов или путем закачки активного раствора через насосно-компрессорные трубы;
- 3) продавливание раствора в пласти или выжидание проникновения раствора в пласти;
- 4) обратная промывка ствола скважины для удаления остатков индикаторного вещества;
- 5) повторные замеры геофизическим методом;
- 6) сопоставление двух замеров с целью выявления интервалов существенного изменения показаний.

Для обеспечения безопасности работ ввод радиоактивного препарата в раствор должен осуществляться в стволе скважины с помощью инжекторов или иным способом. С целью уменьшения срока заражения скважины период полураспада изотопа должен быть небольшим. Наиболее широко применяют изотопы ^{59}Fe ($T = 45$ дней), ^{131}I ($T = 8$ дней), ^{95}Zr ($T = 65$ дней) и др. Чтобы улучшить охрану природы и снизить опасность работ, целесообразно ограничить применение метода радиоактивных изотопов лишь задачами, которые нельзя удовлетворительно решить другими методами. В некоторых случаях можно получить искусственную радиоактивность с небольшим периодом полураспада прямо у устья скважины или даже в стволе скважины с помощью мощных источников нейтронов типа небольших ядерных реакторов, размножителей или генераторов нейтронов.

В качестве индикаторного вещества можно использовать вещества с высоким сечением поглощения (растворы солей B , Cd , хлористых солей и т. п.) или активации (V , Mn , F), а также растворы парамагнитных ионов в сочетании с проведением ИНМ, НАМ и ЯММ.

Кратко рассмотрим вопрос об определении необходимой концентрации индикаторного вещества при выделении коллекторов и определении их коллекторских свойств. Если чувствительность ГМ или НАМ достаточна для обнаружения изменения концентрации радиоактивного (или активирующегося) элемента в породе на величину $\Delta C' = C'_1 - C'_2$, а минимальная ожидаемая пористость вытеснения равна k_n , в, то различие концентраций C_2 активного раствора и C_1 пластовой воды согласно формуле

$$|C_2 - C_1| = \frac{C'_2 - C'_1}{k_{n, v}}. \quad (\text{I.193a})$$

Пороговое значение $\Delta C'$ для ГМ можно принять равным 20—30 % от средней удельной активности горных пород, т. е. примерно 0,4—0,6 (пг*экв. Ra)/г, а величину C_1 практически всегда можно считать равной нулю. Такова же чувствительность и НАМ к искусственной радиоактивности. Как показывает расчет по формуле (1.1886), для получения подобного изменения радиоактивности концентрация активирующегося вещества C в породе (при мощности Ро-Ве-источника, равной 10^7 с^{−1}) должна быть такой, чтобы суммарное сечение активации $\Sigma_{\text{акт}}$ на 1 см³ породы в зависимости от ВИ составляло 0,1—0,2 см², чему соответствует, например, содержание F в 70 мг/см³ породы, V в 0,3 мг/см³.

Аналогично, по формуле (1.194) находят нейтронопоглощающую активность A_{n2} раствора при применении веществ с аномальным сечением поглощения нейтронов. Чувствительность $A' - A'$ для ИНМ в типичных условиях может приниматься равной примерно 10—20 % от нейтронопоглощающей активности пласта.

Глава X ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРИ РАДИОАКТИВНЫХ МЕТОДАХ

§ 41. Выбор режима измерений

К параметрам режима измерений при радиоактивных методах (исключая ЯММ) относят скорость v движения прибора в процессе регистрации диаграмм, постоянную времени интегрирующей ячейки τ_a и масштаб регистрации диаграмм, с некоторой долей условности размер зондов, а в случае ИНМ также времена задержки после импульса источника.

Имеются два подхода к выбору величин v и τ_a . При первом подходе, рекомендуемом в существующих руководствах, вначале выбирают значение τ_a , обеспечивающее заданную статистическую точность в отдельных точках диаграммы, т. е. степень иззубренности диаграмм, и независимо от этого величину $v\tau_a$, которая определяет допустимое искажение формы диаграмм на границах пластов или, что то же, допустимое снижение амплитуды кривой против маломощных пластов с заданной минимальной мощностью.

Чтобы относительная среднеквадратическая ширина флуктуационной дорожки на диаграмме, т. е. относительная погрешность измерений в заданной точке диаграммы была не более δ , значение τ_a согласно выражению (1.102) должно быть (за пределами переходных участков на границе пластов) не менее

$$\tau_a = 1/2\bar{J}\delta^2, \quad (I.195)$$

где \bar{J} — средняя скорость счета.

Если задаваться флуктуацией показаний на переходных участках диаграмм, то вместо формулы (1.102) следует использовать равенство (1.101). Допустимая относительная средняя квадратическая погрешность измерений δ зависит от решаемой задачи. Так, при количественном определении некоторой коллекторской характеристики пород, например k_n по данным ГГМ или НМ,

$$\delta = \frac{1}{J} \frac{\partial J}{\partial k_n} \Delta k_n, \quad (I.196)$$

где Δk_n — допустимая абсолютная погрешность определения k_n , J — показания метода (в произвольных единицах) при заданном значении k_n ; dJ/dk_n — наклон графика зависимости показаний от k_n , или относительная чувствительность показаний метода к изменению k_n .

Так, согласно рис. 62, *a* для НММ-Т-50 при $k_n = 0,10(10\%)$ в скважине диаметром 200 мм. следовательно, требуемая точность замеров $\delta = \Delta k_n/6$ (Δk_n выражена в долях от единицы).

Чтобы определить значение $v\tau_a$, задаются допустимым снижением амплитуды за счет интегрирующей ячейки и используют формулу (1.98б). При минимальной мощности k_{min} пластов, представляющих интерес, и допустимом снижении ε амплитуды против них наибольшее значение $v\tau_a$ согласно формуле (1.986)

$$v\tau_a = -h_{min}/\ln \varepsilon. \quad (I.197)$$

Если $\varepsilon = 0,05 = 5\%$ ($\ln \varepsilon = -3$), то

$$v\tau_a = h_{min}/3; \quad v = h_{min}/3\tau_a.$$

Таким образом, описанный порядок выбора величин v и τ_a исходит из обеспечения заданной статистической точности в отдельных точках диаграммы. В то же время нас обычно интересуют средние показания для пласта или для некоторого интервала. Выбор режимов измерения должен минимизировать погрешность определения числа импульсов, зафиксированных против пласта, т. е. величины

$$N = Jt_{min} = \frac{Jh_{min}}{v},$$

где t_{min} — время нахождения прибора против пласта минимальной мощности.

Относительная погрешность определения величины N согласно формуле (1.256)

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{v/Jh_{min}}.$$

Отсюда максимально допустимая скорость движения прибора

$$v_{\max} = J h_{\min} \delta^2. \quad (I.198)$$

В этом заключается второй подход к определению v и τ_a . Вначале по формуле (1.198) определяют v_{\max} , а не τ_a согласно равенству (1.195). Далее по формуле (1.197) находят $v\tau_a$ и по известным значениям v_{\max} и $v\tau_a$ вычисляют τ_{\max} .

§ 42. Эталонирование аппаратуры и ее подготовка к измерениям

Из-за различий мощности источников и чувствительности детекторов, неполной идентичности зондовых устройств и электронных схем показания отдельных приборов в единицах скорости счета (например, в имп/мин) в одинаковых геологических условиях будут разными. Вместе с тем, согласно теоретическому анализу и практике показания J_1 и J_2 данного метода, полученные двумя стандартными приборами одного типа, с достаточной точностью связаны линейной зависимостью

$$J_2 = aJ_1 + b; \quad a = \text{const}; \quad b = \text{const}.$$

Отсюда следует, что результаты измерений такими приборами будут совпадать в любых средах, если их показания выражать в единицах относительного (двойного) разностного параметра [см. формулу (171)]:

$$\Delta J = \frac{J_2 - J_1}{J_2 + J_1},$$

где J_1, J_2 — показания прибора в эталонных (опорных) средах.

Идеальными опорными средами для эталонирования (проверки) приборов служат пластины с известными, существенно различными свойствами в разрезе скважины или модели таких пластов достаточно большого размера, изготовленные из блоков плотных пород и предельно насыщенных водой рыхлых сред (песок, мраморная крошка). Более просты в изготовлении имитаторы пластов. Так, при НМ рекомендуется использовать имитаторы пористых пластов (ИПП), представляющие собой стальные трубы с герметичным дном, которые опускают в бак с водой и имеют устройства для центрирования внутри них скважинных приборов.

В зависимости от диаметра трубы (величины воздушного зазора между трубой и прибором) показания прибора в ИПП соответствуют пластам различной пористости. Эквивалентная пористость данного ИПП может изменяться для приборов разного типа или с разной длиной зонда.

Имитаторы пластов для проверки приборов ГГМ представляют собой блоки из алюминия, магния и других материалов с размерами, превышающими глубинность ГГМ. Так, при эталонировании двухзондовых прижимных приборов РГП используют блоки размером 250Х250Х700 мм с выемкой на протяженной стороне, форма которой совпадает с формой зонда ГГМ. Для проверки влияния глинистой корки к эталонным блокам прилагаются имитаторы глинистой корки различной толщины, изготовленные из резины плотностью 1,4 г/см³. Из-за пониженного значения отношения Z/M алюминиевый блок ($\delta = 2,7$ г/см³) эквивалентен песчанику или известняку плотностью около 2,6 г/см³.

Приборы, получаемые с завода или прошедшие ремонт зондового устройства, подвергаются стандартизации, т. е. проверке и при необходимости подгонке их характеристик к характеристикам эталонного прибора того же типа, по показаниям которого были составлены интерпретационные палетки.

Наиболее распространенным и простым способом *эталонирования канала ГМ* является эталонирование с помощью практически точечных радиевых стандартных источников, хотя он хуже, чем способ измерений в эталонных моделях и пластинах. Для эталонирования приборов с помощью точечных источников выбирают участок размером 10Х15 м с низкой активностью грунта вдали от сооружений и предметов, могущих создавать помехи за счет рассеянного излучения. С той же целью прибор подвешивают вертикально так, чтобы детекторы ГМ находились на высоте не менее 2 м от поверхности Земли. Далее на некотором расстоянии от прибора на одной горизонтальной плоскости с серединой детекторов подвешивают радиевый источник и регистрируют показания прибора. Устанавливая источник на разных расстояниях от детектора, создают различную интенсивность (мощность дозы) излучения. Последнюю (в А/кг) рассчитывают по формуле

$$J_{\text{выт}} = 6 \cdot 10^{-8} a/r^2 = 1,61 \cdot 10^{-18} a_1/r^2, \quad (I.199)$$

где a — активность радиевого источника в Ки; a_1 — то же, в Бк; r — расстояние между источником и детектором в м; $6 \cdot 10^{-8}$ А/кг — мощность дозы от 1 г Ra на расстоянии 1 м; $1,61 \cdot 10^{-18}$ — то же, от источника активностью 1 Бк.

По результатам измерений при различных значениях $J_{\gamma m}$ строят эталонировочный график зависимости показаний прибора (в имп/мин) от мощности дозы. Экстраполируя этот график до нулевых показаний прибора, находят (на отрицательной части оси $J_{\gamma m}$) величину фона прибора (в А/кг) в данной точке. Наклон эталонировочного графика показывает чувствительность прибора в импульсах в минуту на 1 фА/кг. К сожалению, фон прибора на поверхности отличается от собственного фона прибора на сумму фонов космического и окружающей среды (поверхность земли, здания и т. п.).

Определение собственного фона (канала) ГМ представляет сложную задачу. Наилучший способ — измерение данным прибором в достаточно глубоком озере, реке и т. п. при расстоянии его от дна бассейна не менее 2 м, от поверхности воды не менее 10 м. Другой способ — построение графика зависимости показаний прибора в скважине, заполненной неактивным раствором, от радиоактивности пород. Величину фона находят по пересечению прямой этой зависимостью с осью $a=0$.

Недостатком эталонирования с помощью точечных источников является существенное различие спектра излучения при эталонировании и измерениях в скважинах. В последнем случае значительную часть спектра составляет мягкое рассеянное излучение. Кроме того, спектр может изменяться из-за перемены соотношения Ra, Th и K в горной породе.

Более удовлетворительным способом эталонирования является эталонирование в моделях пластов с соотношением радиоактивных элементов, близким к среднему соотношению в изучаемых отложениях. Близок к этому предложенный В. В. Ларионовым способ эталонирования в специальных *эталонных скважинах*. Такой способ эффективен и для других методов. При этом всеми приборами периодически проводят исследования в фиксированном и достаточно мощном интервале разреза эталонной скважины. В качестве условного нуля и условной единицы измерений при эталонировании в такой скважине могут быть использованы соответственно среднее значение 7 показаний данного прибора в выбранном разрезе и среднее квадратическое отклонение σ показаний от J .

Метрологическое обеспечение ИНМ еще не создано. Проверяют лишь временные масштабы, для чего проводят измерения в баках с водой. Регулируя блоки аппаратуры, определяющие масштаб времени задержки, добиваются, чтобы при $t >= 0,5$ мс график зависимости $\lg J = f(t)$ в воде представлял собой прямую линию с наклоном, соответствующим среднему времени жизни нейтронов в воде ($\sim 0,205$ мс).

Для спектрометров осуществляют также *эталонирование энергетической шкалы* на основе определения амплитуды импульсов от нескольких источников γ -излучения с известной энергией γ -квантов.

При подготовке приборов к измерениям выполняют также проверку соответствия техническим условиям, в частности стабильности и линейности показаний, взаимного влияния каналов и т. п. Проверка *стабильности работы* приборов может осуществляться в лабораториях (на базе) путем наблюдения за работой прибора в течение 8—10 ч. Более распространенный способ контроля стабильности — регистрация повторных диаграмм. При каждом исследовании в скважинах должна быть измерена повторная диаграмма в интервале не менее 50—100 м.

Для проверки *взаимного влияния каналов* детектор одного из каналов облучают внешним источником и берут отсчет. Сохраняя взаимное положение этого счетчика и прибора, к детектору второго канала подносят другой интенсивный источник и вторично берут отсчет показаний первого сигнала. При отсутствии взаимного влияния показания первого канала не изменятся.

Максимальную скорость счета, которая может быть зарегистрирована данным каналом без нарушения линейности прибора, т. е. линейного характера связи показаний с интенсивностью поля излучений, обычно рассчитывают по значению «мертвого времени» канала. *Из-за* наличия «мертвого времени» детекторов и электронной схемы часть ΔJ ядерных частиц, вызвавших ионизацию или сцинтилляцию в детекторе, не регистрируется, так как вызванные ими импульсы тока (света) в детекторе сливаются с импульсом предшествующей зарегистрированной частицы. Значение ΔJ и истинное число импульсов легко установить, когда число совпадений невелико и потому совпадением трех и более импульсов можно пренебречь.

При этом в каждом единичном интервале времени канал занят регистрацией импульсов в течение времени $\Delta t = J_p t_m$, где t_m — «мертвое время» канала; J_p — число импульсов, регистрируемых в

единицу времени. В течение этого времени из-за совпадений остаются незарегистрированными $\Delta J = J\Delta t = J J_p t_m$ импульсов, где $J = J_p + \Delta J$. Поэтому

$$J = J_p + \Delta J = J_p + J J_p t_m, \quad (I.200)$$

откуда

$$J_p = \frac{J}{1 + J t_m}; \quad J = \frac{J_p}{1 - J_p t_m}. \quad (I.200a)$$

Приборы конструируют так, чтобы J и J_p различались мало. При этом условии относительная погрешность $\Delta J/J_p$ из-за нелинейности приборов (просчетов) составляет $J_p t_m \approx J t_m$. Задаваясь допустимой погрешностью δ , легко находим максимальную скорость счета в линейной области зависимости J_p от J :

$$J_{\max} = \delta/t_m. \quad (I.201)$$

Кроме перечисленных работ периодически проверяют режим работы счетчиков, регулярно перед каждым замером проверяют приборы с помощью пробных источников, прикладываемых к определенной точке детектора (при ГМ), или полевыми калибровочными устройствами.

После регистрации диаграмм оценивают их качество в соответствии с требованиями технических инструкций. Диаграммы радиоактивных методов оформляют в основном так же, как и другие каротажные диаграммы. В заголовке диаграмм кроме обычных сведений о местоположении и конструкции скважины обязательно приводят данные о режимах измерений (v , τ_a , длина зонда, времена задержки), указывают тип и номер скважинного прибора и наземного пульта; тип и размеры счетчиков, номер и интенсивность источника. Указывают результаты эталонирования: число импульсов, соответствующих 1 A/kg ; собственный фон для канала ГМ; показания в эталонных средах для НМ и ГГМ и т.п.

§ 43. Охрана труда и техника безопасности при работе с радиоактивными веществами и источниками ядерных излучений. Охрана окружающей среды

Ионизация, вызываемая ядерными излучениями в тканях организма, вредна для здоровья. Согласно рекомендациям Международной комиссии по радиационной защите предельно допустимой дозой (ПДД) внешнего облучения для профессиональных работников, т. е. лиц, непосредственно занятых на работах с источниками γ -излучения, считается $1,59 \text{ мКл}/\text{кг} = 1,59 \text{ Гр}(5\text{Р})$ за один год, что соответствует $0,032 \text{ мКл}/\text{кг}(0,1 \text{ Р})$ за 1 нед. При облучении другими видами излучения определяют эквивалентные потоки частиц, создающих такую же опасность для организма, как и указанная доза γ -излучения. Так, ПДД при потоке быстрых нейтронов составляет $1,3 \cdot 10^8 \text{ нейтр}/(\text{см}^2 \cdot \text{год})$ или $2,6 \cdot 10^6 \text{ нейтр}/(\text{см}^2 \cdot \text{нед})$, а при потоке тепловых нейтронов $10^8 \text{ нейтр}/(\text{см}^2 \cdot \text{нед})$.

Для некоторых органов допускается большая доза облучения (максимально в 25 раз для рук, ступней, в 6 раз для мышц, легких и т. п.). Дозу облучения от точечного источника γ -излучения, находящегося вне защитного контейнера, рассчитывают по формуле (1.199). Значения постоянной K_γ для некоторых изотопов приведены в табл. 5. Плотность потока быстрых нейтронов вычисляют по формуле (1.32). Ослабление дозы и потока частиц защитой рассчитывают по формулам типа (1.35). Наибольшую опасность представляет внутреннее облучение при попадании радиоактивных веществ в органы дыхания или пищеварения. Поэтому предельно допустимые поступления радиоактивных веществ в организм ограничиваются весьма малыми величинами. Так, для ^{210}Po она составляет всего $1,85 \times 10^4 \text{ Бк}/\text{год}$, для ^{90}Sr , накапливающегося в костях, — $10,73 \times 10^4 \text{ Бк}/\text{год}$, для ^{60}Co — $81,4 \times 10^4 \text{ Бк}/\text{год}$.

С целью обеспечения безопасности работ с радиоактивными веществами и источниками излучений установлены специальные санитарные правила. Приведем важнейшие из них, относящиеся к условиям, имеющим место при промыслово-геофизических работах.

1. К работе с радиоактивными веществами и источниками излучений допускаются лица не моложе 18 лет, прошедшие специальное медицинское обследование и не имеющие противопоказаний по состоянию здоровья. В дальнейшем медицинский осмотр работающих регулярно повторяется.

2. Закрытые источники на базе хранятся в специальном хранилище, зарегистрированном в санитарной инспекции. Перевозка или хранение источников в полевых условиях (до проведения исследования радиоактивным методом и после него) осуществляется в специальных контейнерах, рассчитанных на соответствующий вид и мощность источника. Контейнеры для источников

нейтронов изготавливают из водородсодержащего вещества (парафин и т. п.) в смеси с нейтронопоглощающими веществами (борная кислота, бура и др.), а для γ -излучателей — из свинца и других материалов с большой плотностью и высоким атомным номером. Открытые радиоактивные вещества должны, кроме того, находиться в герметичных ампулах и упаковке, исключающей их механическое повреждение.

3. Чтобы уменьшить облучение персонала при зарядке (разрядке) приборов, источник размещается в специальной камере (хвостовике) прибора, легко подключаемой к прибору перед его спуском в скважину. Хвостовик помещается в легкий переносной контейнер, а последний в больший транспортный контейнер. Камеру с источниками доставляют к устью скважины в переносном контейнере. Присоединение камеры с источником к прибору осуществляют, не вынимая ее из переносного контейнера. Конструкция последнего позволяет проводить спуск прибора в скважину непосредственно из указанного контейнера, установленного на устье скважины. Для уменьшения облучения персонала в процессе операций, при которых прибор с источником находится в лубрикаторе, устанавливают защиту на корпусе лубрикатора против местонахождения источника.

4. Генераторы нейтронов включают лишь после их спуска в скважину на глубину не менее 2 м (при заполнении ствола скважины промывочной жидкостью до устья). При наладочных и проверочных работах на поверхности персонал должен быть защищен от генератора бетонной стеной толщиной не менее 90 см или находиться от него на расстоянии не менее 6 м. Ремонт и наладку высоковольтного блока генератора следует проводить только в специально оборудованных лабораториях.

5. Для снижения опасности работ и загрязнения окружающей среды при проведении исследований методом радиоактивных изотопов должны выполняться следующие правила:

а) период полураспада изотопа должен быть по возможности невелик, не более 60 дней;

б) суммарная активность раствора, выходящего на поверхность, должна не превышать 0,5 мг-экв.Ra. Следует стремиться так организовать работы, чтобы все исключить выход активных растворов на поверхность;

в) раствор с удельной активностью более 30 Бк/л должен быть помещен в специальную яму глубиной не менее 1,5 м, которая удалена от устья скважины на 15—25 м и имеет дно и стенки, не пропускающие раствор, например обмазанные глиной. Для связывания (сорбции) изотопов в раствор добавляют 10—15% глинистого порошка. После окончания работ яму засыпают. Если интенсивность излучения на поверхности и на глубине 0,5 м равна более 10^{-11} А/кг, место захоронения отгораживают и ставят знаки радиационной опасности. Захоронение считается полностью безопасным, когда интенсивность излучения на поверхности и на глубине 0,5 м не превышает значений натурального фона более чем в 3 раза;

г) перенос ампул с радиоактивными источниками и их раздавливание (в воде на глубине не менее 20 см) осуществляют с помощью дистанционных устройств (манипуляторов).

6. Учитывая резкое повышение опасности для работающих, населения и окружающей среды при разгерметизации закрытых источников или разрушении ампул с радиоактивными растворами, следует обращать особое внимание на сохранность источников и ампул, на предотвращение их утери и попадания в руки посторонних лиц. В случае аварий с источниками излучений и радиоактивными веществами необходимо немедленно информировать санитарные и другие заинтересованные службы.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ ТЕРМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Глава XI ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕРМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

§ 44. Краткая характеристика и история развития

Термические методы изучают распределение температуры по стволу скважины. Их использование для решения геологических и технических задач основано на связи температуры в скважине с тепловыми свойствами горных пород, с характером и интенсивностью тепловых процессов, происходящих в недрах Земли и в системе скважина—пласт. Различают методы естественного и искусственного тепловых полей.

Метод естественного теплового поля изучает стационарные поля, обусловленные региональным потоком тепла из глубин Земли, а также локальные поля, связанные в основном с течением пластовых вод и с процессами окисления, растворения на границе скважины с горными породами, вследствие чего они имеют ограниченное распространение. Эти поля могут рассматриваться как квазистационарные или даже нестационарные, если после возникновения указанных процессов прошло мало времени.

Метод искусственного теплового поля изучает в основном нестационарные процессы теплообмена между горными породами и скважиной, температура которой отличается от температуры горных пород. Скорость остывания (или нагрева) скважины, заполненной горячей (или холодной) промывочной жидкостью, наряду с другими факторами зависит от температуропроводности горных пород. Поэтому метод искусственного теплового поля позволяет определять указанную характеристику пород.

Искусственное тепловое поле возникает также в эксплуатационной скважине. Сразу после начала ее функционирования поле является нестационарным. После длительной работы в постоянном режиме температура в скважине и прискважинной зоне пласта практически перестает изменяться во времени — и такое поле можно рассматривать как квазистационарное.

Первое измерение температуры в скважине было осуществлено в России в 1825 г. А. Эрманом. В течение XIX в. проведены измерения геотермической ступени в скважинах многих районов России. В 1898 г. американский геолог Н. Дортон построил первую карту изотерм (линий равной температуры) артезианского бассейна Дакоты, что было началом использования термических методов для решения региональных задач гидрогеологии.

В 1893—1914 гг. наблюдения температуры во многих шахтах и скважинах России проведены Л. А. Ячевским. Им разрабатывались также вопросы теории, методики и техники исследования скважин, в 1910 г. по его инициативе организована геотермическая комиссия при Русском географическом обществе [6].

В начале XX в. Д. Джоли, Г. Джейфрис и Р. Стретт впервые оценили термический режим Земли с учетом выделения теплоты радиоактивными элементами. Систематические термические исследования в нефтяных скважинах Апшеронского полуострова, проведенные в 1906—1916 гг. Д. В. Голубятниковым, позволили ему доказать возможность решения по термическим данным важных геологических и нефтепромысловых задач: определения мест притока воды в скважину, обнаружения нефтеносных пластов по эффекту охлаждения нефти при выделении из нее растворенного газа. Широкое развитие геологических исследований после Великой Октябрьской социалистической революции сопровождалось расширением и геотермических исследований. В 1931—1932 гг. начали применять электрические термометры вместо ртутных и перешли к непрерывной регистрации диаграмм (кривых) изменения температуры с глубиной. Это позволило повысить производительность работ и стимулировало применение термических методов для решения широкого круга задач. Началось широкое применение термометрии для определения высоты подъема цемента за обсадными колоннами, мест нарушения обсадных колонн, затрубной циркуляции вод.

В 1935 г. Е. Б. Лопухин, Х. И. Амирханов и П. М. Ростомян разработали основы изучения разрезов скважин методов искусственного теплового поля, заключающимся в искусственном подогреве промывочной жидкости в скважине и повторной регистрации температуры через определенные интервалы времени.

В 1938 г. А. И. Зaborовский решил ряд математических задач методов искусственного и локального тепловых полей. В том же году В. Н. Дахнов предложил устройство для регистрации

термограмм с компенсацией геотермического нарастания температур, получившее название аномалии-термометра.

Исследования С. С. Ковнера зависимости регионального теплового поля от тектоники и литологии отложений послужили научной основой использования данных геотермии для поисков и разведки погребенных геологических структур. Оригинальный способ решения таких задач по изотерме нулевой температуры (нижняя граница вечной мерзлоты) была предложена в 1944 г. Д. И. Дьяконовым. В последующем широкие региональные исследования с целью решения задач гидрогеологии и поисков структур в отдельных районах проводились Г. М. Сухаревым, Н. М. Фроловым, Г. А. Череменским и др.

Новый быстрый подъем термических исследований в скважинах наблюдается с 60-х годов в связи с общим совершенствованием методов контроля разработки нефтяных и газовых скважин. Термический метод стал неотъемлемой частью комплекса геофизических методов контроля разработки крупнейших нефтяных и газовых месторождений. Значительный вклад в это направление внесли теоретические исследования Э. Б. Чекалюка, аппаратурные и методические разработки Н. Н. Непримерова, А. И. Маркова, работы коллективов, руководимых В. Н. Дахновым, Д. И. Дьяконовым и Л. З. Позиным, Я. Н. Васиным, И. Л. Дворкиным, Ю. П. Коротаевым, Ш. Ф. Мехтиевым и А. Х. Мирзаджанзаде и др.

В ряде зарубежных стран термические методы также широко используются при контроле разработки месторождений нефти и газа. Существенный вклад в разработку методики термических исследований за рубежом внесли А. Кунц, Л. Лисем, М. Тиксье и др.

§ 45. Основные законы теплопроводности.

Тепловые свойства горных пород

Если температура T разных частей среды различна, происходит передача теплоты из высокотемпературных областей в низкотемпературные. Передача теплоты осуществляется благодаря: *теплопроводности, конвекции и тепловому излучению*.

В твердых телах конвекция отсутствует, а тепловое излучение обычно пренебрежимо мало. При термических исследованиях скважин конвекция может играть заметную роль лишь в жидкости или в газе, заполняющих скважину. В жидких и газообразных заполнителях пор горных пород конвекция пренебрежимо мала из-за незначительной величины пор, а следовательно, перепадов температуры и плотности внутри них. Учитывая это, ограничимся рассмотрением лишь теплопроводности.

Основные законы теплопроводности

Главное, соотношение теплопроводности — закон *Фурье* представляет собой результат обобщения экспериментальных данных. Как показывает опыт, передача теплоты в результате теплопроводности происходит в направлении, противоположном вектору $\text{grad } T$. Плотность теплового потока q , т. е. количество теплоты, проходящей в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к $\text{grad } T$, пропорционально $|\text{grad} T|$. Единица измерения q — $\text{Вт}/\text{м}^2$. Поток теплоты через площадку другой ориентации пропорционален (с тем же коэффициентом пропорциональности λ) проекции вектора $\text{grad} T$ на нормаль к площадке. Поэтому плотность потока теплоты в произвольном направлении может рассматриваться как проекция на данное направление некоторого вектора

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad } T, \quad (\text{II.1})$$

который называют *вектором плотности теплового потока*.

Соотношение (II.1) представляет собой математическое выражение закона Фурье. Коэффициент пропорциональности λ характеризует способность среды передавать теплоту и называется *коэффициентом теплопроводности*. Физический смысл величины λ очевиден из выражения (II.1). Это количество теплоты, передаваемой в 1 с через куб с единичной гранью, две противоположные грани которого поддерживаются при температурах, различающихся на 1°C , а остальные грани теплоизолированы. Единица измерения λ — $\text{Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$. Величину $\xi = \lambda^{-1}$ называют *удельным тепловым сопротивлением среды*.

Теплоемкость тела C — количество теплоты, которое необходимо сообщить телу, чтобы

поднять его температуру на 1 °C.

$$C = \Delta Q / \Delta T, \quad (\text{II.2})$$

где ΔQ — теплота, сообщенная телу в Дж; ΔT — изменение температуры тела в °C. Единица измерения C — Дж/°C.

Теплоемкость единицы массы вещества называется *удельной теплоемкостью* c . Единица измерения c — Дж/(кг·°C).

Для газов теплоемкость зависит от условий изменения их состояния. Различают удельную теплоемкость (c_v) при постоянном объеме и c_p при постоянном давлении. Согласно выражению (II.2) количество теплоты, сообщаемой телу массой m для изменения его температуры от T до $T + dT$,

$$dQ = cm dT. \quad (\text{II.2a})$$

Преобразуем закон Фурье, заменяя в нем T на $Q' / (\delta c_v)$, где Q' — $T c_v \delta$ — внутренняя тепловая энергия единицы объема вещества (объемная концентрация внутренней тепловой энергии); δ — плотность вещества. Получаем

$$q = - \frac{\lambda}{c_v \delta} \operatorname{grad} (T c_v \delta) = -a_v \operatorname{grad} Q', \quad (\text{II.3})$$

Физический смысл a_v — количество теплоты, передаваемой в единицу времени через площадку 1 м² при перепаде объемной концентрации внутренней энергии в направлении нормали к рассматриваемой площадке, равном 1 Дж/м³ на 1 м длины. Путем сопоставления равенств (1.42a) и (II.3) можно сформулировать это и иначе: коэффициент температуропроводности при постоянном объеме является коэффициентом диффузии внутренней энергии.

В твердых телах величины c_v и c_p , а следовательно, a_v и a_p практически не различаются. Поэтому будем считать коэффициент температуропроводности единым и обозначать его a . Единица измерения a — м²/с. Как увидим ниже, a характеризует способность среды передавать нестационарный тепловой импульс.

При изучении передачи теплоты через поверхность тела с малой внутренней теплопроводностью вводят также *коэффициент внешней теплопередачи* (*коэффициент теплоотдачи*) α , равный количеству теплоты, передаваемой телом в окружающую среду за единицу времени через единицу поверхности при различии их температур на 1°C. За время dt через элемент S поверхности тела температурой T_1 в среду температурой T_2 передается количество теплоты

$$dQ = \alpha (T_1 - T_2) S dt. \quad (\text{II.4})$$

Тепловые свойства горных пород

Теплоемкость — аддитивное свойство молекул, поэтому для многокомпонентных сред ее рассчитывают как средневзвешенное значение.

Теплоемкость некоторых минералов приведена в табл. 14.

К интервалу изменения величины c для основных породообразующих минералов приурочена также теплоемкость [630—840 Дж/(кг·°C)] магматических и других пород с низкой пористостью.

ТАБЛИЦА 14.
Коэффициент теплопроводности λ и удельная теплоёмкость с некоторых минералов, руд и газов при нормальных условиях

Минерал, руда, газ	λ , Вт/(м·°C)	c , Дж/(кг·°C)	Минерал, руда, газ	λ , Вт/(м·°C)	c , Дж/(кг·°C)
Кварц	7,99	-	Кальцит	-	837
Альбит	2,31	711	Доломит	-	840
Олигоклаз	-	837	Гематит (полукристаллический)	10,40	628
Ортоклаз	2,31	628	Графит	268,00	720
Микроклин	2,42	669	Золото	310,00	126
Биотит	1,95	-	Серебро	418,00	228
Мусковит	2,32	-	Вода	0,56	4190
Каолинит	-	920			
Кианит	14,2	-			

Ангидрит	4,91-5,75	500	Лёд	2,23	2820
Каменная соль	5,35-7,22	840	Метан	0,029	2220
Барит	1,70	460	Воздух	0,024	1020
Гипс	1,30	1050			

Из-за более низкого значения объемной теплоемкости C_0 у газов [~ 1600 Дж/(м 3 ·°C)] при нормальных условиях по сравнению с твердыми минералами [$\sim 10^6$ Дж/(м 3 ·°C)] теплоемкость сухих пород несколько меньше [примерно в ($1-k_n$) раз при низких давлениях], чем для твердой фазы породы. Теплоемкость воды [4190 Дж/(кг·°C)], наоборот, значительно выше, чем у твердых минералов, поэтому значение c_0 водоносных пород с повышением пористости k_n увеличивается. Для средней теплоемкости твердой фазы, равной 750 Дж/(кг·°C), изменение k_n на 1 % вызывает рост c примерно на 1 % от c ($k_n = 0$).

Теплопроводность основных минералов магматических посадочных пород $\lambda = 1,3—8,0$ Вт/(м·°C) (см. табл. 14). Примерно в тех же пределах изменяется значение λ для магматических пород [от 1,50 Вт/(м·°C) для вулканического стекла до 4,3 Вт/(м·°C) для перидотита]. Лишь лавы имеют более низкую [0,5 Вт/(м·°C)] теплопроводность. Теплопроводность многокомпонентных горных пород зависит от теплопроводности компонентов, их относительного содержания и структуры.

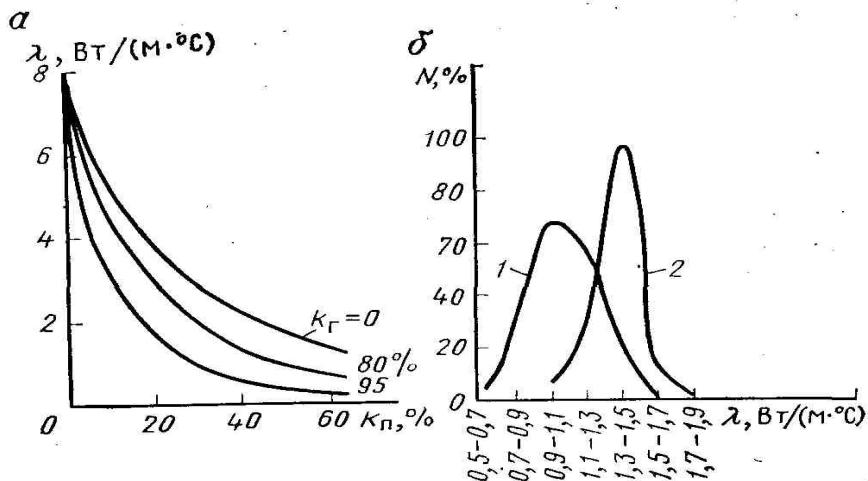
Из-за пониженной теплопроводности газов [в интервале $T = 0—300$ °C и $p = 0,1—50,0$ МПа для воздуха $\lambda = 0,024—0,06$ Вт/(м·°C), для метана $\lambda = 0,029—0,30$ Вт/(м·°C)] по сравнению с твердой фазой теплопроводность сухих пород уменьшается с ростом k_n . По экспериментальным данным это снижение достигает 2—2,5 раз при $k_n=15\%$ и 5—6 раз при $k_n = 30\%$. Вследствие того, что теплопроводность воды [$\lambda \approx 0,56$ Вт/(м·°C) при нормальных условиях] больше по сравнению с газом и меньше, чем у твердых минералов, замена газа в порах породы водой приводит к резкому росту (до 3 раз при $k_n = 30\%$) теплопроводности пласта. Однако в случае предельной водонасыщенности пород теплопроводность уменьшается с повышением k_n хотя и гораздо медленнее (до 2 раз при $k_n = 30\%$), чем у сухих и газонасыщенных пород. В реальных газоносных пластах с остаточной водонасыщенностью различие теплопроводности водо- и газонасыщенных пород ниже, но также существенно (рис. 87).

Зависимость величины λ от температуры T для разных пород носит различный характер. Чаще значение λ уменьшается с ростом температуры, причем в интервале $T = 0—400$ °C снижение λ составляет в среднем 2 раза.

Теплопроводность горных пород обычно выше вдоль слоистости пород и меньше в

поперечном направлении. Коэффициент анизотропии $\sqrt{\lambda_{||}/\lambda_{\perp}}$ для относительно монолитных пород (песчаники, известняки и т. п.) не превышает 1,1—1,2, для сланцев достигает 1,3—1,4, а для графита и слюд даже 2,0—2,5.

Среди осадочных пород наиболее высокими значениями λ , лежащими в относительно узком интервале, характеризуются каменная соль, ангидрит, известняки и другие плотные породы (рис. 88). Примеси терригенного материала в указанных породах снижают величину λ . Терригенные отложения характеризуются широким диапазоном величин λ в среднем более низким, чем для плотных пород. Значение λ повышается с ростом степени уплотнения, в частности с увеличением возраста. Наиболее низкие значения λ среди осадочных пород характерны для каустобиолитов (угли, горючие сланцы, торф).

Рис. 87. Теплопроводность λ некоторых горных пород.

а- зависимость теплопроводности λ от пористости песчаников при различном коэффициенте газонасыщенности; б-распределение N значения λ для осадочных пород Западной Сибири; породы: 1-газонасыщенные, 2- водонасыщенные

Установлен рост теплопроводности при переходе от тонкодисперсных пород (аргиллиты и алевролиты) к грубозернистым (пески и конгломераты).

Температуропроводность горных пород легко рассчитать по значениям λ , c и δ . Поэтому ее подробно не рассматриваем.

§ 46. Уравнение теплопроводности и методы его решения

Прямые задачи термических методов исследования скважин чаще всего сводятся к определению зависимости температуры T от координат $r = \{x, y, z\}$ и времени t . Зависимость $T = T(r, t)$ в случае «чистой» теплопроводности описывается дифференциальным уравнением, которое легко выводится из закона Фурье и соображений баланса теплоты в элементарном объеме среды. Изменение запасов теплоты в объеме dV в единицу времени

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial Q_1}{\partial t} + s dV, \quad (\text{II.5})$$

где dQ_1/dt — убыль теплоты (поток вектора q) через поверхность объемом dV за счет теплопроводности; $s dV$ — количество теплоты источников, находящихся внутри объема dV ; s — плотность источников (количество теплоты, выделяемое в единице объема за единицу времени).

Согласно законам векторного поля поток вектора q , рассчитанный на единицу объема, равен его дивергенции. Поэтому с учетом выражения (II.1)

$$\frac{\partial Q_1}{\partial t} = \operatorname{div} \vec{q} dV = -\operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) dV. \quad (\text{II.6})$$

В результате изменения запасов теплоты в объеме dV на dQ/dt его температура изменится на величину

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c\delta dV} \frac{\partial Q}{\partial t}. \quad (\text{II.7})$$

Объединяя соотношения (II.5) — (II.7) и сокращая на dV , получаем уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c\delta} [\operatorname{div} (\lambda \operatorname{grad} T) + s]. \quad (\text{II.8})$$

Для областей, теплопроводность которых не зависит от координат ($\lambda = \text{const}$), уравнение теплопроводности становится линейным

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\delta} \operatorname{div} \operatorname{grad} T + \frac{s}{c\delta} = a \nabla^2 T + \frac{s}{c\delta}. \quad (\text{II.8a})$$

С целью однозначного решения уравнений (II.8) и (II.8a) необходимо задать начальные условия, т. е. распределение температуры в пространстве $T(r, t_0)$ в некоторый момент времени t_0 , а также граничные условия. Последние могут быть различными. Обычно требуется непрерывность

температуры и нормальной составляющей q_n плотности теплового потока в двух бесконечно близких точках (r_1, r_2) с двух сторон границы раздела сред:

$$T_1(t) = T_2(t); \quad (\text{II.9})$$

$$q_{n1} = \lambda_1 \frac{\partial T_1(t)}{\partial n} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(t)}{\partial n} = q_{n2}, \quad (\text{II.9a})$$

Другими граничными условиями, задаваемыми обычно на внешней границе рассматриваемой области, являются распределения температуры или плотности теплового потока на границе, теплообмен на границе по закону (II.4) внешней теплоотдачи.

Для стационарных полей ($dT/dt = 0$) уравнение теплопроводности переходит в уравнение Пуассона

$$\lambda = \nabla^2 T + s = 0, \quad (\text{II.10})$$

а в областях без источников — в уравнение Лапласа

$$\nabla^2 T = 0. \quad (\text{II.11})$$

Использование теории подобия при математическом и натурном моделировании тепловых процессов

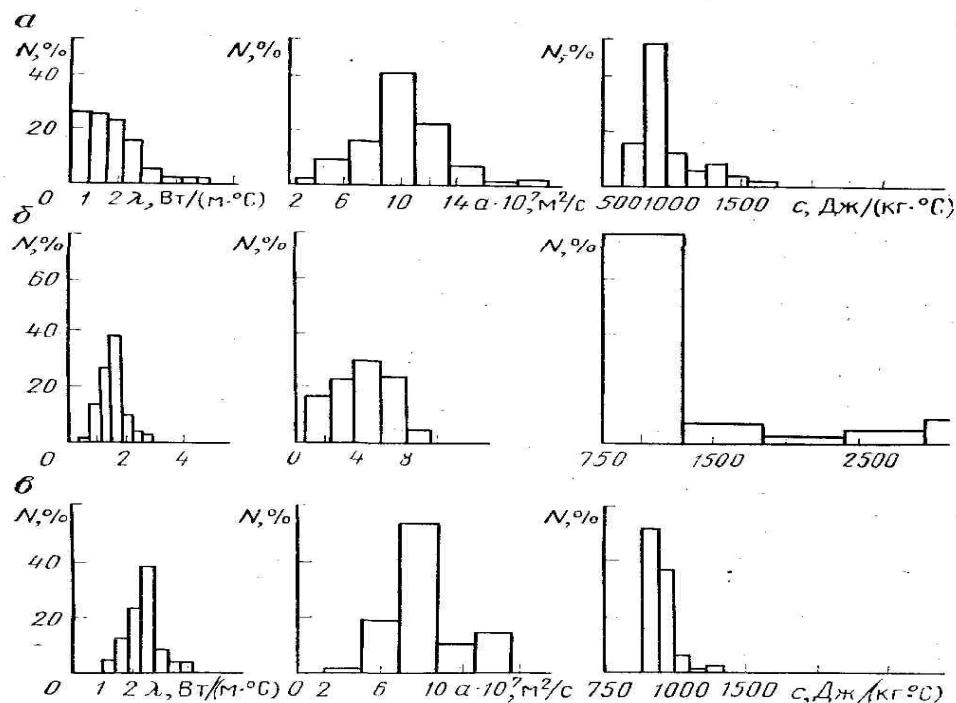


Рис. 88. Гистограммы теплофизических параметров осадочных пород.
(по У.И.Моисеенко и др.)

Объем вычислений и количество экспериментов можно существенно сократить, если использовать результаты теории подобия.

Решения уравнений теплопроводности в различных задачах зависят не от разных независимых переменных (x_1, x_2, \dots, x_n) в отдельности, а от определенных их комбинаций, называемых *обобщенными переменными* или *критериями подобия*. Учитывая это, при расчетах или экспериментах вместо изменений порознь всех переменных достаточно варьировать лишь обобщенные переменные.

Чтобы сделать изложение более конкретным, рассмотрим следующий пример. Необходимо определить теплоотдачу нагретой пластинки в окружающую среду, причем теплоотдача на границе подчиняется граничному условию вида, (II.4). Из выражений (II.4) и (II.1)

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_n = a (T_n - T_c), \quad (\text{II.4a})$$

где T_n, T_c — температура соответственно стенки пластинки и среды; x — ось координат, нормальная к пластинке.

Если предположить линейное изменение температуры в направлении нормали к пластинке (при стационарном режиме), то

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T}{l},$$

где ΔT — перепад температуры по толщине пластинки l . Тогда условие (II.4а) запишется в виде

$$\frac{\Delta T}{T_{\text{п}} - T_{\text{с}}} = \frac{\alpha}{\lambda} l.$$

Таким образом, граничное условие (II.4а) определяется не просто значениями переменных α , λ , l , а их комбинацией

$$Bi = \frac{\alpha}{\lambda} l, \quad (\text{II.12})$$

называемой *критерием Био*.

Следовательно, соотношение перепада ΔT температуры в направлении нормали к пластине и теплового напора $T_{\text{п}} - T_{\text{с}}$ будет определяться не значениями α , λ , l в отдельности, а лишь их комбинациями (II.12).

Аналогично (см. § 48) в нестационарных задачах можно ввести обобщенную переменную

$$Fo = (at)/l^2, \quad (\text{II.13})$$

критерий Фурье характеризующуюся следующим свойством. Когда распределения T_1 и T_2 подобны друг другу, это подобие сохранится и в последующем, если сравнивать распределения на временах t_1 (для T_1) и t_2 (для T_2), при которых значения критерия Фурье [т. е. величины $a_1 t_1 / l_1^2$ и $a_2 t_2 / l_2^2$] равны. Так же для подобия двух распределений важны не значения a , t , l в отдельности, а их комбинация Fo .

При моделировании можно изменять размеры и свойства тел, лишь бы сохранялись неизменными значениями критериев подобия. Это позволяет при экспериментах заменять большие тела их уменьшенными моделями и изменять временные масштабы процессов с одновременным использованием материалов с иными тепловыми свойствами, выбираемыми из условия сохранения критериев подобия.

Методы решения уравнения теплопроводности

Из методов математической физики наибольшее применение при решении уравнений теплопроводности нашли методы разделения переменных, источников и преобразования Лапласа. Первый из них хорошо знаком читателю из курсов электрических и магнитных методов исследования скважин, поэтому остановимся на двух последних.

Метод источников — один из наиболее простых методов. Произвольный процесс распространения теплоты в среде может быть представлен как совокупность процессов от элементарных источников теплоты, распределенных в пространстве и во времени. Пусть плотность источников равна $s = s(r, t)$, причем t меняется в интервале (t_1, t_2) , а совокупность точек r составляет некоторый объем V , т. е. $r \in V$.

Объем V разобьем на достаточно малые объемы ΔV_i , а интервал (t_1, t_2) — на малые интервалы Δt_j . Тогда действие источника можно заменить совокупным воздействием множества практически мгновенных источников интенсивностью находящихся в точках с координатами $r_i \in dV_i$, в момент времени $t_j \in \Delta t_j$.

Если $T(r, t, r_i, t_j)$ — решение уравнения теплопроводности для мгновенного источника единичной интенсивности, то решение для источника, который действует в той же точке r_i и в тот же момент времени t_j , но имеет интенсивность $s(r_i, t_j)$, будет равно

$$T(\vec{r}, t) = \sum_{ij} T(\vec{r}, t, \vec{r}_i, t_j) s(\vec{r}_i, t_j) \Delta V_i \Delta t_j.$$

Полное (приближенное) решение представится суммой Если увеличить детальность разбики объема ΔV_i и интервала времени Δt_j так, что последняя сумма переходит в интеграл

$$T(\vec{r}, t) = \int T(\vec{r}, t, \vec{r}_1, t_1) s(\vec{r}_1, t_1) d\vec{r}_1 dt_1. \quad (\text{II.14})$$

Таким образом, задача сводится к нахождению решения $T(r, t, r_1, t_1)$ уравнения теплопроводности от точечного мгновенного источника теплоты, расположенного в точке $r_1(x_1, y_1, z_1)$ и действующего в момент времени t_1 . Это решение в теории теплопроводности называют *фундаментальным*.

Рассмотрим указанное фундаментальное решение. Пусть в однородной среде в точке с координатами $r_1 = \{x_1, y_1, z_1\}$ расположен точечный источник, мгновенно выделяющий при $t=0$ количество теплоты Q . Непосредственной подстановкой можно убедиться, что уравнение теплопроводности (II.8а) во всех точках, кроме точки r_1 , удовлетворяется функцией

Где

$$\begin{aligned} T &= \frac{A}{t^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2}{4at} \right\} = \\ &= \frac{A}{t^{3/2}} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}{4at} \right], \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

$A' = \text{const.}$

Пусть начальная температура среды равнялась нулю. Тогда общее количество теплоты во всей среде в любой момент времени составляет Q .

$$\begin{aligned} Q &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta c T dx dy dz = \\ &= \frac{A \delta c}{t^{3/2}} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2}{4at} \right] dx \right\}^3 = 8(\pi a)^{3/2} A \delta c. \end{aligned}$$

Отсюда

$$A = \frac{Q}{8(\pi a)^{3/2} \delta c}. \quad (\text{II.16})$$

При вычислении последнего интеграла использован известный из интегрального исчисления результат

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \sqrt{\pi}. \quad (\text{II.17})$$

После подстановки равенства (II.16) в соотношение (II.15) для фундаментального решения получается выражение

$$\begin{aligned} T &= \frac{Q}{(4\pi at)^{3/2} \delta c} \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{4at} \right] = \\ &= \frac{Q}{(4\pi at)^{3/2} \delta c} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}{4at} \right]. \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Использование метода источников на базе фундаментального решения (II.18) упрощает изучение поля температур в среде, однородной по своим тепловым свойствам, с заданным распределением источников. Его удобно применять также для решения задачи об эволюции теплового поля при известном начальном распределении температур. Если начальное распределение $T(t=0) = f(r)$, а источники теплоты при $t>0$ отсутствуют, можно считать, что начальная температура в среде равнялась нулю, но в каждой точке r_1 (точнее, в элементарном объеме $dV(r_1)$ около этой точки) в момент времени $t=0$ «сработал» источник интенсивностью $f(r_1) \delta c dV$. Действительно, мгновенный равномерно распределенный источник с плотностью тепловыделения Q привел бы к мгновенному увеличению температуры среды на величину $\Delta T = Q/\delta c$. Поэтому распределение температур в бесконечной однородной среде с начальными условиями получается интегрированием по пространству фундаментального решения (II.18) с плотностью источников $f(r_1) \delta c$

$$T = \frac{1}{(4\pi at)^{3/2}} \int f(\vec{r}_1) \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{4at} \right] dV(\vec{r}_1). \quad (\text{II.19})$$

Если рассматривается поле температур в ограниченном теле, также можно применять метод источников, но с заменой фундаментального решения (II.18) другой функцией, являющейся

решением уравнения теплопроводности для мгновенного источника в среде соответствующей геометрии.

Использование метода источников с фундаментальным решением (II.18) эффективно и в полуограниченных областях. Так, задача решения уравнения теплопроводности для однородного полупространства $z < 0$ с граничным условием $T(t = 0) = 0$ и заданным распределением источников $s(x, y, z)$ [или заданным начальным распределением температур $T(x, y, z, t = 0)$] сводится к подобной же задаче для однородного бесконечного пространства путем введения в области $z > 0$ фиктивных источников, т. е. изображений действительных источников, с плотностью $s_1(x, y, z) = -s(x, y, -z)$ [или с начальным распределением температур в той же области, равным $f_1(x, y, z) = -f(x, y, -z)$]. В этом случае, очевидно, граничное условие $T = 0$ сохраняется, поскольку действие источников в двух полупространствах дает при $z = 0$ эффекты, одинаковые по величине, но противоположные по знаку. Полностью аналогичен метод источников для стационарного случая с непрерывно действующими источниками, если фундаментальное решение (11.18) заменить его интегралом по t в пределах от 0 до ∞ . Получаемое интегрированием фундаментальное решение для стационарного источника имеет вид

$$T = \frac{Q}{4\pi\lambda |\vec{r} - \vec{r}_1|} [1 - \Phi(0)] = \frac{Q}{4\pi\lambda |\vec{r} - \vec{r}_1|}, \quad (\text{II.20})$$

где Φ — известная функция ошибок.

Решение многих задач с цилиндрической, сферической или иной симметрией методом источников существенно облегчается, если путем интегрирования фундаментального решения по соответствующей линии или по поверхности заранее получить решения уравнения теплопроводности для источников, имеющих форму прямой линии, окружности, плоскости, сферической или цилиндрической поверхности.

В дальнейшем нам понадобятся решения для прямой линии и плоскости. Получим их путем интегрирования выражения (II.18).

1. Мгновенный линейный источник, плотность тепловыделения которого (на единицу длины) $Q_{\text{лин}}$. Пусть источник имеет вид прямой, параллельной оси z и проходящей через точку с координатами x_1, y_1 . Такой источник можно рассматривать как совокупность точечных источников интенсивностью $Q_{\text{лин}}dz_1$, расположенных в элементарных интервалах $(z_1, z_1 + dz_1)$ вдоль указанной прямой. Поэтому

$$\begin{aligned} T &= \frac{Q_{\text{лин}}}{(4\pi at)^{3/2} \delta c} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}{4at} \right] dz_1 = \\ &= \frac{Q_{\text{лин}}}{(4\pi at)^{3/2} \delta c} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{4at} \right] \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(z - z_1)^2}{4at} \right] dz_1 = \\ &= \frac{Q_{\text{лин}}}{4\pi at \delta c} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{4at} \right]. \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

Введем цилиндрическую систему координат (z, ρ, ϕ) , ось z которой параллельна линейному источнику, и учтем, что

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(z - z_1)^2}{4at} \right] dz_1 &= 2\sqrt{at} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \\ &= 2\sqrt{at} 2 \frac{\sqrt{\pi}}{2} = 2\sqrt{\pi at}. \end{aligned}$$

$$(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 = \rho^2 + \rho_1^2 - 2\rho\rho_1 \cos(\phi - \phi_1), \quad (\text{II.21a})$$

где ρ_1, ϕ_1 — координаты линейного источника; ρ, ϕ — координаты точки наблюдения.

В таких обозначениях выражение (11.21) будет иметь вид

$$T = \frac{Q_{\text{лин}}}{4\pi at \delta c} \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho_1^2 - 2\rho\rho_1 \cos(\varphi - \varphi_1)}{4at} \right] = \\ = \frac{Q_{\text{лин}}}{2\pi \delta c} \int_0^\infty k e^{-k^2 at} J_0(kR) dk \quad (\text{II.21б})$$

(k — переменная интегрирования), поскольку последний интеграл является частным случаем следующего интеграла [Градштейн И. С., Рыжик И. М., 1962 г., с. 731, формула (6.631.4)]:

$$T = \frac{Q_{\text{лин}}}{4\pi at \delta c} \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho_1^2 - 2\rho\rho_1 \cos(\varphi - \varphi_1)}{4at} \right] = \\ = \frac{Q_{\text{лин}}}{2\pi \delta c} \int_0^\infty k e^{-k^2 at} J_0(kR) dk \quad (\text{II.21б})$$

Здесь a, β, v — некоторые параметры.

2. Мгновенный плоский источник с плотностью тепловыделения $Q_{\text{пл}}$ на единицу площади, действующий в момент времени $t = 0$ и расположенный в плоскости $x = x_1$. Такой источник можно рассматривать как совокупность линейных источников, параллельных оси z и имеющих интенсивность $Q_{\text{пл}} dy_1$. Интегрируя выражение (11.21) по y_1 получим:

$$T = \frac{Q_{\text{пл}}}{4\pi at \delta c} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{4at} \right] dy_1.$$

Вынося за знак интеграла, приходим к интегралу типа интеграла ошибок, равному, как и ранее, $2\sqrt{\pi}at$. Поэтому

$$T = \frac{Q_{\text{пл}}}{2\sqrt{\pi}at \delta c} \exp \left[-\frac{(x - x_1)^2}{4at} \right]. \quad (\text{II.22})$$

Метод преобразований Лапласа является относительно новым методом решения уравнений математической физики. Преобразованием Лапласа функции $f(t)$ называется интегральное преобразование

$$\bar{f}(p) = \int_0^\infty f(t') e^{-pt'} dt', \quad (\text{II.23})$$

где t' — переменная интегрирования.

Здесь p может быть и комплексной величиной, но ее действительная часть должна быть положительной и достаточно большой, чтобы интеграл сходился. Функция $\bar{f}(p)$ называется *изображением (лаплас-изображением) функции $f(t)$* , а последняя — *оригиналом*. Будем обозначать изображение функции той же буквой, что и саму функцию, но с чертой наверху. Если известно изображение функции, то ее оригинал, как показано в теории функций комплексного переменного, находят по теореме обращения, приводящей к следующей формуле обратного преобразования Лапласа:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \bar{f}(p) e^{pt} dp, \quad (\text{II.24})$$

где i — мнимая единица.

Интегрирование в формуле (11.24) происходит вдоль прямой $\gamma = \text{const}$, параллельной мнимой оси в комплексной плоскости p , причем действительное число γ предполагается настолько большим, чтобы все особые точки $f(p)$ лежали левее этой прямой.

Применение метода преобразования Лапласа облегчается существованием таблиц изображений для наиболее распространенных функций. В тех случаях, когда искомое решение уравнения имеется в таблицах, нет необходимости в вычислении интеграла (11.24), функцию $f(t)$ по ее оригиналу $\bar{f}(p)$ непосредственно находят в этих таблицах. Если же функции $f(t)$ в таблицах нет,

интегралы вида (II.24), встречающиеся в теории теплопроводности, обычно удается привести к интегралу от вещественной переменной одним из следующих стандартных методов.

Первый метод применяют обычно в задачах для ограниченных областей пространства. Если $f(p)$ является однозначной функцией от p с рядом полюсов, лежащих вдоль отрицательной вещественной оси (возможны и другие полюсы), контур интегрирования AB (рис. 89, а) замыкается большой окружностью Γ , не проходящей ни через один из полюсов подынтегральной функции. Показано, что обычно (в том числе во всех задачах, рассматриваемых в данной книге) интеграл по окружности Γ стремится к нулю при увеличении радиуса окружности до бесконечности. Поэтому, согласно теореме Коши из теории функций комплексного переменного, интеграл (II.24) оказывается равным произведению $2\pi i$ на сумму вычетов относительно полюсов подынтегральной функции.

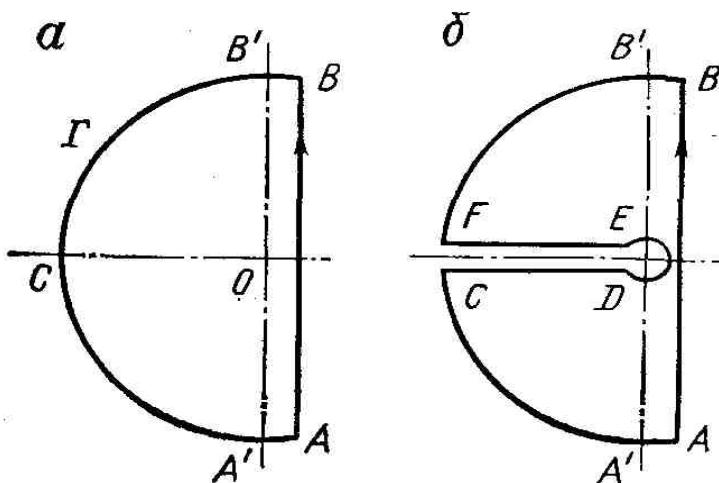


Рис. 89. Типичные контуры интегрирования при решении задач теплопроводности методом преобразований Лапласа

Второй метод применяют обычно в задачах для полуограниченных областей, характеризующихся наличием точки $\rho = 0$ ветвления подынтегральной функции. Чтобы выделить однозначную ветвь этой функции, проводят «разрез» вдоль отрицательной вещественной полуоси и используют контур интегрирования (см. рис. 89, б). Показано, что и в этом случае интеграл по большой окружности контура стремится к нулю при увеличении радиуса окружности до бесконечности. Поэтому интеграл (II.24) сводится к сумме предела интеграла по малой окружности ED при стремлении ее радиуса к нулю и двух несобственных интегралов по отрицательной вещественной полуоси, получаемых в пределе из интегралов по линиям FE и DC . Когда внутри контура есть полюсы, следует прибавить сумму вычетов относительно них, умноженную на $2\pi i$.

Если изображение не принадлежит к рассмотренным классам функций, вычисление интеграла (11.24) может оказаться весьма сложным.

Осуществим преобразование Лапласа по t на примере уравнения теплопроводности, записанного в цилиндрической системе координат. Пусть необходимо найти решение уравнения (II.8а), имеющего в случае цилиндрической симметрии вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} - \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} + s = 0. \quad (\text{II.25})$$

Умножим обе части уравнения (II.25) на $e^{-pt} dt$ и проинтегрируем по t в пределах от 0 до ∞ :

$$\int_0^\infty \frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} e^{-pt} dt + \frac{1}{\rho} \int_0^\infty \frac{\partial T}{\partial \rho} e^{-pt} dt - \frac{1}{a} \int_0^\infty \frac{\partial T}{\partial t} e^{-pt} dt + s \int_0^\infty e^{-pt} dt = 0.$$

В первых двух интегралах производные по ρ , являющемуся в данном случае параметром, можно поменять местами с интегралом по t . Последний интеграл вычисляется непосредственно. Он равен p . Третий интеграл (изображение производной оригинала) вычисляется интегрированием по частям:

$$\int_0^\infty \frac{\partial T}{\partial t} e^{-pt} dt = e^{-pt} T(t) + p \int_0^\infty T(t) e^{-pt} dt = T_0 + p\bar{T}.$$

где $T_0 = T(t=0)$.

Таким образом, преобразованное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \rho} - \frac{1}{a} (p\bar{T} + T_0) + \frac{s}{p} = 0. \quad (\text{II.26})$$

Итак, исходное уравнение в частных производных свелось к обыкновенному дифференциальному уравнению относительно \bar{T} , называемому обычно *вспомогательным уравнением*.

Чтобы получить граничные условия для \bar{T} , граничные условия для T умножают на e^{pt} и интегрируют по t от 0 до ∞ . Так, для граничного условия (II.9) получаем:

$$\int T_1(t') e^{-pt'} dt' = \int T_2(t') e^{-pt'} dt' \quad (\text{II.27})$$

$$\bar{T}_1 = \bar{T}_2, \quad (\text{II.27a})$$

где T_1, T_2 — значения изображения в двух бесконечно близких точках с двух сторон границы.

При преобразовании формулы (II.9a) учтем, что согласно [19] изображение производной равно изображению самой функции, деленному на p . Тогда аналогом выражения (II.9a) будет следующее условие для изображения:

$$\lambda_1 \bar{T}_1 = \lambda_2 \bar{T}_2. \quad (\text{II.27б})$$

$$\bar{T}_{\text{gr}} = \int T_0 e^{-pt} dt = T_0 \int e^{-pt} dt = T_0/p. \quad (\text{II.27в})$$

Другие типы граничных условий при применениях преобразования Лапласа в этой книге не встречаются.

Глава XII РЕШЕНИЕ ПРЯМЫХ ЗАДАЧ ОСНОВНЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

§ 47. Естественные тепловые поля

Региональное тепловое поле Земли создается несколькими источниками тепла. Основной источник — радиоактивный распад, далее — солнечное излучение, затем различные физико-химические процессы. Солнечное излучение играет решающую роль в тепловом режиме поверхностных слоев. Его колебания вызывают периодические (суточные, годовые, вековые и т. п.) колебания температуры. Суточные колебания температуры заметны (превышают погрешности измерений) до глубин 1—2 м, годовые — 10—40 м, вековые — до 1000 м. Нижняя граница слоя, подверженного годовым колебаниям температуры, называется *нейтральным слоем*.

Температура ниже нейтрального слоя, т. е. ниже 10—40 м (для европейской части СССР в среднем ниже 25 м), практически определяется внутренним теплом Земли. На этих глубинах поток теплоты всюду направлен снизу вверх и температура монотонно повышается с глубиной. Скорость роста температуры с глубиной $\partial T / \partial H$ называется *геотермическим градиентом* Γ . Единица измерения градиента Γ — $^{\circ}\text{C}/\text{м}$. Согласно равенству (II.1)

$$\Gamma = q / \lambda = q \xi,$$

где q — вертикальная составляющая плотности теплового потока.

Плотность теплового потока в данном районе тем меньше, чем раньше закончились магматические процессы. Она имеет минимальные значения ($3,85 \pm 0,8 \text{ Вт}/\text{м}^2$) в докембрийских щитах и максимальные ($9,0 \pm 1,9 \text{ Вт}/\text{м}^2$) в зонах кайнозойского вулканизма. Среднее значение плотности потока для Земли принимают равным $5 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Соответственно наиболее высокие значения Γ , равные ($3—7$) $10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{м}$ и даже $10^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{м}$, наблюдаются в районах молодого вулканизма, особенно в породах с низкой теплопроводностью (терригенные породы); наименьшие ($0,66—1,30 \cdot 10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{м}$) — на древних платформах, особенно в разрезах с высокой теплопроводностью (карбонаты, гидрохимические породы).

Задачу о распределении поля температур ниже нейтрального слоя рассмотрим в предположении, что имеет место установившийся теплообмен между полупространством (условно назовем его магмой), находящимся при постоянной температуре T_m , и перекрывающими магму n слоями горных пород (первый слой лежит непосредственно под нейтральным слоем, а n -й — над магмой), лишенными истинной мощности слоя; H_i — глубина изотермы i . Из симметрии задачи ясно, что температура T на произвольной изотерме i равна температуре T на произвольной изотерме i в магме, т. е. $T = T_m$. Поэтому

$$T - T_0 = \int_{H_0}^H \Gamma dH$$

где T_0, Γ_0 — соответственно температура и градиент в нейтральном слое. Учитывая, что ξ — кусочно-постоянная функция, то для каждого слоя i имеем

$$T = T_0 + q \left[\sum_{i=1}^{k-1} h_i \right]$$

где h_i — мощность i -го слоя. Графики изменения градиента Γ и удельного теплового сопротивления ξ с глубиной показаны на рис. 90. Изменение градиента Γ (1) и удельного теплового сопротивления ξ (2) с глубиной пород

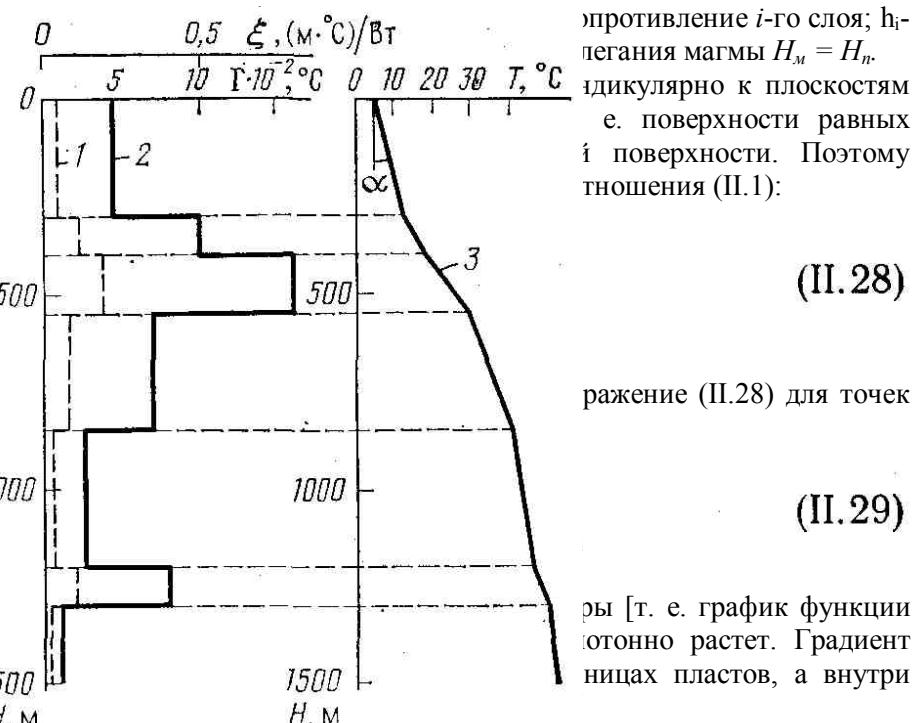
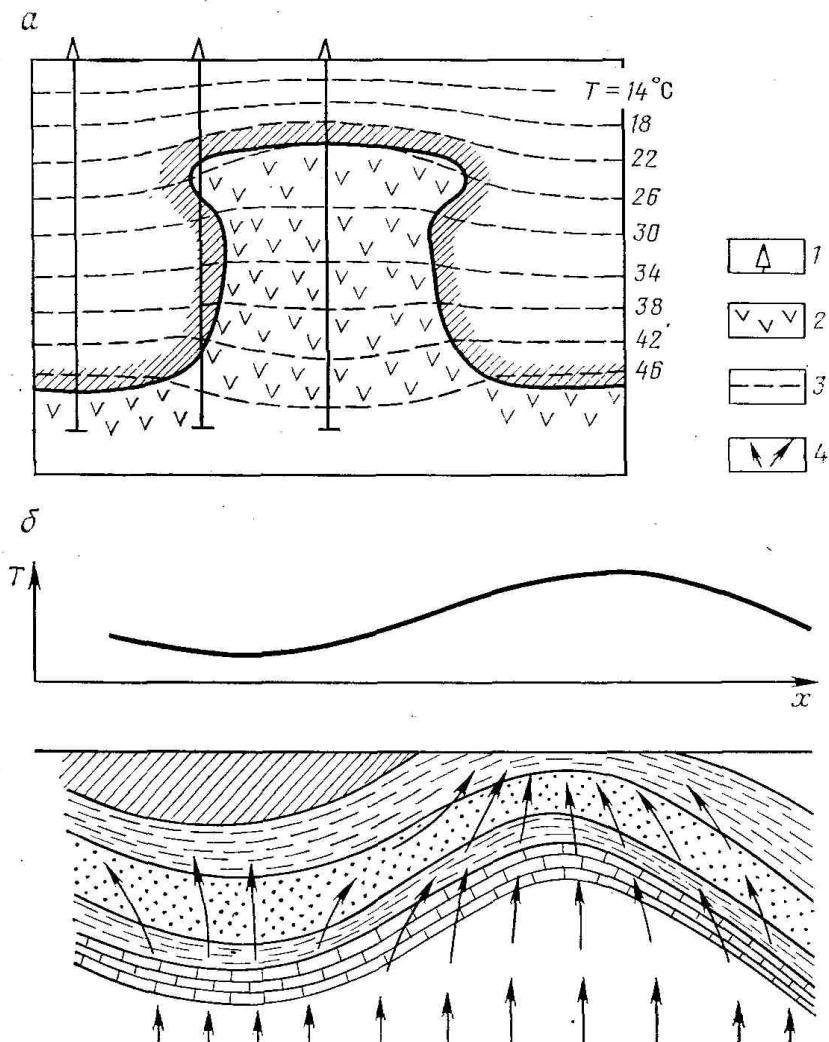


Рис. 90. Графики изменения геотермического градиента Γ (1), удельного теплового сопротивления ξ (2) с глубиной пород и термограмма (3) (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову)

До сих пор предполагали, что границы пластов параллельны поверхности Земли. Если это условие нарушается, поле температур усложняется. Над участками внедрения пород с малым значением ξ (соляными штоками, рифами, магматическими телами) плотность q потока тепла и градиент Γ возрастают, изотермы сближаются (рис. 91, а).



**Рис. 91. Геоизотермический профиль через соляной купол (а) и схема тепловых потоков в синклинальных и антиклинальных зонах (б) (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову).
1—скважина; 2—соль; 3—изотермы; 4—направление теплового потока**

Из-за анизотропии горных пород, движения подземных вод вдоль проницаемых прослоев и других причин перенос тепла вдоль наклонных пластов происходит более интенсивно, чем в однородной среде. Благодаря этому могут наблюдаться рост величин q и Γ над сводами антиклинальных складок и уменьшение указанных величин над синклиналями (см. рис. 91, б). Изотермы над положительными структурами приподнимаются, повторяя тектонику.

Теоретически наличие скважин вносит искажение в тепловое поле горных пород. Однако через некоторое время жидкость в простаивающей скважине прогревается до температуры, практически совпадающей с естественной (неискаженной) температурой горных пород. Через указанное время диаграмма изменения температуры в скважине представляет, по существу, график зависимости естественной температуры пород от глубины, называемый *геотермограммой*.

Локальные тепловые поля могут образоваться в основном в следующих случаях.

1. Положительные температурные аномалии — против сульфидных руд и углей — вызываются экзотермическими реакциями окисления, протекающими на их поверхности.

2. Отрицательные температурные аномалии — против солей — обусловлены эндотермической реакцией растворения соли в промывочной жидкости.

3. Аномалии температур — против водоносных пластов с высокой проницаемостью — определяются циркуляцией в них вод с иной температурой, чем в окружающих породах. Чаще всего они наблюдаются в геосинклинальных областях вследствие подъема горячих вод из областей глубокого погружения по вздымающимся пластам. Близкие к указанным аномалии температур могут образоваться из-за охлаждения (или нагрева) пластов при их заводнении, а также в случае глубокого проникновения фильтрата промывочной жидкости в высокопроницаемые коллекторы.

4. Аномалии температуры — против нефтеносных и газоносных пластов — вызываются расширением нефти и газа в пласте при снижении пластового давления в процессе разработки месторождения или в случае их поступления в скважину. Знак аномалии зависит от вида продукции. Источники (стоки) теплоты при растворении солей, окислении руд и углей сконцентрированы в ограниченном слое прискважинной части пласта, что позволяет использовать модель источника в виде цилиндрической поверхности, радиус и высота которой равны соответственно радиусу R_c скважины и мощности h пласта. Введем цилиндрическую систему координат (z, ρ, φ) , ось z которой совпадает с осью указанной поверхности, а начало расположено против ее середины. Тепловое поле от локальных источников накладывается на региональное тепловое поле Земли. Однако задачу распределения полученного теплового поля легко свести к задаче изучения поля лишь от локального источника. Действительно, температуру в среде можно представить в виде

$$T = T_p + \theta, \quad (\text{II.30})$$

где T_p — температура регионального поля при отсутствии локального источника; θ — добавка в тепловое поле, вносимая локальным источником.

Подставим равенство (II.30) в уравнение теплопроводности

$$\frac{1}{a} \frac{\partial (T_p + \theta)}{\partial t} = \nabla^2 (T_p + \theta) + s_p + s_{\lambda}. \quad (\text{II.31})$$

Здесь S_p, S_{λ} — плотность источников соответственно регионального и локального полей.

То же уравнение при $s_{\lambda} = 0$ имеет вид

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T_p}{\partial t} + \nabla^2 T_p + s_p = 0. \quad (\text{II.31a})$$

Вычитая уравнение (II.31a) из выражения (II.31), получаем уравнение для θ :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla^2 \theta + s_{\lambda}.$$

Для упрощения задачи предположим, что тепловые свойства пласта, вмещающих пород и среды, заполняющей скважину, одинаковы. В такой среде, однородной по своим тепловым свойствам, удобно использовать метод источников. Согласно

соотношению (II.20) стационарное тепловое поле в точке $r = \{z, \rho, \varphi\}$ от элемента поверхностного источника, расположенного в окрестности точки $r_1 = \{z_1, \rho_1, \varphi_1\}$ и имеющего высоту dz_1 , ширину $R_c d\varphi_1$,

$$d\theta = \frac{QR_c d\varphi_1 dz_1}{4\pi\lambda |\vec{r} - \vec{r}_1| \delta c}, \quad (\text{II.32})$$

где Q — плотность источников теплоты, рассчитанная на единицу площади поверхностного источника.

Если точку наблюдения поместить в плоскости $\varphi = 0$, то $|\vec{r} - \vec{r}_1|$ равно правой части выражения (II.21a) при $\rho_1 = R_c$. Интегрируя равенство (II.32) по поверхности цилиндра с учетом выражения (II.21a), получаем:

$$\theta = \frac{QR_c}{4\pi\lambda\delta c} \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{-h/2}^{h/2} \frac{dz_1}{[(z - z_1)^2 + \rho^2 + R_c^2 - 2\rho R_c \cos \varphi_1]^{1/2}} = \\ = \frac{QR_c}{4\pi\lambda\delta c} \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_{z-h/2}^{z+h/2} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + b^2}}, \quad (\text{II.33})$$

где $\xi = z - z_1$; $b^2 = \rho^2 + R_c^2 - 2\rho R_c \cos \varphi_1$.

Первообразом подынтегрального выражения в соотношении (II.33) является, как известно, $\operatorname{arsh}(\xi/b)$. Поэтому выражение (II.33) приобретает вид

$$\theta = \frac{QR_c}{4\pi\lambda\delta c} \int_0^{2\pi} \left\{ \operatorname{arsh} \left[\frac{2z - h}{2\sqrt{\rho^2 + R_c^2 - 2\rho R_c \cos \varphi_1}} \right] - \right. \\ \left. - \operatorname{arsh} \left[\frac{2z + h}{2\sqrt{\rho^2 + R_c^2 - 2\rho R_c \cos \varphi_1}} \right] \right\} d\varphi_1. \quad (\text{II.34})$$

Для точек, находящихся на оси скважины ($\rho = 0$),

$$\theta = \frac{QR_c}{2\lambda\delta c} \left(\operatorname{arsh} \frac{2z + h}{2R_c} - \operatorname{arsh} \frac{2z - h}{2R_c} \right) = \\ = \frac{QR_c}{2\lambda\delta c} \left(\operatorname{arsh} \frac{2\bar{z} + \bar{h}}{2} - \operatorname{arsh} \frac{2\bar{z} - \bar{h}}{2} \right), \quad (\text{II.35})$$

Результаты расчета по формуле (II.35) для отрицательного источника приведены на рис. 92. Как видно из рис. 92, величина аномалий на термограммах зависит от мощности пласта-источника. Кривые симметричны относительно середины пласта. При очень больших значениях h граница пласта отмечается на середине аномалии (с погрешностью, равной 10 % при $h = 60R_c$), а при малых величинах h — ближе к вершине аномалии.

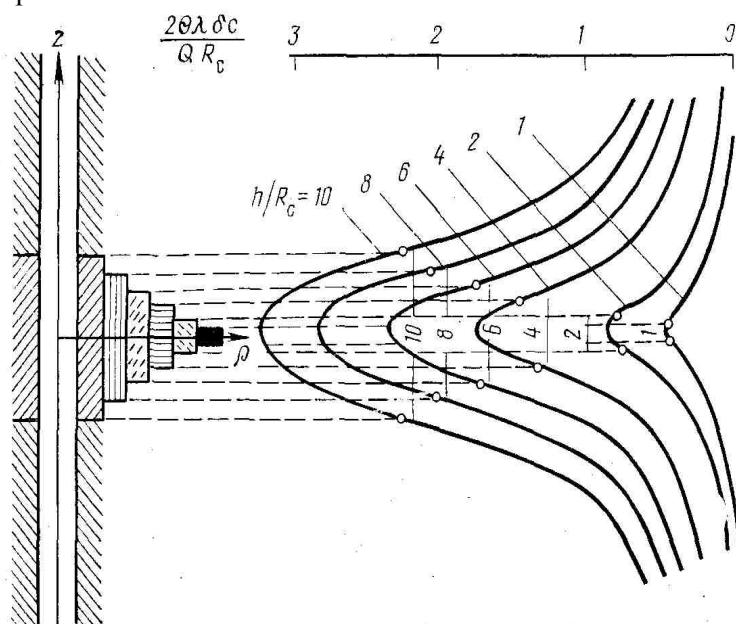


Рис. 92. Форма термограмм при наличии цилиндрической поверхности, равномерно поглощающей теплоту

§ 48. Искусственные тепловые поля

Метод искусственного поля основан на изучении нестационарного теплового поля, возникающего при заполнении скважины промывочной жидкостью, температура которой отличается от температуры горных пород, либо при наличии в скважине источников тепла (электронагревателей, цементного раствора, выделяющего тепло при схватывании и т. п.).

Мгновенный цилиндрический источник в однородной бесконечной среде

За время заполнения скважины промывочной жидкостью она частично изменяет свою температуру из-за теплообмена с породами в сочетании с процессами конвекции. Однако для ограниченного интервала разреза, представленного однородными по тепловым свойствам породами, начальную температуру в скважине T_{0c} в первом приближении можно считать постоянной по вертикали и радиусу. Пласт также считаем однородным, имеющим постоянную температуру T_{0n} и бесконечную мощность.

Таким образом, задача в первом приближении сводится к изучению изменения температуры в среде с начальными условиями

$$T(t=0) = \begin{cases} T_{0c}, & \rho \leq R_c; \\ T_{0n}, & \rho > R_c, \end{cases} \quad (\text{II.36})$$

где ρ — радиальная координата цилиндрической системы координат, ось z которой совпадает с осью цилиндра, моделирующего скважину.

Значения начальных температур скважины T_{0c} и пласта T_{0n} считаем не зависящими от координат, а все пространство однородным по своим тепловым свойствам.

Пусть

$$T(t) = T_0 + \theta(t),$$

где T_0 — температура среды до «включения» мгновенного источника.

Тогда аналогично тому, как делали в § 47, можно сначала, решая уравнение теплопроводности, определить $\theta(t) = T(t) - T_0$ затем к полученному решению прибавить T_0 . Уравнение для θ в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial \rho} \right).$$

Начальные и граничные условия

$$\begin{aligned} \theta_c(t=0) &= \theta_0, & \rho \leq R_c; \\ \theta_n(t=0) &= 0, & \rho > R_c; \end{aligned} \quad (\text{II.36a})$$

$$\begin{aligned} \theta_c(\rho=R_c) &= \theta_n(\rho=R_c); \\ \frac{\partial \theta_c(\rho=R_c)}{\partial \rho} &= \frac{\partial \theta_n(\rho=R_c)}{\partial \rho}. \end{aligned} \quad (\text{II.37})$$

Здесь индексы «с» и «п» относятся к значениям θ соответственно внутри и вне скважины.

Впервые эта задача решена А. И. Зaborовским методом разделения переменных. Более компактное решение получим методом источников, исходя из формулы (II.19) и используя функцию (II.36a) в качестве $f(r)$. Поскольку $f(r) = \theta(t=\theta)$ в данном случае отличается от нуля лишь при $\rho < R_c$, то значение $\theta(t, r)$ в точке r при $t>0$ согласно формуле (II.19) будет иметь вид

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\theta_0}{8(\pi at)^{3/2}} \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} d\varphi \int_0^{R_c} \rho_1 d\rho_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_1)^2}{4at} \right]$$

Расстояние $|r-r_1|$ между точкой наблюдения $r=(z, \rho, \varphi)$

и точкой расположения элементарного источника $r_1=(z_1, \rho_1, \varphi_1)$ определяется формулой (II.21a).

Учитывая это и производя замену переменных

$$\beta = \frac{z - z_1}{2\sqrt{at}}; \quad d\beta = -\frac{dz_1}{2\sqrt{at}}; \quad dz_1 = -2\sqrt{at} d\beta,$$

представим последний интеграл в следующем виде:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\theta_0}{4\pi^{3/2} at} \int_{\varphi}^{\varphi + 2\pi} d\varphi_1 \int_{-\infty}^{\beta^2} e^{-\beta^2} d\beta \times \\ \times \int_0^{R_c} \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho_1^2 - 2\rho\rho_1 \cos(\varphi - \varphi_1)}{4at} \right] \rho_1 d\rho_1.$$

Так как интеграл по β согласно равенству (11.17) равен $\sqrt{\pi}$:

$$\theta(\vec{r}, t) = \frac{\theta_0}{4\pi at} \int_{\varphi}^{\varphi + 2\pi} d\varphi_1 \int_0^{R_c} \exp \left[-\frac{\rho^2 + \rho_1^2 - 2\rho\rho_1 \cos(\varphi - \varphi_1)}{4at} \right] \rho_1 d\rho_1.$$

Ограничимся рассмотрением точек на оси скважины ($\rho = 0$) и введем новую переменную интегрирования. Это приводит к «берущемуся» интегралу типа (II.17)

$$\theta_c = \frac{\theta_0}{\pi} \int_{\varphi}^{\varphi + 2\pi} d\varphi_1 \int_0^{R_c/2\sqrt{at}} e^{-\beta_1^2} \beta_1 d\beta_1 = \theta_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{R_c^2}{4at} \right) \right]. \quad (\text{II.38})$$

Таким образом, функция $\theta_c(t)/\theta_0$ зависит лишь от критерия Фурье. На рис. 93 приведены результаты расчета зависимости θ_c/θ_0 для различных значений.

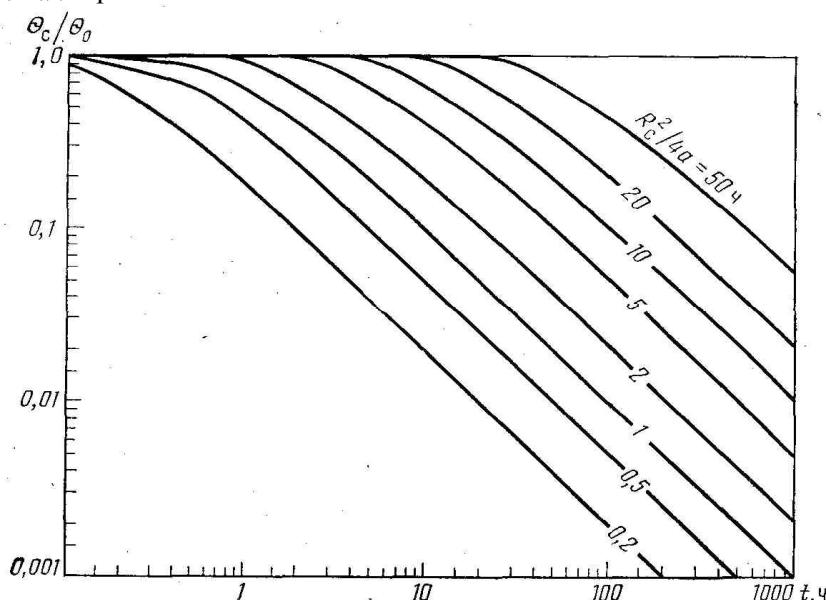


Рис. 93. Изменение во времени t отношения θ_c/θ_0 (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову)

Из рис. 93 видно, что температура на оси скважины убывает со временем тем быстрее, чем меньше радиус скважины и больше температуропроводность среды. Формула (11.38) и рис. 93 показывают также, что заметное изменение температуры ($\theta/\theta_0 = 0,9$) достигается при значении параметра $R_c^2/4a \approx 2,3$ ч, т. е. влияние источников (в данном случае для оси скважины в качестве источника выступает пласт).

Мгновенный цилиндрический источник в среде с иными тепловыми свойствами

Задачу охлаждения или нагрева скважины, когда тепловые свойства сред внутри скважины ($\lambda_c, \delta_c, c_c, a_c$) и вне нее (в породе $\lambda_n, \delta_n, c_n, a_n$) различны, решим методом преобразования Лапласа. Температуру внутри скважины (точнее, отличие от температуры невозмущенной внешней среды) обозначим θ_c , вне нее — θ_n . Преобразованные уравнения теплопроводности для данной задачи с учетом начальных условий $\theta_{c0} = \theta_0, \theta_{n0} = 0$ согласно (II.26) будут иметь вид

$$\frac{\partial^2 \bar{\theta}_c}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\theta}_c}{\partial \rho} - q_c^2 \bar{\theta}_c = - \frac{\theta_0}{a_c}; \quad (\text{II.39})$$

$$\frac{\partial^2 \bar{\theta}_n}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\theta}_n}{\partial \rho} - q_n^2 \bar{\theta}_n = 0. \quad (\text{II.39a})$$

Границные условия после преобразования Лапласа принимают вид

$$\bar{\theta}_c(\rho = R_c) = \bar{\theta}_n(\rho = R_c); \quad (\text{II.40})$$

$$\lambda_c \frac{\partial \bar{\theta}_c(\rho = R_c)}{\partial \rho} = \lambda_n \frac{\partial \bar{\theta}_n(\rho = R_c)}{\partial \rho}. \quad (\text{II.40a})$$

Частными решениями уравнения (II.39) без правой части, а также уравнения (II.39a) являются функции Бесселя $I_0(q_i \rho)$ и $K_0(q_i \rho)$ ($i=c, n$), поскольку замена переменных $x = q\rho$ приводит их к уравнению Бесселя

$$\frac{\partial^2 \bar{\theta}_i}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \bar{\theta}_i}{\partial x} - \left(1 + \frac{v^2}{x^2}\right) \bar{\theta}_i = 0 \quad (\text{II.40б})$$

с номером $v = 0$. Частным решением неоднородного уравнения (II.39) служит q_0/ρ . Таким образом, общими решениями уравнений (II.39) и (II.39a) будут

$$\bar{\theta}_c = A_c K_0(q_c \rho) + B_c I_0(q_c \rho) + \frac{\theta_0}{\rho};$$

$$\bar{\theta}_n = A_n K_0(q_n \rho) + B_n I_0(q_n \rho).$$

Здесь A_c, A_n, B_c, B_n — коэффициенты. Поскольку для конечности значений θ_c и θ_n необходимо положить $A_c = 0$ и $B_n = 0$. С учетом этого подстановка решений в соотношения (II.40) и (II.40a) граничных условий приводит к следующей системе уравнений для определения коэффициентов A_n и A_c

$$B_c I_0(q_c R_c) + \frac{\theta_0}{\rho} = A_n K_0(q_n R_c); \quad (\text{II.41})$$

$$-\lambda_c B_c q_c I'_0(q_c R_c) = \lambda_n A_n q_n K'_0(q_n R_c), \quad (\text{II.41a})$$

где штрих означает дифференцирование $I_o(x)$ и $K_o(x)$ по x .

$$-\lambda_c B_c q_c I_1(q_c R_c) = \lambda_n A_n K_1(q_n R_c). \quad (\text{II.41б})$$

Решая совместно уравнения (II.41) и (II.41б), получаем:

$$B_c = -\frac{\theta_0 \lambda_n \sqrt{a_c}}{p \Delta} K_1(q_n R_c);$$

$$A_n = \frac{\theta_0 \lambda_c \sqrt{a_n}}{p \Delta} I_1(q_c R_c),$$

где

$$\Delta = \lambda_n \sqrt{a_c} I_0(q_c R_c) K_1(q_n R_c) + \lambda_c \sqrt{a_n} I_1(q_c R_c) K_0(q_n R_c). \quad (\text{II.41в})$$

Таким образом, решения системы уравнений (II.39) и (II.39a) при граничных условиях (II.40) и (II.40a) имеют вид

$$\bar{\theta}_c = \frac{\theta_0}{p} - \frac{\theta_0 \lambda_{\pi} \sqrt{a_c}}{p \Delta} K_1(q_{\pi} R_c) I_0(q_{c0});$$

$$\bar{\theta}_{\pi} = \frac{\theta_0 \lambda_c \sqrt{a_{\pi}}}{p \Delta} I_1(q_{\pi} R_c) K_0(q_{\pi 0}).$$

Далее ограничимся рассмотрением величин θ_c и θ_{π} . Переход от изображения θ_c к оригиналу θ_c осуществляется по теореме обращения (II.24), которая в данном случае приводит к интегралу

$$\theta = \theta_0 - \theta_0 \lambda_{\pi} \sqrt{a_c} \int \frac{K_1(q_{\pi} R_c) I_0(q_{c0}) e^{p0}}{p \Delta} dp. \quad (\text{II.42})$$

Оригинал слагаемого θ_c/p легко найти в таблицах преобразований Лапласа. Он равен θ_0 . Подынтегральная функция в соотношении (II.42) имеет точку ветвления $p=0$, поэтому следует использовать контур, приведенный на рис. 89, б. Из теории функций Бесселя известно об отсутствии нулевых значений функций $I_o(x)$ и $K_o(x)$ внутри такого контура. Как указывалось выше, интегралы по дугам большой окружности стремятся к нулю с ростом ее радиуса. Поэтому интеграл (II.42) равен сумме интегралов по контурам FE , ED , DC . Интеграл по малой окружности ED стремится к $-2\pi i$ при стремлении ее радиуса к нулю

$$\int ED = -2\pi i. \quad (\text{II.43})$$

Действительно, интеграл (взятый в направлении против часовой стрелки) по окружности, охватывающей особую точку, равен произведению $2\pi i$ на вычет подынтегральной функции в этой точке. В нашем случае особая точка $p = 0$ является полюсом первого порядка и в связи с этим вычет равен значению в этой точке подынтегральной функции, умноженной на p , т. е.

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{\lambda_{\pi} \sqrt{a_c}}{\Delta} K_1(q_{\pi} R_c) I_0(q_{c0}) e^{p0}. \quad (\text{II.44})$$

Разделив знаменатель и числитель выражения (II.44) на

$$\lambda_{\pi} \sqrt{a_c} K_1(q_{\pi} R_c)$$

получаем:

$$\lim_{p \rightarrow 0} I_0(q_{c0}) e^{p0} \left[I_0(q_{cR_c}) + \frac{\lambda_c \sqrt{a_{\pi}}}{\lambda_{\pi} \sqrt{a_c}} \frac{K_0(q_{\pi} R_c)}{K_1(q_{\pi} R_c)} I_1(q_{cR_c}) \right]^{-1} = 1.$$

Интегралы по линиям CD и FE не удается вычислить в элементарных функциях, но их можно упростить и привести к интегралам от функции вещественной переменной. При этих преобразованиях понадобятся следующие формулы теории бесселевых функций (см., например, [19], приложение 3).

$$K_v(z e^{\pm \pi i/2}) = \pm \frac{\pi i}{2} e^{\mp v\pi i/2} [-J_v(z) \pm iY_v(z)]; \quad (\text{II.45})$$

$$I_v(x) = i^{-v} J_v(ix); \quad (\text{II.45a})$$

$$I_v(z) K_{v+1}(z) + K_v(z) I_{v+1}(z) = 1/z. \quad (\text{II.45b})$$

На указанных линиях CD и FE число p — отрицательное вещественное. Представим его в виде $p = -p_o = P_o e^{i\pi}$ на верхнем берегу «разреза», где p_o — положительное число, и в виде

$$\sqrt{p} = \sqrt{p_0} e^{i\pi/2} = i\sqrt{p_0}; \quad \sqrt{p} = \sqrt{p_0} e^{-i\pi/2} = -i\sqrt{p_0}.$$

Введем обозначение $x^2 = p_0/a_c$. Тогда

$$p = x^2 a_c e^{\pm i\pi} = -x^2 a_c; \quad dp = 2x a_c e^{\pm i\pi} dx = -2x a_c dx;$$

$$dp/p = 2dx/x.$$

на нижнем «берегу». Соответственно $p^{1/2}$ на верхнем и нижнем «берегах» следует считать равными. Введем обозначение $x^2 = p_0/a_c$. Тогда

$$\begin{aligned} \lambda_n \sqrt{a_c} \int_0^\infty & \frac{K_1 \left(i \sqrt{\frac{a_c}{a_n}} R_c x \right) I_0(i_0 x) e^{-x^2 a_c t} \frac{dx}{x}}{\lambda_n \sqrt{a_c} I_0(i R_c x) K_1 \left(i \sqrt{\frac{a_c}{a_n}} R_c x \right) + \rightarrow} \\ & \rightarrow + \lambda_c \sqrt{a_n} I_1(i R_c x) K_0 \left(i \sqrt{\frac{a_c}{a_n}} R_c x \right) \end{aligned} \quad (\text{II.46})$$

В указанных обозначениях интеграл в выражении (II.42) по пути FE принимает вид

Функции K_v и I_v заменим их выражениями через J_v и Y_v согласно формулам (II.45)-(II.45б) с учетом того, что J_v является четной функцией при четных значениях v и нечетной — при нечетных v .

Кроме того, введем обозначение:

$$K_0(iz) = -\frac{\pi}{2} [iJ_0(z) + Y_0(z)]; \quad (\text{II.47})$$

$$K_1(iz) = \frac{\pi}{2} [-J_1(z) + iY_1(z)]; \quad (\text{II.47a})$$

$$I_0(iz) = J_0(z); \quad (\text{II.47б})$$

$$I_1(iz) = iJ_1(z). \quad (\text{II.47в})$$

Кроме того, введем обозначение:

$$a = \sqrt{a_c/a_n}. \quad (\text{II.48})$$

После подстановки соотношений (II.47)-(II.47в) в выражение (II.46) и небольших алгебраических преобразований получим:

$$-\lambda_n \sqrt{a_c} \int_0^\infty \frac{J_1(aR_c x) - iY_1(aR_c x)}{\varphi_1 - i\varphi_2} J_0(\rho x) e^{-x^2 a_c t} \frac{dx}{x}, \quad (\text{II.49})$$

где

$$\varphi_1 = \lambda_n \sqrt{a_c} J_0(R_c x) J_1(aR_c x) - \lambda_c \sqrt{a_n} J_1(R_c x) J_0(aR_c x); \quad (\text{II.50})$$

$$\varphi_2 = \lambda_n \sqrt{a_c} J_0(R_c x) Y_1(aR_c x) - \lambda_c \sqrt{a_n} J_1(R_c x) Y_0(aR_c x). \quad (\text{II.50a})$$

Интеграл по DC отличается от интеграла по FC направлением интегрирования (ρ меняется от 0 до ∞ , x — от $-\infty$ до 0), а также тем, что для нижнего «берега» разреза следует брать использованного при интегрировании по верхнему «берегу». Подставим в аргументы функций Бесселя вместо $\rho^{1/2}$ выражение заменим по формулам:

$$K_0(-iz) = \frac{\pi}{2} [iJ_0(z) - Y_0(z)]; \quad (\text{II.51})$$

$$K_1(-iz) = \frac{\pi}{2} [-J_1(z) - iY_1(z)]; \quad (\text{II.51a})$$

$$I_0(-iz) = J_0(z); \quad (\text{II.51b})$$

$$I_1(-iz) = -iJ_1(z), \quad (\text{II.51в})$$

являющимся следствием формул (II.45) и (II.45a) при значениях аргументов. В результате получим интеграл:

$$2\lambda_{\text{п}} \sqrt{a_c} \int_0^{\infty} \frac{J_1(aR_c x) + iY_1(aR_c x)}{\varphi_1 + i\varphi_2} J_0(\rho x) e^{-x^2 a_c t} \frac{dx}{x}. \quad (\text{II.52})$$

Таким образом, полное изображение функции θ равно сумме изображения первого слагаемого (равного, как мы видели, θ_0) и произведения θ_0 на выражения (11.44), (11.49) и (11.52). Окончательно после ряда алгебраических преобразований получим:

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{4\theta_0 \lambda_{\text{п}} \sqrt{a_c}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varphi_1 Y_1(aR_c x) - \varphi_2 J_1(aR_c x)}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} J_0(\rho x) e^{-x^2 a_c t} \frac{dx}{x} = \\ &= -\frac{4\theta_0 \lambda_{\text{п}} \sqrt{a_c}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{J_0(\rho x)}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} \lambda_c \sqrt{a_{\text{п}}} J_1(R_c x) [J_0(aR_c x) Y_1(aR_c x) - \\ &\quad - J_1(aR_c x) Y_0(aR_c x)] e^{-x^2 a_c t} \frac{dx}{x}. \end{aligned} \quad (\text{II.53})$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, удается упростить путем использования соотношения (II.45б). Если положить $z = iy$ и в левую часть соотношения (II.45б) вместо $I_v(iy)$, $K_v(iy)$, $I_{v+i}(iy)$ и $K_{v+i}(iy)$ ($v=0; 1$) подставить их выражения согласно формулам (II.47)—(II.47в), то получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{iy} &= I_0(iy) K_1(iy) + K_0(iy) I_1(iy) = \frac{\pi}{2} J_0(y) [-J_1(y) + iY_1(y)] - \\ &- \frac{\pi}{2} [iJ_0(y) + Y_0(y)] iJ_1(y) = \frac{\pi i}{2} [J_0(y) Y_1(y) - J_1(y) Y_0(y)]. \end{aligned}$$

Отсюда

$$J_0(y) Y_1(y) - J_1(y) Y_0(y) = -2/(\pi y).$$

$$\theta = \frac{4\theta_0 \lambda_{\text{п}} \lambda_c a_{\text{п}}}{\pi^2 R_c} \int_0^{\infty} \frac{J_0(\rho x) J_1(R_c x)}{x^2 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2)} e^{-x^2 a_c t} dx. \quad (\text{II.54})$$

Полагая $y = \alpha R_c x$, приходим к выводу, что выражение в квадратных скобках формулы (II.53) равно $-2/(\pi \alpha R_c x)$, а сама формула (II.53) примет вид

§ 49. Тепловые поля в действующей скважине

В случае поступления жидкости или газа из пласта в скважину происходит *дросселирование*—изоэнталпийный процесс расширения при прохождении через пористую среду и перфорационные отверстия. Изменение температуры при дросселировании называют *эффектом Джоуля—Томсона*. Изменение температуры, рассчитанное на единичное изменение давления p , называют *коэффициентом Джоуля—Томсона* ϵ . Дифференциальный коэффициент Джоуля—Томсона ϵ_d определяется при бесконечно малом перепаде давления, а интегральный ϵ —при конечном его изменении. Пример изоэнталпийной диаграммы для углеводородных газов приведен на рис. 94.

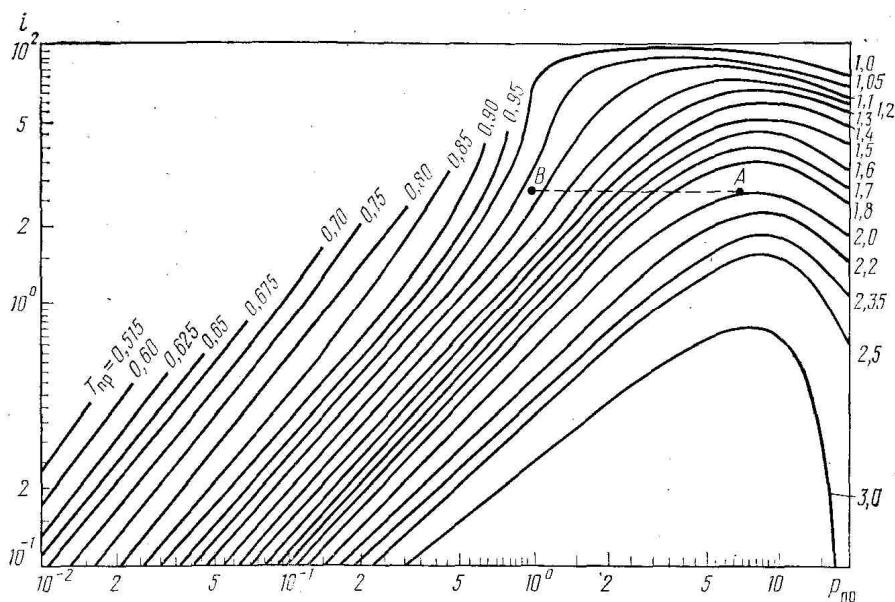


Рис. 94. Энталпия i углеводородных газов в функции приведенных давлений p_{np} и температур T_{np}

Чтобы определить ε , сначала по специальным таблицам или рисункам, например по рис. 95, находят критические давления p_{kp} и температуры T_{kp} исходя из известного состава или (упрощенно) из относительной плотности газа. Затем вычисляют значения приведенной температуры $T_{np,n} = T_n/T_{kp}$ (T_{kp} должно быть выражено в Кельвинах) для начального состояния газа (до дросселирования), а также приведенного давления до дросселирования $P_{np,n} = P_n/P_{kp}$ и после него $P_{np,k} = P_k/P_{kp}$.

На рис. 94 находят точку A с абсциссой $P_{np,n}$, лежащую на кривой с шифром $T_{np,n}$. Так как при дросселировании энталпия i не изменяется, проводят горизонтальную линию от точки A до точки B , имеющей абсциссу $P_{np,k}$. Шифр кривой, на которой лежит точка B , есть приведенная температура газа после дросселирования.

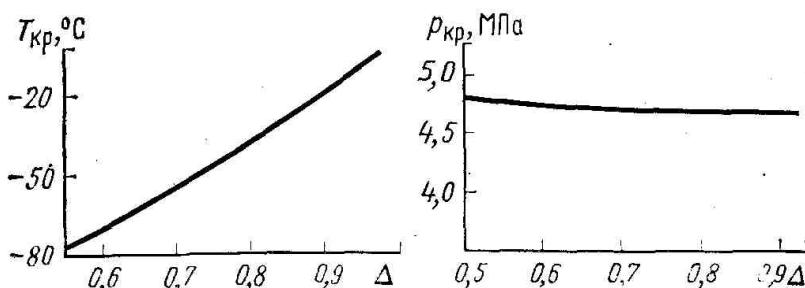


Рис. 95. Зависимость критических температур T_{kp} и давления P_{kp} природного газа от его относительной плотности $\Delta = \delta_f / \delta_v$.

Плотность: δ_v — воздуха, δ_f — газа

Значения ε для природных газов в интервале температур 0–200 °С и давлений 5–30 МПа изменяются в пределах 1–6 °С/МПа, а знак его отрицателен. С уменьшением давления и относительной молекулярной массы газа величина ε возрастает.

Коэффициент Джоуля—Томсона для воды, нефти и нефтепродуктов на порядок ниже, чем у газов, а знак его положителен, т. е. нефть и вода при расширении нагреваются. В работе [22] приводится значение ε для воды, равное 0,22 °С/МПа, для нефти (плотность 0,85 г/см³) 0,414 °С/МПа.

$$\Delta T_0 = \bar{\varepsilon} (p_{pl} - p_3), \quad (\text{II.55})$$

Итак, при поступлении жидкости или газа в скважину их температура изменяется на величину где p_{pl}, p_3 — соответственно пластовое в забойное давления,

При вертикальном движении жидкости или газа в стволе скважины происходит также ряд энергетических превращений: рост или снижение потенциальной энергии в поле тяготения Земли; изменение кинетической энергии с изменением скорости потока; убывание давления (дроссельный эффект в скважине); теплообмен с окружающими горными породами; смешивание с жидкостью,

газом, поступающими из интервалов по пути потока. Чтобы получить представление об общем характере изменения температуры жидкости и газа при движении по стволу скважины, пренебрежем влиянием большинства факторов и рассмотрим лишь роль теплообмена с горными породами и дроссельного эффекта при поступлении жидкости и газа в скважину. Поскольку градиент температур по вертикали обычно намного меньше, чем по радиусу, тепловые потоки, можно считать радиальными.

$$T_{\text{пл}} = T_0 - \Gamma(z - z_0), \quad (\text{II.56})$$

Предположим, что скважина недавно включена в работу после длительного простояния и поэтому температура среды (обсадные колонны, горные породы), окружающей газовый поток, за исключением одного работающего пласта, кровля которого залегает на глубине Z_0 , практически совпадает с естественной температурой горных пород на данной глубине

где T_0 — естественная температура на глубине Z_0 .

$$dQ_T = 2\pi R_c \alpha (T_{\text{пл}} - T) dt = \frac{2\pi R_c \alpha (T_{\text{пл}} - T) dz}{v}. \quad (\text{II.57})$$

За время $dt = dz/v$ (v — скорость потока), необходимое для прохождения потоком расстояния dz , объем последнего, имеющего единичную высоту, в результате теплообмена с окружающей средой приобретает (в случае, если $T_{\text{пл}}$ больше температуры T потока на рассматриваемой глубине) или теряет (если $T_{\text{пл}} < T$) количество тепла. Здесь α — коэффициент теплоотдачи. Приобретение такого количества тепла приводит к росту температуры на величину

$$dT = dQ/S\delta = v dQ/Gc, \quad (\text{II.58})$$

$$\frac{dT}{dz} = \frac{2\pi R_c \alpha}{Gc} [T_0 - \Gamma(z - z_0) - T] \quad (\text{II.59})$$

где S — площадь сечения скважины; δ — плотность вещества потока; G — массовый расход (дебит). Подставляя соотношения (II.56) и (II.57) в выражение (II.58), получаем: При этом должно выполняться граничное условие

Значение ΔT_0 может отличаться от нуля, например за счет дроссельного эффекта, обусловленного расширением газа (жидкости) при поступлении из пласта в скважину. Общее решение уравнения (II.59) имеет вид

$$T' + bT = b[T_0 - \Gamma(z - z_0)],$$

$$\text{где } b = (2\pi R_c \alpha)/Gc.$$

При этом должно выполняться граничное условие

$$T(z = z_0) = T_0 + \Delta T_0. \quad (\text{II.60})$$

$$T = A_1 e^{-bz} - \Gamma z + T_0 + \Gamma z_0 + \frac{\Gamma}{b}. \quad (\text{II.61})$$

$$A_1 = \left(\Delta T_0 - \frac{\Gamma}{b} \right) e^{bz_0}.$$

Окончательно

$$T = T_0 - \Gamma(z - z_0) + \frac{\Gamma}{b} \{1 - \exp[-b(z - z_0)]\} + \Delta T_0 e^{-b(z - z_0)}. \quad (\text{II.62})$$

Чтобы найти константу A_1 , подставим выражение (II.61) в граничное условие (II.60): Окончательно. Несмотря на принятые упрощения, полученное выражение достаточно хорошо описывает распределение температуры потока несжимаемой жидкости в стволе скважины. Более строгое рассмотрение вопроса Э. Б. Чекалюком [22] для несжимаемой жидкости привело к формуле, отличающейся от соотношения (II.62) лишь тем, что перед фигурными скобками вместо Γ/b стоит коэффициент $(\Gamma+M)/b$

$$\text{где } M = \frac{A}{c_p} \left(\frac{p_z p_y}{\delta g H} - 1 \right);$$

p_z, p_y — давление соответственно на забое и устье скважины;

H — глубина скважины; A — механический эквивалент тепловой энергии; g — ускорение свободного падения. Величина M учитывает изменение внутренней энергии потока за счет работы сил тяжести (второе слагаемое M) и перепада давления между забоем и устьем скважины (первое слагаемое), расходуемого на преодоление гидравлических потерь.

Для потока газа заметно также влияние расширения газа (дроссельного эффекта) при движении по стволу скважины. Изменение температуры за счет этого эффекта на единицу длины скважины

$$\frac{dT}{dt} = \bar{\epsilon} \frac{dp}{dz},$$

а за счет работы сил тяжести, как и ранее, на A/c_p . Пренебрегая другими, менее, значительными факторами, приходим к выводу, что для газового потока значение M следует положить

$$M = \bar{\epsilon} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{A}{c_p}.$$

Знак коэффициента Джоуля—Томсона для газов обычно отрицателен, поэтому значения T_0 и M отрицательны. На рис. 96 показано распределение температуры в стволе скважины с одним работающим пластом. Первый случай (см. рис. 96, а, кривая 1) имеет место при $\Delta T_0 = 0$, например при притоке жидкости практически без депрессии на пласт.

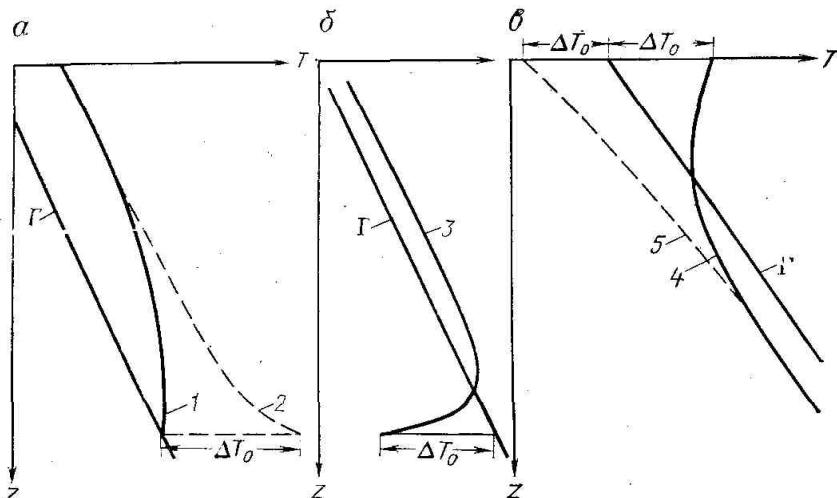


Рис. 96. Распределение температуры T по стволу скважины (по Э. Б. Чекалюку)
а — эксплуатационная нефтяная, $\Delta T_0=0$ (1) и $\Delta T_0>0$ (2); б — эксплуатационная газовая, $\Delta T_0<0$ и (3); в — нагнетательная, $\Delta T_0>0$ (4) и $\Delta T_0<0$ (5)

Второй случай (см. рис. 96, а, кривая 2) наблюдается, в частности, при нагреве жидкости за счет дроссельного эффекта. В обоих случаях температура потока выше температуры перекрывающих пород, поэтому поток при подъеме охлаждается. На некоторой глубине темп охлаждения становится равным геотермическому градиенту, и кривые идут параллельно геотермограмме.

Третий случай (см. рис. 96, б, кривая 3) характерен для газовых пластов ($\Delta T_0 < 0$). Здесь температура газа при поступлении в скважину значительно ниже температуры перекрывающих пород, поэтому вначале происходит нагрев газа. На некоторой глубине термограмма может пересечь геотермограмму (наблюдается инверсия), и в дальнейшем процесс, охлаждения подобен первому случаю на рис. 96, а.

Формулу (П.62) можно применить и для описания температуры в нагнетательных скважинах, если в качестве Z_0 принять глубину нейтрального слоя, а в качестве ΔT_0 — превышение температуры закачиваемой воды на глубине Z_0 над температурой пород. Кривые распределения температуры

для нагнетательной скважины, рассчитанные по этой формуле в предположении, что $\Delta T_0 < 0$ (закачка холодной воды) и $\Delta T_0 > 0$ (закачка горячей воды) показаны на рис. 96, в.

Температура потока в кровле работающих пластов обусловливается не только дросселированием, но и явлением смешивания газа (жидкости), поступающего из данного интервала, с газом (жидкостью), идущим снизу по стволу скважины (*калориметрический эффект*). Температура в кровле пласта определяется из баланса тепла

$$T_{kp} (Gc + G_{pod}c_{pod}) = T_{pod}G_{pod}c_{pod} + TGc. \quad (\text{II.63})$$

где G — дебит пласта; c — удельная теплоемкость продукции пласта; G_{pod} — дебит, для потока, подходящего снизу к подошве пласта; c_{pod} — удельная теплоемкость указанного потока; T_{pod} — температура этого потока на уровне подошвы пласта; T — температура газа, поступающего из пласта,

$$T = T_{pl} + \bar{\varepsilon} \Delta p; \quad (\text{II.64})$$

T_{pl} — температура невозмущенного естественного теплового поля в пласте (различием значений T_{pl} по мощности пласта пренебрегаем); Δp — депрессия на пласт.

Соотношения (II.55), (II.62) и (II.63) в совокупности достаточны для расчета распределения температуры в стволе действующей скважины независимо от числа работающих пластов, если известны дебиты отдельных пластов, значения давления в пласте и стволе скважины, распределение естественной температуры и состав газа (или его относительная плотность).

Указанными формулами не определен ход температурной кривой лишь в нижнем пласте. Можно показать, что в пределах пласта с равномерным притоком и постоянным по мощности пласта значением дроссельного эффекта температурная кривая представляет собой прямую линию с наклоном, соответствующим половине естественного геотермического градиента. На рис. 97 приведен пример такого расчета для пластов $AB \gg CD$ с одинаковым значением дроссельного эффекта против них. С ростом времени функционирования скважины происходит охлаждение горных пород, прилегающих к работающим пластам, и ниже первого пласта CD появляется зона CE постепенного изменения температуры.

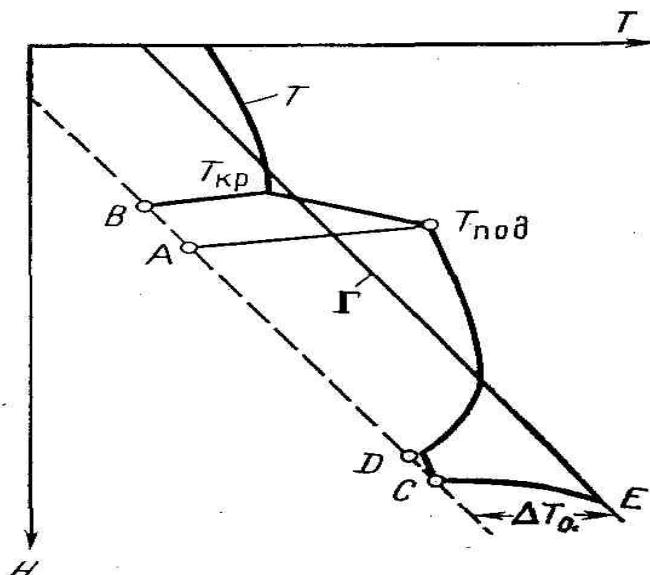


Рис. 97. Распределение температуры T в стволе скважины с двумя отдающими пластами AB и CD

Глава XIII АППАРАТУРА, МЕТОДИКА, ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ И ОСНОВЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕРМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

§ 50. Аппаратура термических исследований

Наиболее распространенные приборы для непрерывных измерений температуры в скважинах—электрические термометры сопротивления. Их чувствительными элементами обычно являются резисторы, изготовленные из материала с большим температурным коэффициентом сопротивления и поэтому изменяющие свое электрическое сопротивление R при изменении температуры. Существуют также чувствительные элементы из полупроводниковых материалов (термисторы).

В получивших широкое распространение термометрах типа ТЭГ на одножильном кабеле измерительная схема содержит электронный RC-генератор, период колебаний которого пропорционален сопротивлению R чувствительного элемента из медной проволоки, входящего в его колебательный контур.

Если термометр из среды с начальной температурой T_n перенести в среду с температурой T , то температура T_d чувствительного элемента, а следовательно, показания термометра приближаются к величине T не мгновенно, а постепенно по закону

$$T_d = T_n + (T - T_n) (1 - e^{-t/\tau}). \quad (\text{II.65})$$

Таким образом, разность температур датчика и внешней среды уменьшается во времени экспоненциально от начального значения $T - T_n$ до нуля при $t = \infty$. Скорость снижения зависит от τ , в связи с чем эту величину, имеющую размерность времени, называют постоянной *времени* или *тепловой инерцией термометра*. За время, равное τ , начальная разность температур датчика и внешней среды (погрешность определения температуры среды) уменьшается в e раз. Величина τ тем меньше, чем больше поверхность датчика и коэффициент теплоотдачи и чем меньше теплоемкость датчика.

Рассмотрим влияние тепловой инерции термометра на измерения при линейном росте температуры T во времени, что соответствует, например, спуску термометра со скоростью $v = \text{const}$ в скважину с постоянным по глубине z геотермическим градиентом Γ . В этом случае температура изменяется во времени по закону

$$T = T_0 + \Gamma(z - z_0) = T + \Gamma v t, \quad (\text{II.66})$$

где T_0 —температура на глубине z_0 нахождения термометра в начальный момент времени.

Изменение температуры T_d датчика за время dt согласно соотношению (II.65) с учетом выражения (II.66) для внешней температуры. Решение этого уравнения имеет вид где T_n —начальная температура датчика.

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{T - T_d}{\tau} = \frac{1}{\tau} (T_0 + \Gamma v t - T_d)$$

или

$$T'_d + \frac{T_d}{\tau} = \frac{\Gamma v}{\tau} t + \frac{T_0}{\tau}.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$T_d = (T_n - T_0 + \Gamma v t) e^{-t/\tau} - \Gamma v \tau + T_0 + \Gamma v t, \quad (\text{II.67})$$

Поскольку последние два слагаемых представляют собой текущую температуру пород на глубине, где в данный момент находится термометр, выражение (II.67) перепишем в виде:

$$T_d = T - \Gamma v \tau + (T_n - T_0 + \Gamma v t) e^{-t/\tau}. \quad (\text{II.67a})$$

$$T_d = T - \Gamma v \tau. \quad (\text{II.67b})$$

При значениях $t > (5-7)\tau$ последним слагаемым в выражении (II.67a) можно пренебречь. Тогда Если

регистрация термограмм осуществляется при подъеме прибора в скважине, в равенстве (II.67б) изменится знак перед скоростью v . Таким образом, в случае линейного изменения температуры во времени показания термометра отстают от изменения истинной температуры на Γt , т. е. на величину, равную изменению температуры в интервале глубин $\Delta z = vt$, проходимом прибором за время t . Влияние тепловой инерции как бы сдвигает диаграмму на величину $\Delta z = vt$.

Кроме термометров сопротивления для измерения абсолютного значения температуры предложены *дифференциальные термометры*. Их возникновение вызвано тем, что температура по стволу скважины меняется в больших пределах и для регистрации диаграмм с небольшим числом переносов приходится устанавливать сравнительно грубый масштаб температуры. По этим диаграммам удается определять изменения температур лишь не менее $0,1—0,2^{\circ}\text{C}$. В то же время при решении ряда задач достаточно знать не абсолютные значения температур, а лишь их градиент (*градиент-термометрия*) или же вариации температур относительно кривой со средним градиентом (*аномалий-термометрия*). Регистрация градиента поля Γ или вариаций температур с компенсацией среднего градиента резко уменьшает диапазон изменений измеряемых величин и позволяет использовать детальные масштабы. Это облегчает обнаружение и измерение относительно малых изменений градиента или небольших отклонений температуры от хода регионального поля.

Градиент-термометр содержит два чувствительных элемента, расположенных на расстоянии $l = 1—2$ м. Чтобы измерить разность их сопротивлений, равную (с точностью до постоянного множителя) градиенту, эти элементы включают в противоположные плечи мостика сопротивлений.

Недостатком описанной схемы является трудность достижения высокой точности определения величины Γ . Считают более предпочтительным разработку приборов, получающих диаграммы Γ путем вычитания показаний одного и того же датчика на глубинах z и $z + dz$.

В отличие от градиент-термометра, оба чувствительных плача которого делают с одинаковой возможной малой тепловой инерцией, чувствительные элементы у термометра с компенсацией температур регионального теплового поля—*аномалий-термометра*—имеют существенно различные инерции. Чувствительный элемент с малой инерцией устроен так же, как и в обычных термометрах, а два других плача из того же материала размещают внутри корпуса и окружают теплоизоляционным материалом, чтобы увеличить его инерцию примерно в 100 раз по сравнению с инерцией первого чувствительного элемента.

Если температура в скважине возрастает линейно и скорость движения термометра $v = \text{const}$, через некоторое время [$t = (5—7)\tau_{\text{hp}}$] после начала движения разность температур датчиков устанавливается постоянной, пропорциональной геотермическому градиенту Γ , скорости движения и разности постоянных времени:

$$\Delta T = \Gamma v (\tau_{\text{вн}} - \tau_{\text{нр}}) \approx \Gamma v \tau_{\text{вн}}. \quad (\text{II.68})$$

Здесь $\tau_{\text{вн}}$, $\tau_{\text{нр}}$ —постоянная времени соответственно внутренних (с большой инерцией) чувствительных элементов и наружного (с малой инерцией).

§ 51. Методика термических исследований

Термические исследования в скважинах предъявляют некоторые специфические требования к подготовке скважин сверх обычных, выполняемых при всех геофизических исследованиях.

1. При исследованиях с целью определения естественной температуры горных пород (регистрация геотермограммы) скважина перед измерениями должна находиться в состоянии покоя в течение времени, необходимого для восприятия скважинной жидкостью температуры горных пород с достаточной точностью. Это время приближенно определяют по формуле (II.38). На рис. 98

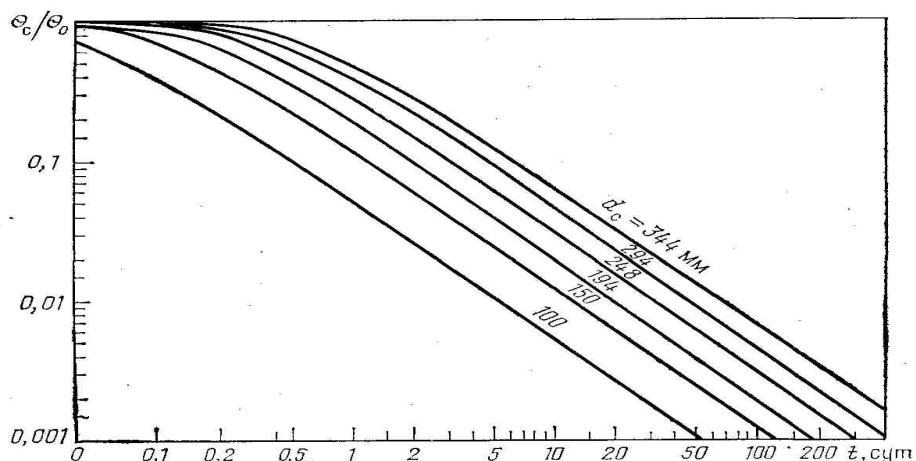


Рис. 98. Погрешность θ_c/θ_0 определения температуры горных пород (волях от начальной разности температур пород и промывочной жидкости) в зависимости от времени t простояния скважины

приведены результаты расчета по формуле (II.38) разности температур промывочной жидкости и горных пород (погрешности) в скважинах различного диаметра при разных временах простояния скважины. В табл. 15 даны времена простоя скважины, необходимые для определения температуры пород с погрешностью не более $0,5^{\circ}\text{C}$. При расчетах температуропроводность среды считалась равной $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{s}$ (вода), что в несколько раз меньше средней температуропроводности горных пород. Поэтому результаты расчетов дают верхние границы погрешностей и времен простояния скважины. На практике эти величины могут быть меньше.

2. При исследованиях с целью определения температуропроводности горных пород методом искусственного теплового поля скважина должна быть промыта жидкостью, температура которой не менее чем на 3°C отличается от температуры исследуемых пород. В случае проведения лишь однократной регистрации термограмм последнюю осуществляют через опти-

ТАБЛИЦА 15.
Время простоя скважины (в сут), необходимое для определения естественной температуры пород с погрешностью $\theta_c = 0,5^{\circ}\text{C}$ (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову)

$\theta_c, ^{\circ}\text{C}$	$d_c, \text{мм}$			
	100	200	250	300
5	0,5	1,8	3,0	4,5
10	1,0	4,0	6,0	9,0
50	5,5	20,0	30,0	43,0

мальное время, обеспечивающее наибольшую дифференциацию термограмм. Это время зависит от тепловых свойств пород и диаметра скважины. Его также определяют путем анализа формулы (II.38). В зависимости от свойств пород оно составляет 3—24 ч (в среднем 0,5 сут) для $d_c = 200$ мм и 8—72 ч (в среднем 1,5 сут) для $d_c = 300$ мм [2].

3. При изучении локальных тепловых полей необходимое время простояния скважины в зависимости от типа аномалии составляет несколько десятков часов. Аномалии дресселирования и калориметрического смешивания проявляются через значительно меньшее (несколько десятков минут) время после включения скважины в работу. При работе скважин по затрубью требуется высокая герметичность лубрикаторов, практически полностью исключающая утечки газа или жидкости (не более $0,02$ — $0,03 \text{ м}^3/\text{ч}$).

$$v = \Delta/\Gamma\tau,$$

Для исключения перемешивания среды в стволе скважины до измерения температуры регистрацию термограмм обычно проводят при спуске прибора. С той же целью грузы (при их необходимости) располагают выше термометра. Скорость спуска прибора следует выдерживать

постоянной, особенно при исследованиях аномалий-термометром. Допустимую скорость — перемещения термометра определяют исходя из формулы (II.67б):

где Δ —допустимая погрешность измерения температур.

При исследованиях действующих скважин в литературе рекомендуются скорости, равные $10^4/\tau$ м/ч при общих исследованиях и $1200/\tau$ м/ч — при детальных (τ в с).

§ 52. Область применения и основы интерпретации данных термических методов

Разнообразие тепловых процессов, изучаемых в промысловой геофизике, обеспечивает возможность решения термическим методом значительного круга задач, которые можно подразделить на следующие основные группы:

- 1) изучение геологического разреза скважин;
- 2) решение региональных геологических задач (изучение тектоники, режима гидрогеологических бассейнов и т. п.);
- 3) контроль процессов разработки нефтяных и газовых месторождений (выделение интервалов притока и поглощения; в скважинах, определение дебитов, контроль термического состояния продуктивных пластов и т. п.);
- 4) изучение технического состояния скважин (определение высоты подъема цемента за колонной, мест нарушения колонн и заколонного перетока жидкостей или газа).

Последний вопрос достаточно полно рассматривается в других курсах. Здесь остановимся лишь на первых трех группах задач.

Изучение геологического разреза скважин

Для решения этой задачи используют методы регионального, локального и искусственного теплового полей.

$$\xi = \Gamma/q.$$

Методом регионального теплового поля в разрезе скважин выделяют интервалы с различным значением геотермической градиента. Если известна плотность теплового потока в данное районе, удельное тепловое сопротивление пород находят по формуле

По значениям ξ можно определять тип пройденных пород а в комплексе с данными других методов, дающими сведение о составе и пористости пород, выделять газоносные пласти при достаточной их мощности.

Метод естественного локального теплового поля позволяет определять местоположение в разрезе скважины углей, сульфидных руд, легкорастворимых солей; пластов, охлажденные (или нагретые) интенсивным движением пластовых вод в том числе в процессе законтурного заводнения месторождений; пластов, отдающих в скважину жидкость или газ; и изменивших свою температуру в результате дрессельского эффекта.

Метод искусственного теплового поля позволяет дифференцировать породы по их температуропроводности, а в благоприятных случаях количественно определять, значение этого теплового параметра. Наиболее точные данные можно получить путем наблюдения расформирования практически мгновенного теплового импульса, возникающего при быстрой смене промывочной жидкости (в скважине с близким к установившемуся тепловым режимом) жидкостью иной температуры. Решение качественных задач, например расчленение разреза на пласти, различающиеся своей теплопроводностью, возможно по единичной термограмме, зарегистрированной через некоторое оптимальное время после теплового возмущения, которое обеспечивает достаточную дифференциацию термограммы в разрезе (рис. 99).

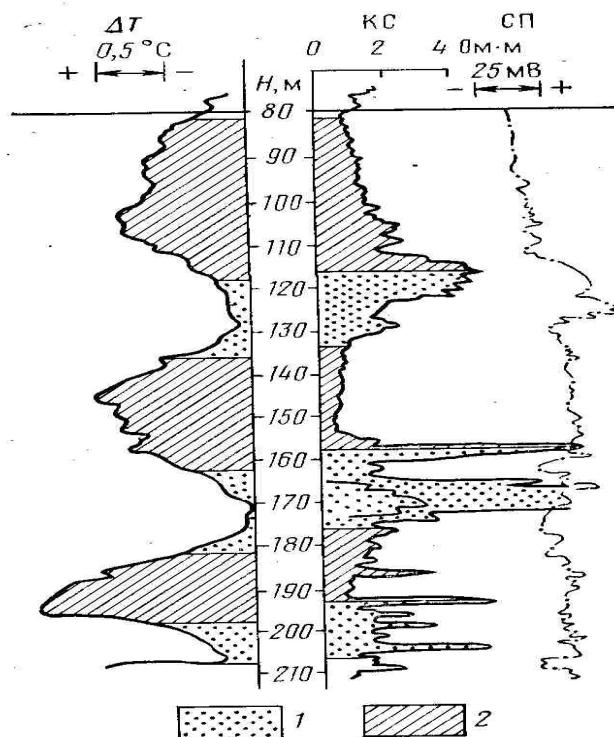


Рис. 99. Сопоставление термограммы ΔT метода искусственного теплового поля с диаграммами КС и СП (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову).

1 — песок; 2 — глина.

На диаграммах $\theta = \Delta T$, получаемых вычитанием из измеренных температур T температуры T_p регионального поля, породам с более высокой, чем у вмещающих пород, теплопроводностью соответствуют отрицательные аномалии (при заполнении скважины промывочной жидкостью, более горячей, чем породы).

Для повышения надежности расчленения пластов и количественного определения температуропроводности необходима регистрация серии термограмм в различные моменты времени после смены промывочной жидкости или после цементирования. По этим данным для каждого интервала разреза строят кривую $1 - (\theta/\theta_0) = f(1/t)$ в полулогарифмическом масштабе [ось 1— (θ/θ_0) —в логарифмическом масштабе, ось $1/t$ —в арифметическом]. Сопоставляя последнюю с теоретическими палетками, находят температуропроводность пород.

Количественные значения ξ и a , получаемые методами естественного и искусственного тепловых полей, позволяют определять тип горных пород, пройденных скважиной, в частности выделять газоносные пласти.

При наличии глубокого проникновения фильтрата промывочной жидкости в пласты естественная температура последних не будет восстановлена к началу измерений. Такие пласти создают ложные аномалии на диаграммах, не соответствующие изменениям тепловых свойств. Однако эти влияния могут быть использованы для выделения по термограммам коллекторов с глубоким проникновением.

Решение региональных геологических задач

Для решения структурно-тектонических задач строят: геотермические профили, на которые по результатам исследований отдельных скважин наносят линии равных температур (геоизотермы), карты равных температур (карты геоизотерм) на заданной глубине, карты термоизогипс, т. е. карты равных глубин, соответствующих данной температуре. Предварительно в районах с достаточной геологической изученностью выясняют связь распределения температур с геологическим строением.

Примеры, приведенные на рис. 91, показывают типичные распределения температур над соляными куполами, антиклинальными складками. На картах геоизотерм на заданной глубине над телами с повышенной теплопроводностью и антиклинальными структурами наблюдается возрастание температур, а над телами с пониженной теплопроводностью и синклиналями—убывание.

Частный случай карт термоизогипс—карта гипсометрии нижней границы зоны вечной мерзлоты, т. е. глубин нулевых значений температуры. Эта граница легко определяется по данным многих геофизических методов. Как показано Д. И. Дьяконовым, изолинии таких карт во многих случаях повторяют форму изогипс структуры нижележащих отложений.

Решение гидрогеологических задач является одной из областей наиболее широкого применения термических методов. Для обнаружения водоносных пластов в разрезах скважин в основном применяют методы локального естественного и искусственного тепловых полей.

На диаграммах метода искусственного теплового поля водоносным (а также нефтеносным) пластам соответствуют аномалии повышенных ($T_c < T_n$) или пониженных ($T_c > T_n$) температур, обусловленные большей температуропроводностью этих пластов по сравнению с вмещающими глинами. На диаграммах установившегося (естественного) теплового поля водоносные комплексы характеризуются примерно постоянными повышенными температурами по сравнению с температурой, которая была бы при отсутствии локального источника тепла (рис. 100)

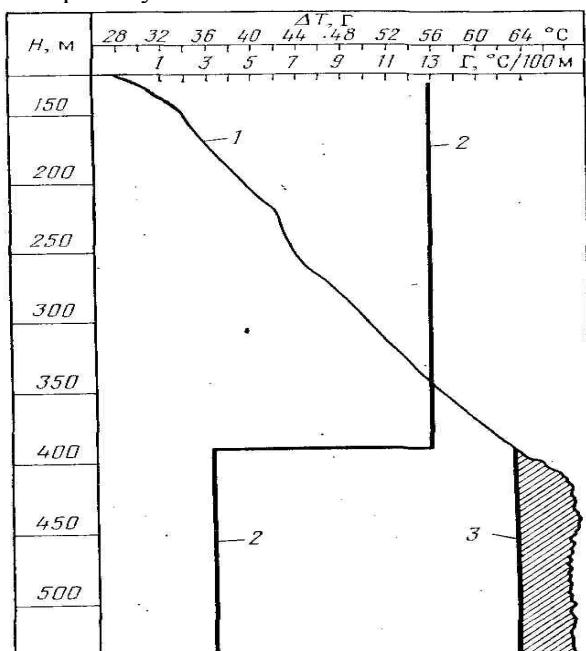


Рис. 100. Пример выделения песчаников с активной циркуляцией горячих вод (по Д.И.Дьяконову).

1 — геотермограмма; 2 — диаграмма градиента; 3 — комплекс песчаников с активной циркуляцией горячих вод

Особенно велика роль термических методов при изучении горячих вод в районах современной вулканической активности, в частности, при исследованиях с целью использования глубинного тепла.

Контроль процессов разработки нефтяных и газовых месторождений

Термические методы имеют большое значение в комплексе геофизических методов, используемых для контроля процессов разработки нефтяных и газовых месторождений. Это — одна из основных областей применения термометрии в настоящее время.

Термометрию используют (самостоятельно или в комплексе с другими методами) для следующих целей: выделения интервалов притока в эксплуатационных скважинах и поглощения в нагнетательных, количественного определения дебита пластов, прослеживания температурного фронта закачиваемых вод в обсаженных неперфорированных интервалах.

Выделение интервалов притока и поглощения жидкости и газа по данным термометрии основано на таких эффектах рассмотренных в § 49, как дросселирование, изменение температуры восходящего потока в стволе скважины из-за теплообмена с породами, а также смешивания с жидкостью и газом, поступающими из пласта (калориметрический эффект). Наиболее отчетливо выделяется самый нижний отдающий пласт (рис. 101, а). Четкость выделения остальных пластов зависит от интенсивности в них дроссельного эффекта, соотношения дебитов данного и нижележащих пластов и

ряда других факторов, определяющих контрастность температур газа (жидкости), который поступает из пласта и идет к нему снизу по стволу скважины.

В нагнетательных скважинах температура закачиваемой воды обычно ниже, чем естественная температура пластов. Поэтому термограмма на участке разреза выше подошвы зоны поглощения располагается ниже, чем геотермограмма (см. рис. 101,б). Поскольку поглощающий пласт уже охлажден предыдущими порциями воды, последняя при движении мимо таких интервалов практически не изменяет свою температуру, т. е. поглощающие пласти характеризуются почти постоянными по мощности значениями температуры (см. рис. 101,б).

Ниже подошвы последнего поглощающего пласта температура сначала резко, а затем постепенно приближается к естественной температуре горных пород. Поэтому нижняя граница зоны поглощения отмечается четким изломом термограммы. Если выше лежащие поглощающие пласти

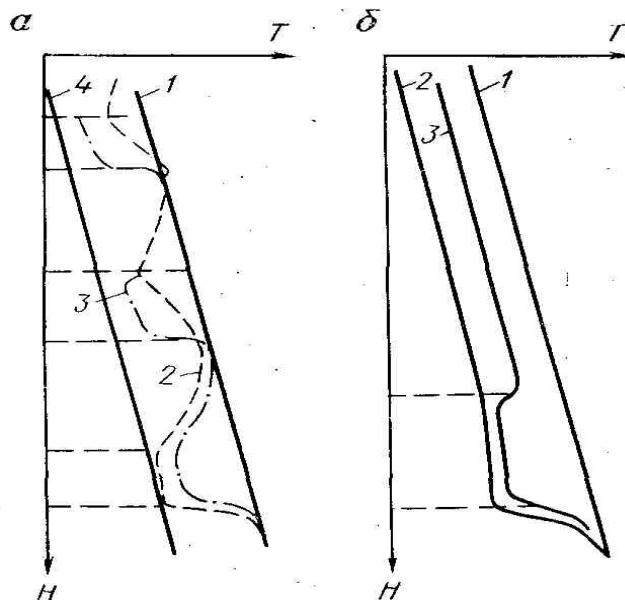


Рис. 101. Схематические термограммы в работающих эксплуатационной газовой (а) и нагнетательной (б) скважинах.

1 — геотермограмма; термограммы: 2 — в процессе работы скважины, 3 — в остановленной скважине; 4 — линия температуры охлажденного газа, поступающего из пластов

Находятся на небольшом удалении от последнего пласта, то они по исследованиям в работающей скважине не отмечаются или отмечаются менее четко.

В работающих эксплуатационных или нагнетательных скважинах имеет место значительное охлаждение (реже нагрев) поглощающих пластов. После остановки скважин температура внутри них постепенно приближается к ненарушенной температуре горных пород, но в работавших интервалах такой процесс замедлен. Поэтому в течение некоторого времени (от нескольких десятков минут до нескольких дней в зависимости от глубины изменения температуры в процессе работы) после остановки скважин работавшие пласти отмечаются аномалиями температур (см. рис. 101): отрицательными против газоотдающих и поглощающих холодную воду пластов, небольшими не всегда заметными положительными против пластов, отдававших жидкость.

Малодебитные пласти при исследованиях в скважинах, остановленных после достаточно длительной работы, могут выделяться четче, чем на термограммах, которые зарегистрированы в процессе работы скважины.

Количественное определение дебита пластов по данным термометрии основано на использовании одного из следующих явлений: 1) изменения с глубиной температуры потока жидкости или газа в стволе скважины вне интервалов работающих пластов, обусловленного теплообменом с окружающей средой (обсадные колонны, горные породы); 2) изменения температуры в пределах работающих пластов за счет смешивания продукции пласта с потоком, подходящим к пласту по скважине. Кратко рассмотрим основные способы определения дебитов, базирующиеся на этих эффектах.

Изменение температуры вне интервалов притока связано с дебитом формулой (II.62), в которой от дебита зависит параметр b . Решением этого соотношения относительно b при известных

значениях Γ , T_0 , ΔT_0 можно определить b . Более того, нет необходимости и в знании ΔT_0 , достаточно знать лишь T_0 и Γ или даже значения $T_{\text{пл}}$ на заданной глубине. Действительно, дифференцируя формулу (II.62), получаем:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\Gamma + (\Gamma - \Delta T_0 b) \exp [-b(z - z_0)]. \quad (\text{II.69})$$

Из выражений (II.56) и (II.62)

$$\exp [-b(z - z_0)] = \frac{b(T - T_{\text{пл}}) - \Gamma}{\Delta T_0 b - \Gamma}.$$

С учетом последнего равенства формулу (II.69) можно записать в виде. Как видно из рис. 102, величина b^{-1} , имеющая размерность длины, равна длине катета DE прямоугольного треугольника CDE , гипотенуза которого представляет участок касательной от исследуемой точки C термограммы 2 до геотермы 1, а другой катет CE равен $T - T_{\text{пл}}$, $\tan \varphi = dT/dz$. В работах фирмы «Шлюмберже» величина названа подкасательной. Метод определения дебита по длине подкасательной с использованием выражения (II.62) называют способом Кунца и Тиксье по именам предложивших его американских специалистов. Как видно из формулы (II.62), величина подкасательной равна также отношению разности температур потока и геотермы при $z \rightarrow \infty$ к градиенту Γ (см. рис. 102, отрезок $E'D'$).

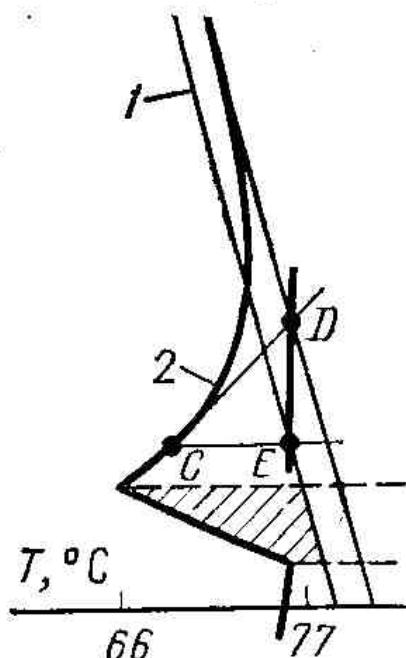


Рис. 102. Определение подкасательной на термограмме действующей газовой скважины.
1 — геотермограмма; 2 — термограмма

Способ Кунца и Тиксье предполагает знание естественной температуры пород на рассматриваемой глубине или в более общем случае наличие геотермограммы по данной скважине. Кроме того, как видно из соотношений (II.56) и (II.62), при обосновании способа исходят из постоянства по разрезу скважины геотермического градиента и тепловых свойств пластов: (α). Не нужно знать ΔT_0 , ибо оно исключается при использовании относительной величины $(T - T_{\text{пл}})/(\partial T/\partial z)$.

Путем использования значений T в нескольких точках можно добиться исключения большего числа неизвестных параметров. Например, в методике А. И. Маркова кроме ΔT_0 исключается и M . В этой методике формула (II.62) представляется в виде.

$$T = A_1 - \Gamma z - A_2 \exp [-b(z - z_0)], \quad (\text{II.70})$$

где

$$A_1 = T_0 + \Gamma z_0 + \frac{M + \Gamma}{b}; \quad A_2 = \Delta T_0 - \frac{M + \Gamma}{b}.$$

Подставляя в выражение (II.70) значения температур T_1 , T_2 , T_3 потока в точках на глубинах соответственно z_1 , z_2 , z_3 , получаем систему трех уравнений, позволяющую определить величину A_1 . Далее термограмму перестраивают в виде зависимости $\ln(A_1 - \Gamma z - T) = \ln A_2 - b(z - z_0)$, тангенс угла наклона которой, как видно, представляет величину b . Определение абсолютного значения дебита по

значению b с использованием формулы (II.62) требует знания коэффициента теплоотдачи, значение которого обычно трудно найти, тем более, что оно зависит от времени работы скважины. Однако путем вычисления длин подкасательных L_1 и L_2 для различных глубин легко можно определить отношение дебитов на этих глубинах по формуле

$$L_1/L_2 = G_1/G_2. \quad (\text{II.71})$$

Когда известна длина подкасательной L_2 для точки, находящейся выше всех работающих интервалов, из формулы (II.71) по существу получают относительный дебит (долю от общего дебита скважины) для данного сечения скважины, т. е. для всех пластов, лежащих ниже рассматриваемой глубины. Если общий дебит скважины определить на устье, то равенство (II.71) позволяет найти абсолютный дебит на различных глубинах.

Формула (II.71) основана на предположении постоянства тепловых свойств по разрезу. Учитывая, что коэффициент теплоотдачи α пропорционален коэффициенту теплопроводности (при постоянстве скважинных условий), формулу (II.71) можно заменить более точным выражением

$$\frac{G_1}{G_2} = \frac{L_1}{L_2} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{L_1}{L_2} \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1},$$

где Γ_2/Γ_1 — отношение геотермических градиентов на разных глубинах, определяемых по геотермограмме.

Анализ формулы (II.62) показывает, что чувствительность формы термограмм вне интервалов работающих пластов к величине дебита уменьшается с ростом последнего. При больших дебитах ($G > n^* 10^0$ кг/с) термограмма становится почти вертикальной, и дальнейшее увеличение дебита не приводит к заметному изменению формы термограммы.

Изменение температуры в пределах работающих пластов (исключая самый нижний из них) обусловлено, как показано в § 49, эффектом калориметрического смешивания и описывается формулой (II.63). При равенстве теплоемкостей продукции пласта и потока, подходящего к пласту, эта формула принимает вид

$$T_{kp} G_{kp} = T_{pod} (G_{kp} - G) + TG, \quad (\text{II.71a})$$

где дебит кровли пласта $G_{kp} = G + G_{pod}$. Отсюда

$$\frac{G}{G_{kp}} = \frac{T_{pod} - T_{kp}}{T_{pod} - T}. \quad (\text{II.72})$$

Определение дебита G с помощью формулы (II.72) по результатам однократных измерений требует знания коэффициента Джоуля—Томсона ϵ и депрессии на пласт $p_{nl} - p_c$, где p_{nl} — пластовое давление; p_c — давление в скважине на уровне данного пласта. Зная эти величины, по формуле (II.55) определяют эффект Джоуля—Томсона ΔT_0 и далее по формуле (II.63a) — температуру продукции пласта.

Методика обработки термограммы относительно проста в случае совпадения депрессий во всех пластах. В этом случае значение ΔT_0 одинаково для всех пластов и температура продукции любого пласта лежит на линии 4 (см. рис. 101,а), получаемой из геотермограммы сдвигом на величину ΔT_0 . При таких условиях обработку термограмм начинают с самого верхнего пласта. В этом случае G_{kp} означает полный дебит скважины, который легко определить измерениями на поверхности. Подставив в формулу (II.72) это значение вместо G_{kp} , а также величины T , T_{kp} , T_{pod} рассчитывают дебит G из верхнего пласта и ниже него

$$G_{pod1} = G_{kp} - G.$$

Далее переходят к следующему пласту. Величина (G_{kp2} Для него уже вычислена — она равна G_{pod1}). Определив по формуле (II.72) значение G , представляющее теперь дебит G_2 второго пласта, находят дебит $G_{kp2} - G_1$ между рассматриваемым пластом и нижележащим. Продолжая подобные расчеты, в конечном итоге определяют дебит из предпоследнего пласта и дебит ниже него, равный, очевидно, дебиту самого нижнего из работающих пластов. Если общий дебит скважины неизвестен, получают отношение дебитов отдельных пластов к общему.

Однако в общем случае депрессии на отдельные пласти могут быть различны. Тогда, согласно О. Г. Баркалою и А. И. Маркову, определить дебиты и одновременно оценить пластовые давления можно по данным термических исследований на нескольких режимах, т. е. при различных значениях общего дебита скважины, а значит, и забойных давлений.

Контроль прохождения температурного фронта нагнетаемых вод осуществляется путем

сравнения геотермограмм с термограммами, зарегистрированными в контрольных и пьезометрических скважинах, находящихся в режиме теплового равновесия с горными породами. Если пласт в данной простирающей скважине обводнен нагнетаемой водой, то против него наблюдается отрицательная (при закачке горячих вод возможна положительная) аномалия температур.

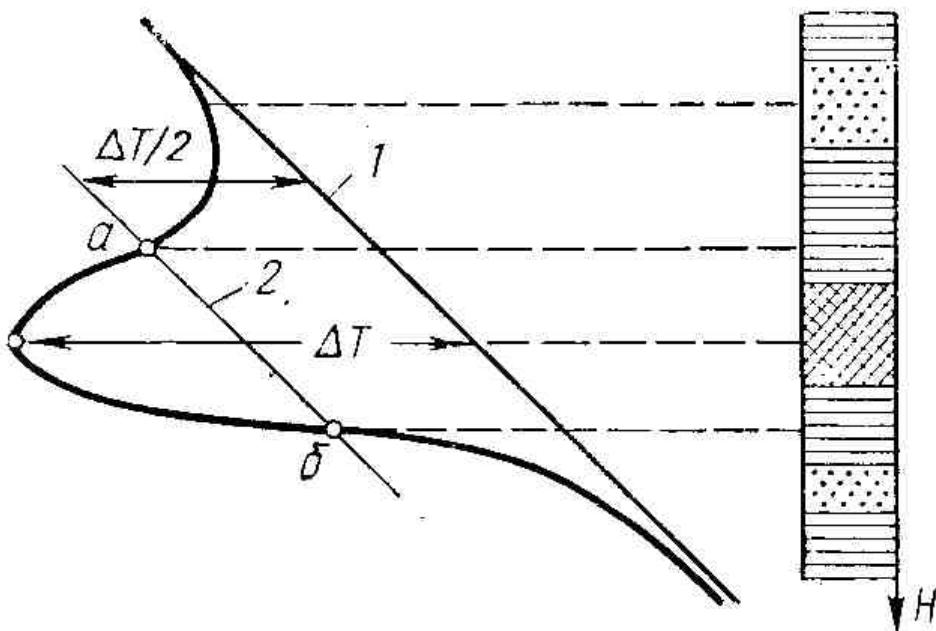


Рис. 103. Форма термограммы в интервале прохождения температурного фронта нагнетаемых вод (по Я. Н. Басину и др.)

Для приближенного определения границ обводненной зоны на термограмме проводят линию 2 (рис. 103), параллельную геотермограмме 1 и отстоящую от нее на расстояние, равное половине максимума температурной аномалии ΔT . Точки a и b пересечения линии 2 с термограммой приближенно соответствуют границам обводненного интервала.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ АКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

Глава XIV ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

§ 53. Общая характеристика, классификация и краткая история развития акустических методов исследования скважин

Акустические методы (акустический каротаж) — методы исследования скважин, основанные на изучении полей упругих колебаний в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот, которые создаются излучателем, размещенным в скважине, или иногда возникают при бурении скважины, притоке жидкости и газа из пласта в скважину и т. п. Акустические методы исследования скважин подразделяются на следующие группы:

- 1) пассивные методы, т. е. естественных акустических полей (шумов);
- 2) методы искусственных акустических полей малой мощности;
- 3) методы искусственных акустических полей большой мощности.

Под малыми мощностями в данном случае понимают мощности, при которых звуковое давление не вызывает (по крайней мере в области расположения приемников) необратимых эффектов.

В *пассивных методах* упругие колебания, создаваемые различными естественными (обычно технологическими) причинами, воспринимаются приемником упругих колебаний, расположенным в скважине или иногда на поверхности земли. Эта группа включает следующие методы.

1. Шумометрия работающих газовых скважин. В скважину опускают прибор (шумомер), содержащий широкополосный приемник упругих колебаний, и усилитель. В интервалах поступления газа в скважину из продуктивных отложений наблюдается повышенный шум в определенных полосах частот.

2. Изучение упругих колебаний, возникающих при бурении скважин. Разработаны следующие модификации метода:

а) изучение спектра колебаний бурового инструмента с целью определения характера проходимых долотом пород; б) изучение поля упругих колебаний на поверхности земли для выяснения горизонтальной проекции текущего забоя.

Методы искусственных акустических полей малой мощности исследуют поля упругих колебаний, создаваемых излучателем волн, размещенным в скважине. Модификации методов, основанные на изучении лишь времен прихода (скорости распространения) или только амплитуд (коэффициентов затухания) упругих волн, называют соответственно акустическим каротажем по скорости или позатуханию. В сложной среде (скважина, пересекающая горные породы) могут возникать различные типы волн (рис. 104); прямая гидроволна P_0 , отраженные P_0P_0 , преломленные продольная $P_0P_1P_0$ и поперечная $P_0S_1P_0$, скользящие вдоль стенки скважины и образующиеся при превышении угла падения волны на стенку скважины некоторого критического значения, поверхностьные волны Рэлея, Стоунли и др. Соответственно можно говорить об акустическом каротаже по прямой гидроволне, по отраженным, преломленным (или головным), а также по поверхностью волнам.

Акустический каротаж по прямой гидроволне используют в основном с целью изучения свойств жидкости, заполняющей скважину. Установка для метода содержит проточную камеру, в двух концах которой расположены высокочастотный излучатель и приемники волн или излучатель и отражатель. Могут определяться время пробега волн от излучателя к приемнику, амплитуда волн и некоторые другие характеристики волн.

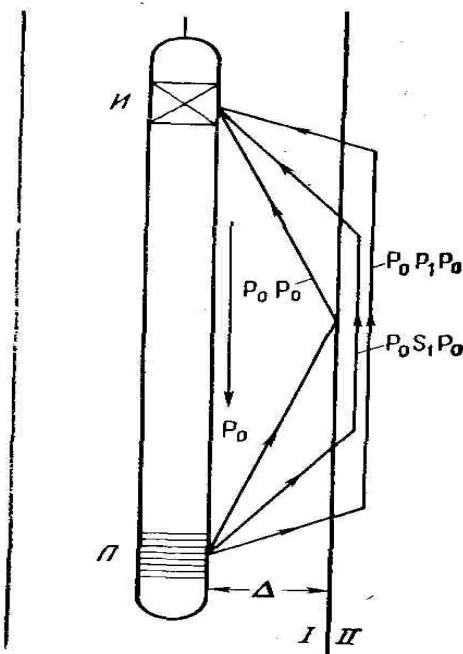


Рис. 104. Схематическое изображение траекторий различных типов волн в системе скважина—пласт.

И — излучатель; Я — приемник колебаний; I — скважина, II — пласт

В акустическом каротаже по отраженным волнам регистрируют волны, отраженные стенками скважины или обсадной колонны, а также различными неоднородностями (граница цемента и горной породы, граница зоны нарушения пород при бурении и т. п.) в прискважинной зоне. По времени прихода отраженной волны можно определить расстояние до стенки скважины или других границ, а по амплитуде волн — судить об упругих свойствах горных пород на различных расстояниях от скважины. Акустический каротаж по преломленным (головным) волнам получил наибольшее распространение. В зонде такого метода, очевидно, должно быть хотя бы по одному излучателю и приемнику. Расстояние между серединами излучателя И и приемника называют *длиной (размером) зонда*.

Зонд, содержащий $n = k + m$ элементов (k — число приемников, m — число излучателей, $k \geq 1$, $m \geq 1$), называют *n-элементным зондом*. Для акустических зондов справедлив принцип взаимности, заключающийся в том, что можно (без изменения возможностей метода) все излучатели заменить приемниками и одновременно все приемники излучателями. Результаты измерений двухэлементными зондами подвержены значительному влиянию скважины, поэтому чаще всего применяют зонды с большим числом элементов. Расстояние между одноименными элементами трехэлементного зонда называют *базой*.

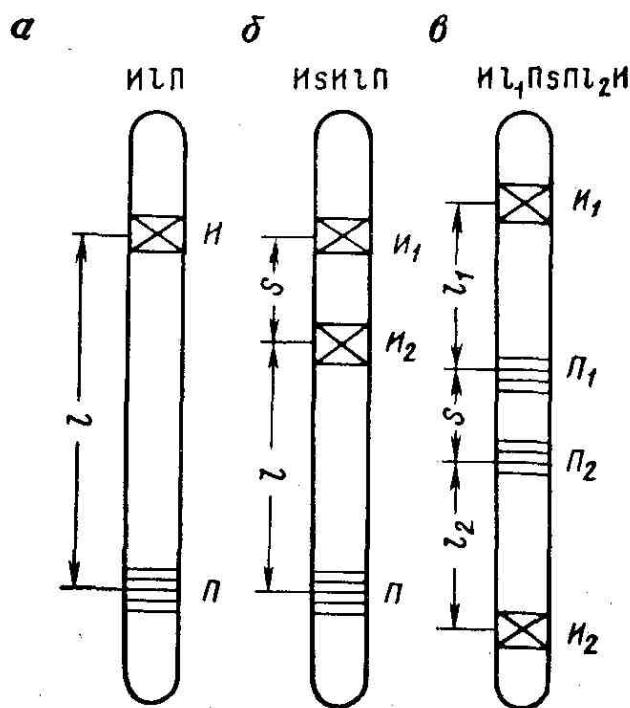


Рис. 105. Двух- (α), трех- (β) и четырехэлементные (γ) зонды

Зонды принято обозначать по аналогии с зондами КС путем записи обозначений элементов зонда в порядке их расположения (сверху вниз). Между обозначениями соседних элементов указывают расстояние между ними в метрах. Примеры обозначений зондов приведены на рис. 105.

Наиболее просто регистрируется головная продольная волна. При достаточной длине зонда она обгоняет остальные волны и поступает к приемнику первой. Время первого вступления и его амплитуду легче и надежнее регистрировать, чем параметры последующих вступлений. По этой причине метод головных продольных волн в настоящее время является основным и наиболее распространенным акустическим методом исследования скважин.

К методам искусственного акустического поля малой мощности можно отнести также *метод межскважинного просвечивания* упругими акустическими волнами. В этом методе излучатель и приемник находятся в разных скважинах. Время пробега и затухание волн от излучателя к приемнику зависят от средних значений параметров горных пород между двумя скважинами. Метод применяют для изучения средних величин характеристик пород, выделения и определения границ тел, расположенных между двумя скважинами и имеющих иные акустические параметры, чем вмещающие породы.

Методы искусственных акустических полей большой мощности основаны на изучении изменения различных физических свойств горных пород (электропроводности, теплопроводности и т. п.), вызванного воздействием на них мощного акустического поля. При этом исследуют (до акустического воздействия и после) не акустические, а иные физические свойства (хотя могут изучаться и акустические свойства). Отнесение подобных методов к акустическим оправдывается тем, что изучаемые процессы — изменение тех или иных физических свойств — могут быть поняты лишь с позиций теории воздействия упругих колебаний на среду.

Акустический каротаж АК как метод измерения скорости распространения упругих волн в скважинах с использованием слабых взрывов на малых базах создан в СССР в 1937 г. В. С. Воюцким и А. Е. Островским, в 1939—1940 гг. в США был предложен аналогичный способ, но с использованием невзрывных источников (электромеханических импульсных излучателей) и с непрерывной регистрацией диаграмм скорости распространения волн в горных породах. Опытно-промышленное применение АК в США началось в 1952—1953 гг. в качестве вспомогательного метода при интерпретации данных сейсморазведки.

В 50-х годах разрабатывается аппаратура и методика АК в Институте физики Земли АН СССР (Е. В. Карус и др.), Геофизическом институте УФ АН СССР (Н. И. Халевин), Всесоюзном институте техники разведки (А. А. Боярц., Н. Н. Деев и др.), в 1951—1952 гг. Ю. В. Ризниченко и

В. А. Глухов предложили первый макет аппаратуры для непрерывной регистрации диаграмм акустического каротажа. В конце 50-х годов ВНИИГеофизикой и ВИРГом (Г. В. Дахнов, А. А. Перельман) была создана оригинальная акустическая лаборатория ЛАК со специальным видом регистрации акустических сигналов (способ регистрации фазокорреляционных диаграмм), использовавшаяся в опытно-методических работах.

Разработка и серийный выпуск с 1968 г. аппаратуры типа СПАК и акустического цементомера АКЦ, которые созданы Волго-Уральским филиалом ВНИИГеофизики (П. А. Прямов, Д. В. Белоконь) и Киевским ОКБ геофизического приборостроения (М. В. Цалюк) и предназначены для работы с серийными каротажными станциями, положили начало широкому внедрению АК. Одновременно во ВНИИЯГГе (Е. В. Карус, О. Л. Кузнецов., Б. И. Ивакин и др.), ВНИИГеофизике (Т. В. Щербакова и др.), ВНИИГИСе (В. Ф. Козяр и др.), ВИРГе, ВИТРе и других организациях создаются основы методики проведения исследований и интерпретации результатов АК. Развивается аналитическая теория акустического каротажа (П. В. Крауклис и др. в СССР, Дж. Р. Уайт и Е. В. Сомерс в США), численные и натурные методы моделирования задач АК (Б. Н. Ивакин, И. П. Дзебань, О. Л. Кузнецов, Г. Н. Ягодов и др.).

В 70-х годах во ВНИИЯГГе разработаны основы широкополосного акустического каротажа и аппаратура «ЗВУК-2» для его осуществления, позволяющие определять основные акустические характеристики горных пород не только в необсаженных скважинах, но и обсаженных (Е. В. Карус, О. Л. Кузнецов, Л. З. Цлав и др.). С 1978 г. начато серийное производство аппаратуры широкополосного каротажа АКН-1.

§ 54. Упругие волны. Основные уравнения акустики

Общие, понятия

Упругая волна — периодический процесс передачи механических колебаний в среде. Воздействие внешних сил приводит к смещению частиц. Последние приобретают некоторую скорость, давят на соседнюю часть среды, деформируют ее и вызывают в ней упругие напряжения. Под действием этого напряжения получают скорость другие части среды, происходит передача волны дальше. Смещение частиц и связанное с этим изменение давления происходят в определенных направлениях с образованием поверхностей (фронтов волн), все частицы которой имеют синфазное смещение. По форме фронта волны бывают плоскими, сферическими, цилиндрическими и др.

Следует различать явления движения частиц среды в волне и распространения упругой волны. Первое явление — это движение частиц как материальных точек, второе — перенос энергии, т. е. переход возмущенного состояния среды с одних частиц на другие, охват колебательным процессом всех новых частей среды. Направление распространения волны (возмущение) в каждой точке перпендикулярно к фронту волны. Во всех точках плоской волны перенос энергии происходит в направлении оси, перпендикулярной к плоскости фронта, в сферической волне — в направлении лучей, исходящих из некоторой точки, и т. п.

Волны характеризуют, задавая в среде значения напряжений, скорости частиц, плотности среды и температуры. В каждой волне эти величины и их изменения связаны друг с другом. В теории распространения упругих волн среду рассматривают как сплошную.

Деформацией называют перемещение отдельных частиц среды относительно друг друга под действием внешних сил. Обратимые деформации, исчезающие после снятия нагрузки, называют *упругими*, в противном случае — *неупругими*. Среду, в которой нет перехода механической энергии колебаний в тепловую, называют *идеально упругой*. При малых колебаниях горные породы близки к идеально упругим.

Упругие деформации можно разделить на деформации растяжения (сжатия), вызывающие изменение объема частиц (без изменения формы), и деформации сдвига, обусловливающие изменение формы (без изменения объема). Простейшим в осуществлении (но, вообще говоря, сложным, составным) примером деформации является деформация стержня, нагруженного растягивающей или сжимающей силой F (рис. 106, а).

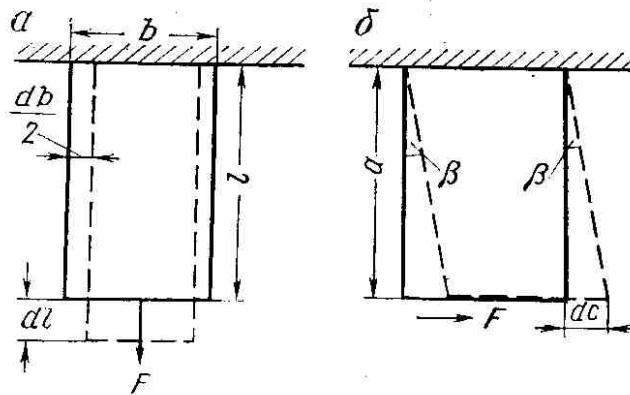


Рис. 106. Деформация тел.
а — растяжение; б — сдвиг

Под действием растягивающей силы происходит возрастание длины l стержня на величины dl и уменьшение поперечного сечения S на dS . Деформация растяжения $\epsilon = dl/l$ при умеренных значениях силы F пропорциональна напряжению $\sigma = F/S$, т. е. силе, действующей на единицу площадки (закон Гука),

$$\epsilon = \sigma/E, \quad (\text{III.1})$$

где E — модуль Юнга; обратную величину $1/E$ модуля Юнга называют коэффициентом одностороннего сжатия.

$$s = \frac{dV}{V} \approx (1 + \epsilon) \left(1 - \frac{db}{b}\right)^2 - 1 \approx \epsilon - \frac{2db}{b} = \epsilon(1 - 2v). \quad (\text{III.2})$$

Отношение v утонения db/b (см. рис. 106, а) к растяжению ϵ называют коэффициентом Пуассона. Изменение объема при одностороннем растяжении (с точностью до величин высшего порядка малости)

Деформация сдвига показана на рис. 106, б, где внешняя сила действует по касательной к внешней грани. Сила F увлекает нижний слой среды, а последний благодаря силам сцепления смешает следующий слой. Особенность сдвига — передача упругих деформаций, а значит, и распространение волн в поперечном направлении (перпендикулярном к самим деформациям).

$$\gamma = \tau/\mu, \quad (\text{III.3})$$

Деформацию сдвига характеризуют углом β перекоса грани элементарного параллелепипеда, выделенного в среде. При малых перемещениях $\gamma = \operatorname{tg} \beta \approx dc/a$ (см. рис. 106, б) справедлив закон Гука: где $\tau = F/S$ — напряжение сдвига; μ — модуль сдвига, характеризующий сопротивление породы изменению формы; для жидкостей и газов $\mu = 0$.

Модули Юнга, сдвига и коэффициент Пуассона не являются независимыми, они связаны соотношением

$$E = 2\mu(1 + v). \quad (\text{III.4})$$

При всесторонней нагрузке изменение объема в 3 раза больше, чем при нагрузке только в одном направлении, т. е. вместо выражения (III.2) будем иметь

$$s = \frac{dV}{V} = 3\epsilon(1 - 2v) = \frac{3(1 - 2v)}{E} \sigma = \beta\sigma, \quad (\text{III.5})$$

$$K = \frac{E}{3(1 - 2v)} \quad (\text{III.6})$$

называется модулем всестороннего сжатия.

Напряженное состояние жидкостей является однородным и характеризуется одной скалярной величиной—давлением, а деформация элементарного объема—сжатием. В теории твердых тел вместо скалярных величин сжатия и давления в общем случае необходимо оперировать тензорами деформаций и напряжения.

Пусть положение произвольной точки до деформации тела в некоторой системе координат характеризуется радиусом-вектором r с компонентами x_1, x_2, x_3 . После деформации радиус-вектор точки изменится и станет равным r' с координатами x ($i=1, 2, 3$). Смещение $u=r'-r$ точка тела с координатами $u_i=x^i-x_i$ ($i=1, 2, 3$) называют *вектором деформации (смещения)*. Рассмотрим две бесконечно близкие точки, между которыми радиус-вектор dr до деформации имел координаты dx_i ($i=1, 2, 3$), а расстояние

$$dl = (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2)^{1/2}. \quad (\text{III.7})$$

После деформации радиус-вектор,

где du —разность смещений двух рассматриваемых точек, а расстояние между точками

$$d\vec{r}' = d\vec{r} + d\vec{u},$$

Из-за малости расстояния dr разность смещений du можно представить в виде линейных функций

$$dl' = [(dx_1 + du_1)^2 + (dx_2 + du_2)^2 + (dx_3 + du_3)^2]^{1/2}. \quad (\text{III.8})$$

Поскольку в большинстве задач $|du| \ll |dr|$, при дальнейшем преобразовании выражения (III.8) и после подстановки в него соотношения (III.9) можно пренебречь бесконечно малыми величинами типа $du_i du_j$. Тогда

$$du_i = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k; \\ i = 1, 2, 3. \quad (\text{III.9})$$

$$(dl')^2 = \sum_{i=1}^3 dx_i^2 + 2 \sum_{i=1}^3 dx_i du_i = dl^2 + 2 \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_i dx_k. \quad (\text{III.10})$$

Суммирование по i и k входит в формулу (III. 10) симметрично, поэтому формально мы вправе переобозначить i на k и k на i , т. е,

$$\sum_i \sum_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_i dx_k = \sum_i \sum_k \frac{\partial u_k}{\partial x_i} dx_i dx_k.$$

Тогда второе слагаемое в выражении (III. 10) можно записать в виде

$$2 \sum_i \sum_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_i dx_k = 2 \sum_i \sum_k \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \right] dx_i dx_k.$$

В последнем выражении

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) = u_{ik}$$

представляет собой компоненты симметричного тензора, называемого *тензором деформации*. Каждый элемент тензора деформации имеет ясный физический смысл. Так, диагональный компонент

u_{ii} равен относительному растяжению элемента среды в направлении оси x_i . Недиагональный компонент (i не равно k) равен изменению в результате деформации прямого угла между осями x_i и x_k .

Определим объем dV' после деформации элемента среды, имевшего до деформации объем dV . Размеры его после деформации (в системе главных осей)

$$dx'_i = dx_i (1 + u_{ii}), \quad i = 1, 2, 3,$$

а объем (с точностью до величин высшего порядка малости) (III. 11)

$$dV' = dV (1 + u_{11} + u_{22} + u_{33}). \quad (\text{III. 11})$$

$$u_{\alpha\alpha} = \sum_{i=1}^3 u_{ii} = \frac{dV' - dV}{dV} = -s. \quad (\text{III. 11a})$$

Таким образом, сумма $U_{\alpha\alpha}$ главных значений тензора равна относительному изменению объема, взятому с обратным знаком,

Тензор напряжений

При деформации возникают внутренние силы, стремящиеся вернуть тело в состояние равновесия, которые называют *внутренним напряжением*. Каждое плоское сечение, проходящее через данную точку, характеризуется своей величиной напряжения (силы, рассчитанной на единицу площади). В теории упругости показывается, что напряжения во всех сечениях в этой точке станут вполне определенными, если задать напряжения в трех взаимно перпендикулярных плоскостях, проходящих через заданную точку. В качестве таких плоскостей возьмем координатные плоскости.

Вектор напряжения на плоскости, перпендикулярной к оси x_i , обозначим σ_i , а его проекцию на ось x_l — σ_{il} . Таким образом, напряженное состояние среды в данной точке определяется заданием трех векторов σ_i , ($i = 1, 2, 3$) или девяти их компонентов. В теории упругости показывается, что эти девять компонентов σ_{il} ($i, l = 1, 2, 3$) составляют симметричный тензор второго ранга, называемый *тензором напряжений*.

Обобщенный закон Гука

Внутренние напряжения σ_i в твердых телах определяются деформациями u . Связь между σ_i и u может быть очень сложной. Ограничимся наиболее простым и важным случаем изотропной и линейной упругости, когда эта связь линейна. Предполагаем, что внутренняя вязкость отсутствует и потому работа в теле при циклической деформации с возвращением к исходному состоянию равна нулю. Связь σ_i с u в этом случае обычно пишут в виде системы девяти выражений:

$$\sigma_{il} = \lambda \delta_{il} u_{\alpha\alpha} + 2\mu u_{il} \quad (i = 1, 2, 3; l = 1, 2, 3), \quad (\text{III. 12})$$

где λ, μ — коэффициенты Ламе (величины, характеризующие упругие свойства среды); δ_{il} — символ Кронекера ($\delta_{il} = 1$ при $i=l$, δ_{il} при i не равном 1).

Соотношение (III. 12) называется обобщенным законом Гука (для изотропной среды). На примере всестороннего растяжения (сжатия) рассмотрим использование общего закона Гука для нахождения связи коэффициентов Ламе с модулями упругости, рассмотренными выше. При всестороннем растяжении (сжатии) удлинения по всем осям равны, а сдвиговые напряжения равны нулю

$$u_{11} = u_{22} = u_{33} = \frac{1}{3} u_{\alpha\alpha};$$

$$u_{23} = u_{32} = u_{12} = 0.$$

Подставим эти значения в выражение (III.12):

Отсюда видно, что коэффициент перед $U_{\alpha\alpha}$ равен модулю всестороннего сжатия

Аналогично при рассмотрении деформации чистого сдвига можно показать совпадение второго коэффициента Ламе с модулем μ чистого сдвига, из анализа же растяжения тонкого стержня можно получить следующие формулы:

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = \left(\lambda + \frac{2}{3} \mu \right) u_{aa};$$

$$\sigma_{23} = \sigma_{13} = \sigma_{12} = 0.$$

$$K = \lambda + \frac{2}{3} \mu. \quad (\text{III.13})$$

$$v = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}; \quad (\text{III.14})$$

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}. \quad (\text{III.15})$$

Совместное решение соотношений (III. 13) и (III. 14) приводит к выражению

$$v = \frac{3K - 2\mu}{2(3K + \mu)} = \frac{E - 2\mu}{2\mu} = \frac{3K - E}{6K}. \quad (\text{III.16})$$

Поскольку величины E , K и μ не отрицательны, то v может находиться в пределах от -1 (для $K = 0$) до $1/2$ (при $\mu = 0$, т. е. для жидкостей). Случай $v < 0$ для реальных сред не встречаются, т. е. для твердых тел всегда $0 < v < 1/2$. Для большинства твердых тел $v \approx 1/4$. Коэффициент λ также всегда положителен.

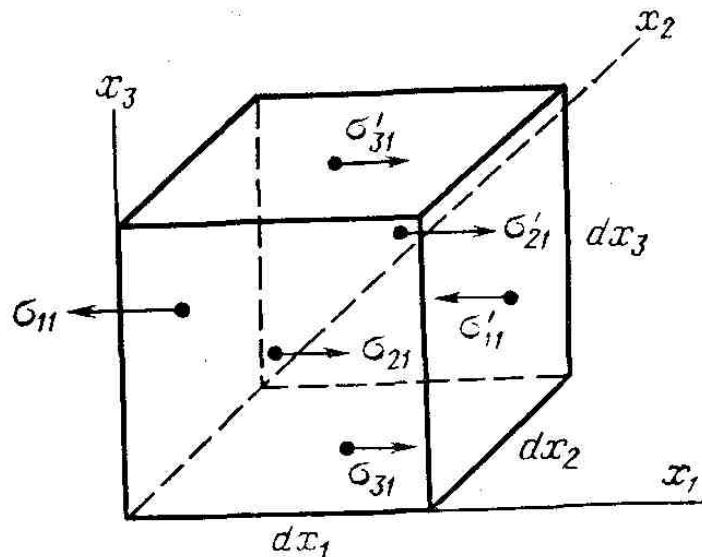


Рис. 107. Элементарный объем среды с составляющими σ_{ii} тензора напряжений, параллельных оси x_1

Общие уравнения распространения упругих волн

Рассмотрим параллелепипед со сторонами dx_1 , dx_2 , dx_3 и объемом $dV = dx_1 dx_2 dx_3$ (рис. 107). Если нормальное напряжение на левой грани равно σ_{11} , то на правой

Сумма чисел, обусловленных нормальными напряжениями на этих гранях,

$$\sigma'_{11} = \sigma_{11} + \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x_1} dx_1.$$

$$(\sigma'_{11} - \sigma_{11}) dx_2 dx_3 = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x_{11}} dx_1 dx_2 dx_3 = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x_{11}} dV.$$

На других гранях параллельно оси x_1 действуют касательные напряжения, приводящие к силам $(\partial \sigma_{21}/\partial x_2)dV$ и $(\partial \sigma_{31}/\partial x_3)dV$. Сумма перечисленных сил согласно второму закону Ньютона

должна равняться произведению массы параллелепипеда δdV (δ —плотность) на составляющую ii_l ускорения по оси x_l . После сокращения на dV получим:

$$\delta \ddot{u}_1 = \sum_{l=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ll}}{\partial x_l}, \quad (\text{III.17})$$

Аналогичные соотношения получаются для составляющих ускорения ii_2 и ii_3 . Итак,

$$\delta \ddot{u}_i = \sum_{l=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ll}}{\partial x_l}, \quad i = 1, 2, 3.$$

подставляя сюда выражение (III.12), получаем:

$$\delta \ddot{u}_i = \lambda \frac{\partial u_{aa}}{\partial x_i} + 2\mu \sum_{l=1}^3 \frac{\partial u_{li}}{\partial x_l}. \quad (\text{III.18})$$

Поскольку согласно определениям u_{il} и u_{aa}

$$2 \sum_{l=1}^3 \frac{\partial u_{li}}{\partial x_l} = \sum_{l=1}^3 \left(\frac{\partial^2 u_l}{\partial x_l \partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l^2} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{l=1}^3 \frac{\partial u_l}{\partial x_l} + \\ + \sum_{l=1}^3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l^2} = \frac{\partial u_{aa}}{\partial x_i} + \sum_{l=1}^3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l^2},$$

выражение (III.18) можно переписать в виде. Это соотношение в векторной форме. Воспользовавшись векторным тождеством приведем равенство (III.19) к виду;

$$\delta \ddot{u}_i = (\lambda + \mu) \frac{\partial u_{aa}}{\partial x_i} + \mu \sum_{l=1}^3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_l^2}.$$

Как показывается в курсах векторного анализа, всякий вектор u можно (единственным образом) представить в виде суммы векторов u_p и u_s :

$$\ddot{u} = (\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} + \mu \vec{\Delta} \vec{u}. \quad (\text{III.19})$$

$$\vec{\Delta} \vec{u} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u},$$

$$\vec{u} = (\lambda + 2\mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} - \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u}. \quad (\text{III.20})$$

из которых первый потенциален ($\operatorname{rot} \vec{u}_p = 0$), а другой соленоидален ($\operatorname{div} \vec{u}_s = 0$). Подставляя в выражение (III.20) $u_p + u_s$ вместо u , получим:

В силу единственности разложения (III.21) последнее уравнение разбивается на следующие; Часто удобнее от векторных уравнений перейти к уравнениям относительно скаляров, связанных с векторами u_p и u_s . Для этого введем скалярный потенциал φ и векторный потенциал согласно соотношениям

Поскольку u_p — потенциальный вектор, а u_s — соленоидальный, такое представление всегда возможно. Подставляя равенства (III.23) в выражения (III.22), получаем:

$$\vec{u} = \vec{u}_P + \vec{u}_S, \quad (III.21)$$

$$\delta \vec{u}_P + \delta \vec{u}_S = (\lambda + 2\mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u}_P - \mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u}_S.$$

$$\ddot{\delta u}_P = (\lambda + 2\mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u}_P = (\lambda + 2\mu) \Delta \vec{u}_P. \quad (III.22)$$

$$\ddot{\delta u}_S = -\mu \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{u}_S = \mu \Delta \vec{u}_S.$$

Интегрируя последние соотношения один раз по координатам, приходим к волновым уравнениям:

$$\vec{u}_P = \operatorname{grad} \varphi; \quad \vec{u}_S = \operatorname{rot} \vec{\psi}. \quad (III.23)$$

Границные условия для уравнений акустики на границе двух жестко связанных твердых сред сводятся к следующему:

$$\begin{aligned} \operatorname{grad} \left(\ddot{\varphi} - \frac{\lambda + 2\mu}{\delta} \Delta \varphi \right) &= 0; \\ \operatorname{rot} \left(\ddot{\psi} - \frac{\mu}{\delta} \Delta \psi \right) &= 0. \\ \ddot{\varphi} - \frac{\lambda + 2\mu}{\delta} \Delta \varphi &= 0; \quad \ddot{\psi} - \frac{\mu}{\delta} \Delta \psi = 0. \end{aligned} \quad (III.24)$$

$$\begin{aligned} \mu_1 \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)_1 &= \mu_2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)_2; \\ \mu_1 \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)_1 &= \mu_2 \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)_2; \\ \left(\lambda u_{aa} + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)_1 &= \left(\lambda u_{aa} + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right)_2, \end{aligned} \quad (III.25)$$

а) равенству по разные стороны от границы векторов смещения (или векторов скорости, что для гармонического процесса то же); б) равенству напряжений, действующих на двух бесконечно близких площадках, которые расположены по разные стороны от границы и перпендикулярны к нормали к границе.

Учитывая связь напряжений со смещениями (III.12), последнее условие для трех компонентов напряжения принимает вид: где индексы 1 и 2 у скобок означают бесконечно близкие точки у границы соответственно со стороны сред 1 и 2.

Если хотя бы одна из сред — жидкость, указанные условия сводятся к равенству звуковых давлений с двух сторон границы и равенству нулю напряжений, касательных к границе.

Распад общего уравнения (III.20) на два волновых уравнения свидетельствует о том, что в однородной изотропной среде могут возникать и самостоятельно распространяться два типа волн со смещениями u_p и u_s , называемых соответственно *продольными* Р и *поперечными* S. Поперечная волна не связана с изменениями объема, ибо сжатие тела равно $\operatorname{div} U$, а для волны S $\operatorname{div} U_s = 0$, продольная волна сопровождается сжатием и расширением частиц,

На примере плоской волны покажем, что в волне Р частицы среды движутся в направлении распространения волны, а в волне S перпендикулярно к нему. Пусть плоская волна распространяется по оси x . В такой волне вектор смещения \mathbf{x} зависит только от $X_1 = x$. Все производные по $x_2 = y$ и $x_3 = z$ в уравнениях (III.22) исчезают и получаем уравнения:

Для волны Р

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} - \frac{\delta}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = 0; \quad (\text{III.22a})$$

для волны S

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} - \frac{\delta}{\mu} \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2};$$

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} - \frac{\delta}{\mu} \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}.$$

Таким образом, в системе уравнений для волны Р осталось лишь уравнение (III.22a), содержащее u_x . Остальные составляющие смещения равны нулю. Для волны S сохранились уравнения (III.22б), т. е. смещение содержит лишь компоненты u_y и u_z , перпендикулярные к направлению распространения волны S.

Замена переменных

$$\alpha = t - \frac{x}{v_p}; \quad \beta = t + \frac{x}{v_p},$$

где

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\delta}}, \quad (\text{III.26})$$

приводит уравнение (III.22a) к виду

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial \alpha \partial \beta} = 0.$$

Отсюда видно, что $\partial u_x / \partial \alpha$ не зависит от β , т. е.

$$\partial u_x / \partial \alpha = F(\alpha);$$

$$u_x = \int F(\alpha) d\alpha + g(\beta) = f(\alpha) + g(\beta).$$

Здесь $f(\alpha)$ и $g(\beta)$ —произвольные функции своих аргументов. Возвращаясь к переменным t и x , получаем:

$$u_x = f\left(t - \frac{x}{v_p}\right) + g\left(t + \frac{x}{v_p}\right). \quad (\text{III.27})$$

При дифференцировании соотношения (III.27) по t можно получить скорость смещения частиц среды (не путать со скоростью волны!), а в случае подстановки выражения для u_x в закон Гука (III.12)—напряжение (звуковое давление) в среде. Видно, что первое слагаемое в выражении (III.27) описывает волну, распространяющуюся со скоростью v_p влево, второе слагаемое — волну, распространяющуюся с той же скоростью вправо.

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\delta}}. \quad (\text{III.28})$$

Итак, скорость распространения продольных волн описывается равенством (III.26). Сопоставление уравнений (III.24) и (III.26) показывает, что скорость поперечных волн

Если воспользоваться соотношениями (III.14), (III.15) связи между величинами μ , E и v , то формулы для v_p и v_s можно записать в виде

$$v_p = \sqrt{\frac{E(1-v)}{\delta(1+v)(1-2v)}} = \sqrt{\frac{1}{\beta'\delta}} = \sqrt{\frac{3(1-v)}{K\delta(1+v)}}, \quad (\text{III.29})$$

$$v_s = \sqrt{\frac{E}{2\delta(1+v)}}.$$

Отсюда

$$\frac{v_p}{v_s} = \sqrt{\frac{2(1-v)}{1-2v}}. \quad (\text{III.29a})$$

Поскольку v изменяется в пределах от 0 до $1/2$, всегда имеет место неравенство $v_p/v_s > 2^{1/2}$, а для наиболее типичного значения коэффициента Пуассона $v = 1/4$, $v_p/v_s = 3^{1/2}$. В жидкостях и газах $\mu = 0$, и распространение поперечных волн в них невозможно. Здесь распространяются лишь продольные волны, представляющие собой волны сжатия.

Произведение ν , равное, как можно показать, отношению амплитуд давления к скорости частиц, называется в акустике *волновым (акустическим) сопротивлением* (в более общем случае комплексной величины—*акустическим импедансом*), а обратная величина $1/(\delta+v)$ —*волновой проводимостью*.

§ 55. Некоторые типы упругих волн. Отражение и преломление волн

Плоская монохроматическая бегущая волна — простейший вид упругой волны. Любая колеблющаяся величина (смещение, скорость частиц, давление и т. п.) в такой волне, распространяющейся в направлении единичного вектора $n = \{n_x, n_y, n_z\}$, записывается в виде

$$A = A_0 \cos\left(\omega \frac{n_x x + n_y y + n_z z}{v} - \omega t + \varphi_0\right) =$$

$$= A_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0) = A_0 \cos \varphi,$$

где A — амплитуда колебаний; A_0 — начальная амплитуда колебаний; ω — угловая скорость, связанная с частотой f соотношением $\omega = 2\pi f$; v — фазовая скорость волны; $k = (\omega / v)n$ волновой вектор; $k = |\vec{k}| = (\omega / v)$ — волновое число; φ — фаза колебаний; φ_0 — начальная фаза. Поверхность ($\varphi = \text{const}$) называется *фронтом волны*.

Часто удобнее комплексное представление волны

$$A = A_0 e^{-i\varphi} = \hat{A} e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \quad (\text{III.30})$$

где i — мнимая единица; \hat{A} — комплексная амплитуда, учитывающая также начальную фазу.

Физический смысл в комплексном выражении волны следует придавать лишь вещественной части. Во многих случаях можно расположить оси координат так, чтобы ось x была перпендикулярна к фронту волны. Тогда $n = \{1, 0, 0\}$ и соотношение (III.30) будет иметь вид

$$A = \hat{A} e^{-i(kx - \omega t)}. \quad (\text{III.31})$$

Напомним также понятия длины волны λ_b и периода колебаний T :

$$\lambda_b = v/f = 2\pi/k; \quad T = 1/f. \quad (\text{III.32})$$

Понятие скорости и гармонической волны является простым лишь при отсутствии *дисперсии*, т. е. зависимости скорости от частоты. Лишь в этом случае волновой пакет, представляющий суперпозицию гармонических волн, при распространении не меняет свою форму, и любая

характерная точка профиля волны (например, ее максимум) распространяется с одной и той же скоростью, равной единой фазовой скорости гармонических волн пакета в среде. Если имеется дисперсия, форма волнового пакета в процессе его распространения изменяется. Однако в случае волн с узким спектром (почти монохроматических) имеется огибающая волны, форма которой меняется очень медленно. Поэтому можно говорить о *групповой скорости*, за которую принимается скорость перемещения огибающей, например ее максимума. В средах со слабым поглощением групповая скорость совпадает со скоростью распространения максимума энергии в волне.

Если в среде наблюдается поглощение энергии волны, амплитуда плоской волны с расстоянием уменьшается по экспоненциальному закону

$$A = A_0 e^{-\alpha x}, \quad (\text{III.33})$$

где α — амплитудный коэффициент поглощения (затухания). Тогда вместо выражения (III.31) следует написать соотношение

$$A = \tilde{A}_0 e^{-\alpha x} e^{-i(kx - \omega t)} = \tilde{A}_0 e^{-i(\tilde{k}x - \omega t)}, \quad (\text{III.34})$$

где $\tilde{k} = k - i\alpha$ — комплексное, волновое число.

Поскольку энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды, ослабление энергии в плоской волне описывается экспоненциальным сомножителем, с коэффициентом равным 2α :

$$E = E_0 e^{-2\alpha x}. \quad (\text{III.35})$$

Величина $1/\alpha$ равна расстоянию, на котором амплитуда волны уменьшается в e раз. Для определения α необходимо измерить амплитуду или энергию волны в двух точках на линии распространения плоской волны и воспользоваться формулой

$$\alpha = \frac{1}{\Delta l} \ln \left| \frac{A_1}{A_2} \right| = \frac{1}{2\Delta l} \ln \left| \frac{E_1}{E_2} \right|, \quad (\text{III.36})$$

где Δl — расстояние между точками наблюдения.

Значения α по формуле (III.36) получаются в м^{-1} (см^{-1}). Величины α вычисляют также в дБ/м (дБ/см) по формуле

$$\alpha = \frac{10}{\Delta l} \lg \frac{E_1}{E_2} = \frac{20}{\Delta l} \lg \frac{A_1}{A_2}. \quad (\text{III.37})$$

Связь между указанными единицами дается соотношением $1 \text{ дБ/м} = 0,115 \text{ м}^{-1}$.

Кроме амплитудного коэффициента поглощения иногда оперируют декрементом поглощения $\alpha\lambda_v$, коэффициентом поглощения $\epsilon = (\alpha\lambda_v/\pi)$ или добротностью $Q = \epsilon^{-1} = \pi/(\alpha\lambda)$.

Если волна неплоская, то затухание волны, т. е. уменьшение ее энергии и амплитуды, обусловлено не только поглощением энергии, но и расхождением поля. Суммарное ослабление волны за счет расхождения и поглощения описывается формулами

$$E = \frac{E_0}{r^{2n}} e^{-2\alpha r};$$

$$A = \frac{A_0}{r^n} e^{-\alpha r}. \quad (\text{III.38})$$

где показатель расхождения $n = 0; 1/2; 1$ для плоской, цилиндрической и сферической волн в однородной безграничной среде.

При падении плоской волны на границу раздела двух сред, обладающих различным волновым сопротивлением $\delta_1 v_1$ и $\delta_2 v_2$, часть энергии отражается обратно в первую среду, а остальная энергия проходит во вторую среду. При этом угол падения волны равен углу отражения, а также выполняется закон преломления Снelliуса

$$\sin \gamma_1 / \sin \gamma_2 = v_1 / v_2, \quad (\text{III.39})$$

где γ_1, γ_2 — углы падения и преломления.

При нормальном падении луча отражение отсутствует, если $m = (\delta_1 v_1) / (\delta_2 v_2) = 1$. Когда $v_2 > v_1$, а $\sin \gamma_1 = v_1/v_2$, то угол отражения становится равным $\pi/2$. При этом преломленная волна скользит вдоль границы раздела, возникает головная (скользящая) преломленная волна.

Заметим, что при отражении и преломлении волн Р и S в твердых телах могут возникать волны как того же типа — *монотипные*, так и другого — *обменные*. В случае рассмотрения обменных волн в приведенных выше формулах скорости v_1 и v_2 относятся к волнам разного типа, а углы падения и отражения уже не равны друг другу.

Поверхностные волны возникают на поверхности раздела твердого тела с пустотой, газом или жидкостью. При акустических исследованиях в скважине встречаются следующие основные типы этих волн.

Волна Рэлея R возникает на свободной границе упругого полупространства, а также на границе такого полупространства с жидкостью или газообразной средой. Толщина слоя локализации волн Рэлея имеет порядок длины волны. Скорость волн V_R в случае свободной плоской границы зависит от v_s/v_p . В среднем $V_R = 0,92v_s$. Волна Рэлея может распространяться не только по плоской, но и по криволинейной границе твердого тела, например по стенке скважины.

Волна Стоунли St возникает на границе твердого тела с твердым телом или с жидкостью, например на стенке скважины, заполненной жидкостью. Частота ее ниже частоты излучателя. Скорость волны Стоунли v_{St} на границе твердого и жидкого полупространств удовлетворяет неравенству $v_{St} < \min(v_{Rж}, v_{Sme})$, где индекс «ж» относится к жидкости, «тв» — к твердому телу. Амплитуда волн St быстро убывает в обе стороны от границы.

В тонких стержнях, пластинках (включая тонкие стенки труб, например, обсадных) возникают продольные волны, подобные волнам в безграничной однородной среде, но имеющие иную скорость. Кроме того, при толщине среды, значительно меньшей λ_b , могут возникать особые изгибные волны — *волны Лэмба*, характеризующиеся колебаниями частиц среды как в направлении распространения волны, так и в поперечных направлениях.

§ 56. Волновая картина в скважине

Упругие волны при акустическом каротаже распространяются в сложной среде, включающей горную породу, жидкость в скважине и скважинный прибор, а в обсаженной скважине еще стальную колонну и цементный камень. В зависимости от соотношения длины волны λ_b и радиуса скважины R_c выделяют случаи скважин большого ($\lambda_b \ll R_c$) и малого ($\lambda_b \gg R_c$) диаметров.

В *необсаженной скважине большого диаметра* в первом приближении можно пренебречь кривизной поверхности стенки скважины, распространение волн близко к таковому в случае жидкого и твердого полупространств, разделенных плоскостью. Пусть излучатель И и приемник П лежат в одной плоскости, перпендикулярной к границе, и на расстоянии Δ от нее (см. рис. 104). Скорость волн в скважине обозначим v_0 , в породе v_1 .

При указанных условиях возникает ряд объемных и поверхностных волн. Среди объемных волн — прямая волна P_0 , идущая к приемнику кратчайшим путем (вдоль скважины по жидкости), отраженные волны P_0P_0 , головные (преломленные) волны $P_0P_1P_0$ и $P_0S_1P_0$, многократно отраженные волны $P_0P_0P_0$. Из поверхностных волн наблюдаются волны Рэлея и Стоунли, имеющие траектории, аналогичные траекториям головных волн, но с иной скоростью распространения. Они так же, как и головные, возбуждаются в результате падения волны P_0 на стенку скважины, поэтому их логично обозначать P_0RP_0 и P_0StP_0 . Поскольку $v_R < v_s$, волна Рэлея поступает после преломленной $P_0S_1P_0$, образуя с ней одно многофазное интенсивное колебание.

Для образования отраженных волн достаточно различия волновых сопротивлений жидкости и горной породы ($\delta_0 v_0$ не равно $\delta_1 v_1$). Головные волны возникают лишь при $v_{1p} > v_0$ (волны $P_0P_1P_0$) и $v_{1s} > v_0$ (волны $P_0S_1P_0$).

Разные типы волн различаются формой сигнала (смещения) (рис. 108), временем прихода к приемнику, видимым периодом и другими параметрами. В § 55 указывалось, что $v_R < v_{1s}$, $v_{St} < \min(v_0, v_{1s})$. Поэтому при большом размере зонда, достаточном для обгона прямой волны головными волнами, последовательность прихода различных волн будет такой, как показано на рис. 108.

Наибольшая часть энергии сигнала приходится на волны Стоунли. Амплитуда головных $P_0P_1P_0$ волн относительно невелика. В высокоскоростном разрезе амплитуда волн $P_0S_0P_0$ в несколько раз выше, чем волн $P_0P_1P_0$.

В необсаженной скважине малого диаметра возникают те же волны, что и в скважине большого диаметра, но их скорости могут зависеть от отношения λ_e/R_c , т. е. может наблюдаться геометрическая дисперсия скорости.

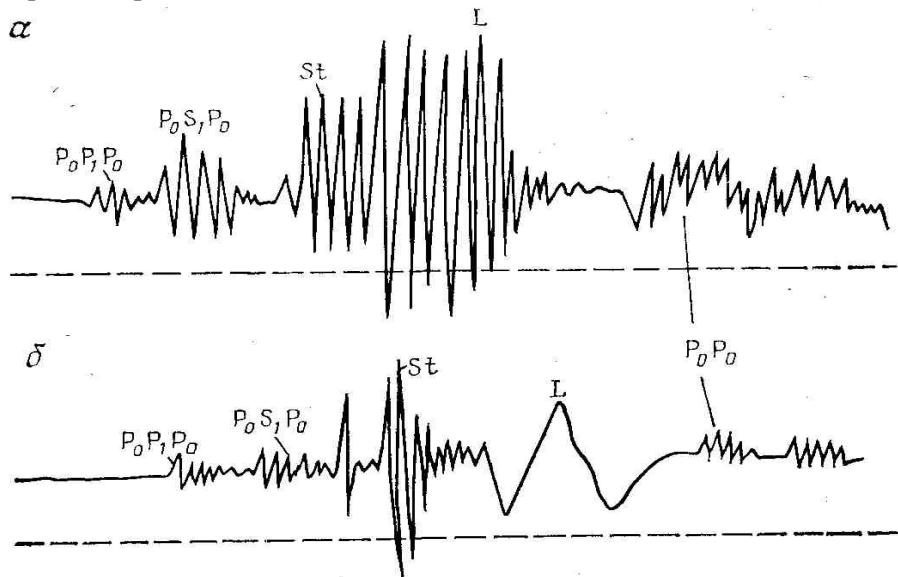


Рис. 108. Примеры волновых картин в плотных (а) и трещиноватых (б) породах (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову)

Расчеты и эксперименты показали, что дисперсия головных волн невелика (не более 5%). Прямая волна распространяется с той же скоростью v_0 , что и в безграничной среде из промывочной жидкости, а ее амплитуда убывает при уменьшении R_c , точнее, зазора Δ между прибором и стенкой скважины. При малой величине зазора гидроволна вырождается, так что с чистой гидроволной в скважинах малого диаметра встречаются редко.

Рассмотрим подробнее кинематику и динамику головных волн, представляющих основной интерес в акустическом каротаже. Головная волна может появиться на оси скважины на расстоянии от излучателя не менее

$$l_0 = 2\Delta \operatorname{tg} \gamma_{kp} = \frac{2v_0 \Delta}{\sqrt{v_1^2 - v_0^2}}, \quad (\text{III.40})$$

где γ_{kp} — критический угол падения волны.

$$t_0 = \frac{2\Delta}{v_0 \cos \gamma_{kp}} = \frac{2v_1 \Delta}{v_0 \sqrt{v_1^2 - v_0^2}}.$$

Для центрированного прибора $\Delta = R_c - R_{np}$, где R_{np} — радиус прибора. Время поступления этой волны на расстоянии l_0

Годограф головной волны, т. е. зависимость времени t ее прихода от длины зонда l , идет далее (при $l > l_0$) с угловым коэффициентом $1/v_1$. Время t равно сумме времен t_0 пробега в скважине и $l - l_0/v_1$ в породе

$$t = \frac{2\Delta}{v_0 \cos \gamma_{kp}} + \frac{1}{v_1} (l - 2\Delta \operatorname{tg} \gamma_{kp}) = \frac{1}{v_1} \left(l + \frac{2\Delta}{v_0} \sqrt{v_1^2 - v_0^2} \right). \quad (\text{III.41})$$

Если излучатель и приемник расположены с разных сторон скважины, кратчайшим путем прихода волн может явиться линия, включающая отрезок винтовой линии, лежащей на стенке скважины. Такие волны могут наблюдаться (в поздних вступлениях на больших зондах) и при расположении зонда на оси скважины. Их называют *винтовыми волнами*.

$$t = l/v_0. \quad (\text{III.42})$$

Годограф прямых волн, как легко видеть, представляет прямую линию. Сопоставление формул (III.41) и (III.42) показывает, что при

$$l > 2\Delta \sqrt{\frac{v_1 + v_0}{v_1 - v_0}} \quad (\text{III.43})$$

головная волна обгоняет прямую и приходит к приемнику первой.

За счет перераспределения напряжений в горной породе при ее вскрытии скважиной, а также вследствие изменения свойств пород при бурении (образование трещин, кольматация и т. п.) акустические свойства пород в прискважинной зоне могут изменяться. Наличие этой зоны должно вызывать искривление путей волн, согласно принципу Ферма. Такие волны называют *рефрагированными*. Если скорость волн растет с удалением от скважины, увеличение длины l зонда сопровождается возрастанием глубины прохождения рефрагированной волны в пласт. Кажущаяся скорость последней повышается с увеличением l и при реально используемых длинах зондов (1,0—1,5 м) становится равной истинной скорости в породе. На практике рефракции волн в глубоких скважинах не наблюдается. Вероятно, она может встречаться в скважинах небольшой глубины.

Перейдем к динамике головных волн. Формы импульсов головных волн близки к показанным на рис. 108. Амплитуда продольных головных волн зависит от расположения излучателя и приемника. При их размещении на оси скважины амплитуда будет максимальной благодаря фокусировке на оси волн с равными фазами, идущими по разным образующим цилиндра (скважины). При смещении излучателя и приемника в одну и ту же сторону амплитуда убывает, однако характер спада амплитуды в зависимости от длины зонда l остается тем же, обратно пропорциональным l . Расположение излучателя и приемника с разных сторон оси еще больше уменьшает амплитуду и одновременно снижает скорость ее спада при увеличении l .

Для поперечных головных волн закон ослабления будет $1/l^2$ при расположении зонда на оси скважины. Смещение излучателя и приемника с оси оказывается также на характере этой зависимости.

Амплитуда головных волн зависит от частоты колебаний. Так, амплитуда волн $P_0P_1P_0$ уменьшается примерно в 8 раз при снижении частоты в диапазоне 25—5 кГц (рис. 109), т. е. скважина ведет себя как фильтр верхних частот.

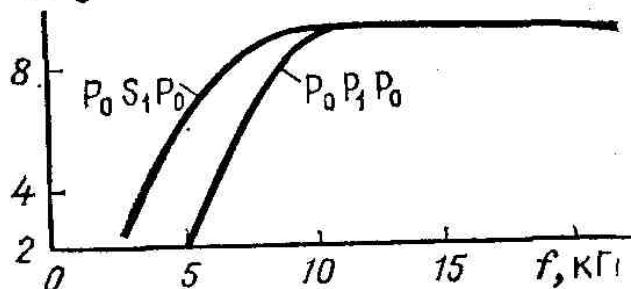
В *обсадной скважине* могут распространяться все волны, рассмотренные выше, а также волны, связанные с колебаниями в обсадной колонне. Из последних наибольшее значение имеет продольная (стержневая) волна в колонне со скоростью $v_{Rk} = (E/\delta)^{1/2}$, равной скорости в железном стержне ($v_{Rk} = 5,2$ — $5,6$ м/с). Кроме того, в колонне могут возникать волны, обусловленные собственными колебаниями трубы как целого.

Из-за сравнительно большой скорости продольная волна по колонне приходит обычно первой, исключая интервалы пород с исключительно высокой скоростью. Амплитуда волны $A_{цк}$ по колонне определяется главным образом степенью связи (контакта) колонны с цементным кольцом, поэтому величина $A_{цк}$ используется для изучения качества цементирования. Если цементное кольцо жестко сцеплено с колонной и породой, волна по колонне затухает на очень малых расстояниях и практически не доходит до приемника. В свободной (незацементированной) колонне так же, как и при отсутствии сцепления колонны с цементным кольцом, затухание волны по колонне мало и волна имеет высокую амплитуду.

В случае наличия зазора между трубой и цементом амплитуда волны уменьшается с убыванием отношения толщины зазора к длине волны. Если в заколонном пространстве имеются секторы без цемента или без сцепления с колонной, коэффициент затухания снижается с ростом угла такого сектора.

При жестком контакте цемента с колонной, но не с породой, также происходит резкое падение амплитуды волны по колонне. Скорость распространения волны зависит от отношения длины волны λ_v к толщине цемента $\Delta_{ц}$ и колонны Δ_k . Для малых значений $\lambda_v/\Delta_{ц}$ и λ_v/Δ_k колонна с цементом ведет себя как двухслойная среда. При низких частотах (больших величинах λ_v/Δ_k и $\lambda_v/\Delta_{ц}$) происходит суммирование упругих свойств цементного кольца и колонны: возникает обобщенная стержневая волна, скорость которой уменьшается с ростом $\Delta_{ц}$. Обсадная колонна уменьшает амплитуду головных волн, но при $f = < 10$ кГц характер зависимости амплитуды от длины зонда l

сохраняется таким же, определенное по двум из приемников нескольки



но интервальное время, робега волн до каждого

Рис. 109. Амплитудно-частотная характеристика необсаженной скважины для головных продольной $P_0 P_1 P_0$ и обменной $P_0 S_1 P_0$ волн (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову)

Зависимость амплитуды головных волн от частоты в обсаженной скважине приведена на рис.

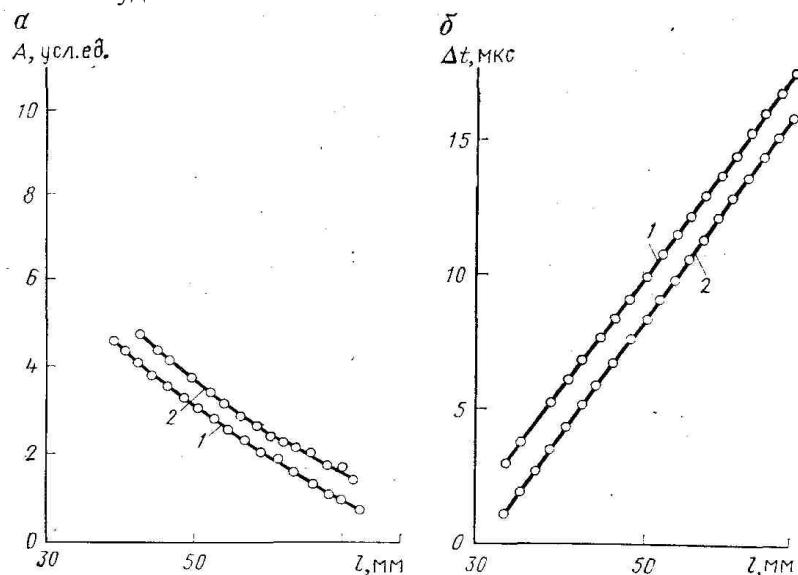


Рис. 110. Сравнение амплитуды A первой фазы волны (а) и интервального времени Δt (б) до крепления скважины обсадной колонной (1) и после него (2). Годографы получены на моделях при частоте $f=10 \text{ кГц}$ (по Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову)

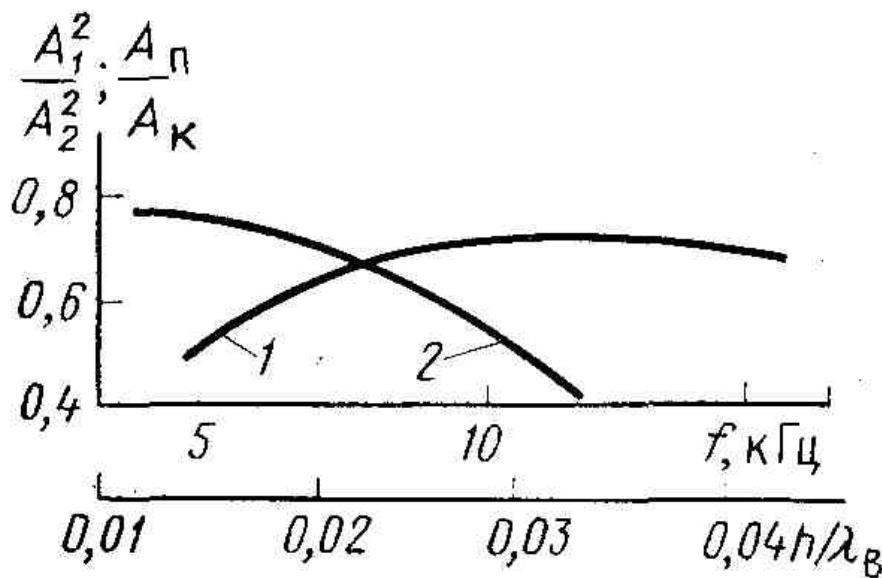


Рис. 111. Зависимость коэффициента ослабления A_1^2/A_2^2 (1) головной волны и отношения амплитуд A_n/A_k (2) волны по породе A_n и колонне A_k от волновой толщины колонны h/λ_B (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову).
 A_i — амплитуда для i -го зонда, h — толщина колонны

С убыванием частот (в области $f = <15 \text{ кГц}$) амплитуда головных волн по породе снижается, однако амплитуда волны по колонне уменьшается еще сильнее, в связи с чем относительная амплитуда волн по породе по сравнению с волной по колонне возрастает. Этим обуславливается целесообразность использования низких частот при изучении головных волн в обсаженных

скважинах. Однако частота должна быть не ниже 5 кГц, так как скважина слабо пропускает вдоль себя волны малой частоты.

Несмотря на ослабление влияния обсадной колонны при $f < 10$ кГц, надежное выделение головных волн и изучение по ним свойств пород в обсаженных скважинах возможно в настоящее время в основном в интервалах с хорошим сцеплением цемента как с породой, так и с колонной. В обсаженной скважине могут возникать также *трубные (волноводные)* волны внутри колонны и в кольцевом пространстве за колонной.

Радиус R_u зоны исследования АК на головных волнах вводят аналогично радиусу исследования в радиометрии: за R_u и принимают радиус такого цилиндра при заданном изменении свойств среды, за пределами которого исследуемая характеристика (интервальное время, коэффициент затухания и т. п.) изменяется на заданную величину—обычно на 10%. Рядом авторов показано, что глубинность АК по амплитуде головных волн (динамическая глубинность) при замене среды, за границей цилиндра пустотой составляет полтора значения длины волн в породе (отсчитывая от стенки скважины). Например, при $v = 5$ км/с, $f = 20$ кГц $R_u = 20$ см. Радиус исследования АК по скорости продольных волн (кинематическая глубинность) примерно в 2 раза меньше динамической глубинности.

§ 57. Упругие свойства горных пород и их компонентов

Для большинства горных пород, минералов, пластовых жидкостей и газов справедлив закон Гука. Их упругие свойства можно характеризовать любой парой упругих модулей, рассмотренных в § 54, или, что то же, согласно формулам (III.29) — значениями скоростей продольных и поперечных волн. Упругие параметры пористых сред зависят от величины пористости, строения порового пространства, упругих свойств твердой фазы и заполнителя пор на данной глубине.

Сжимаемость горных пород

Для пористых сред выделяют следующие коэффициенты сжимаемости:
коэффициент сжимаемости скелета горной породы

$$\beta_{\text{ск}} = - \frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = - \frac{1}{V_{\text{ск}}} \frac{dV_{\text{ск}}}{dp}, \quad (\text{III.44})$$

где V —полный объем породы; $V_{\text{ск}}$ —объем скелета породы, включая твердую фазу и поры; очевидно, $V = V_{\text{ск}}$; $dV = dV_{\text{ск}}$;

$$\beta_{\text{п}} = - \frac{1}{V_{\text{п}}} \frac{dV_{\text{п}}}{dp}, \quad (\text{III.44a})$$

коэффициент сжимаемости пор (порового пространства)

$$\beta_{\text{тв}} = - \frac{1}{V - V_{\text{п}}} \frac{d(V - V_{\text{п}})}{dp} = - \frac{1}{V_{\text{тв}}} \frac{dV_{\text{тв}}}{dp}, \quad (\text{III.44б})$$

где $V_{\text{п}}$ — объем пор;

коэффициент сжимаемости твердой фазы

где $V_{\text{тв}} = V - V_{\text{п}}$ — объем твердой фазы.

В соотношения (III.44)—(III.44б) не входит сжимаемость жидкости—заполнителя пор, потому что речь идет о сжимаемости сухого скелета. В глубинных условиях на горную породу действуют не одно давление, а два — горное давление p_g , приложенное к скелету породы, и поровое (пластовое) давление p_i , действующее на жидкость (газ). В указанных соотношениях под p подразумеваются *эффективное, или дифференциальное, давление*:

$$p = p_g - n p_{\text{пл}}, \quad (\text{III.45})$$

где n — безразмерный коэффициент, учитывающий отношение поверхности зерен, подвергнутых давлению $p_{\text{пл}}$ жидкости, к полной поверхности зерен.

Коэффициент сжимаемости горной породы β зависит также от коэффициента сжимаемости $\beta_{\text{ж}}$ жидкости (газа)—заполнителя пор:

$$\beta_{3, \text{п}} = \frac{1}{V_{3, \text{п}}} \frac{dV_{3, \text{п}}}{dp}, \quad (\text{III.44в})$$

где $V_{3, \text{п}}$ - объем заполнителя.

Коэффициенты $\beta_{\text{ск}}$, $\beta_{\text{п}}$ изучают обычно экспериментально. Связь β с другими коэффициентами сжимаемости изучена теоретически при различных предположениях. Рассмотрим наиболее простые из таких связей.

В. М. Добрынин предположил, что модуль β^{-1} всестороннего сжатия породы равен сумме модулей сжатия $\beta_{\text{ск}}^{-1}$ скелета и $\beta_{3, \text{п}}^{-1}$ заполнителя пор

$$\beta^{-1} = \beta_{\text{ск}}^{-1} + \beta_{3, \text{п}}^{-1}. \quad (\text{III.46})$$

Кроме того,

$$\begin{aligned} \beta_{\text{ск}} &= -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = -\frac{1}{dp} \frac{dV_{\text{п}} + dV_{\text{тв}}}{V} = -\frac{1}{dp} \left(\frac{dV_{\text{п}}}{V_{\text{п}}} \frac{V_{\text{п}}}{V} + \right. \\ &\left. + \frac{dV_{\text{тв}}}{V_{\text{тв}}} \frac{V_{\text{тв}}}{V} \right) = \beta_{\text{п}} k_{\text{п}} + \beta_{\text{тв}} (1 - k_{\text{п}}). \end{aligned}$$

После подстановки последнего выражения в равенство (III.46)

В моделях различных авторов связь β с другими коэффициентами сжимаемости несколько различна, но во всех случаях для определения β достаточно знать $k_{\text{п}}$, $\beta_{\text{п}}$, $\beta_{\text{тв}}$ и $\beta_{3, \text{п}}$. Значения $\beta_{\text{тв}}$ и $\beta_{3, \text{п}}$ в простейшем случае однофазного заполнителя и мономинеральной твердой фазы скелета находят по таблицам (см., например, [26, 29]). Если твердая фаза или заполнитель являются многокомпонентными, их сжимаемость определяют как средневзвешенное от сжимаемости составляющих.

Сжимаемость пор для идеализированной модели породы, состоящей из одинаковых упругих шаров в кубической упаковке, находят по формуле Щелкачева

$$\beta = \frac{\beta_{\text{ск}} \beta_{3, \text{п}}}{\beta_{\text{ск}} + \beta_{3, \text{п}}} = \frac{\beta_{3, \text{п}} [\beta_{\text{п}} k_{\text{п}} + \beta_{\text{тв}} (1 - k_{\text{п}})]}{\beta_{3, \text{п}} + \beta_{\text{п}} k_{\text{п}} + \beta_{\text{тв}} (1 - k_{\text{п}})}. \quad (\text{III.47})$$

Таким образом, сжимаемость пор растет при уменьшении $E_{\text{тв}}$, $V_{\text{тв}}$ и эффективного давления p .

$$\beta_{\text{п}} = \frac{2}{3} \frac{1}{k_{\text{п}}} \left[\frac{3(1 - v_{\text{тв}}^2)}{E_{\text{тв}}} \right]^{2/3} p^{-1/3}. \quad (\text{III.48})$$

Эксперименты показывают, что кроме факторов, учтенных в последней формуле, коэффициент $\beta_{\text{п}}$ зависит от степени сцепленности пород, структуры первового пространства и др.

Скорость упругих волн

Важнейшие теоретические модели сжимаемости рассматриваются в курсах петрофизики. Ограничимся рассмотрением относительно простого выражения, получаемого из формул (III.29) при подстановке вместо $K=\beta$ его значений согласно формуле В. М. Добрынина (III.47). После подстановки и упрощения выражений получаем:

$$\begin{aligned} v_p &= \sqrt{\frac{3(1 - v)}{\beta \delta (1 + v)}} = \\ &= \sqrt{\frac{3(1 - v) [\beta_{3, \text{п}} + \beta_{\text{п}} k_{\text{п}} + \beta_{\text{тв}} (1 - k_{\text{п}})]}{(1 + v) [\delta_{\text{тв}} (1 - k_{\text{п}}) + \delta_{3, \text{п}} k_{\text{п}}] [\beta_{\text{п}} k_{\text{п}} + \beta_{\text{тв}} (1 - k_{\text{п}})] \beta_{3, \text{п}}}}. \quad (\text{III.49}) \end{aligned}$$

В согласии с экспериментом значения v_p для газоносного пласта во формуле (III.49) получаются несколько меньшими, чем для водоносного (рис. 112).

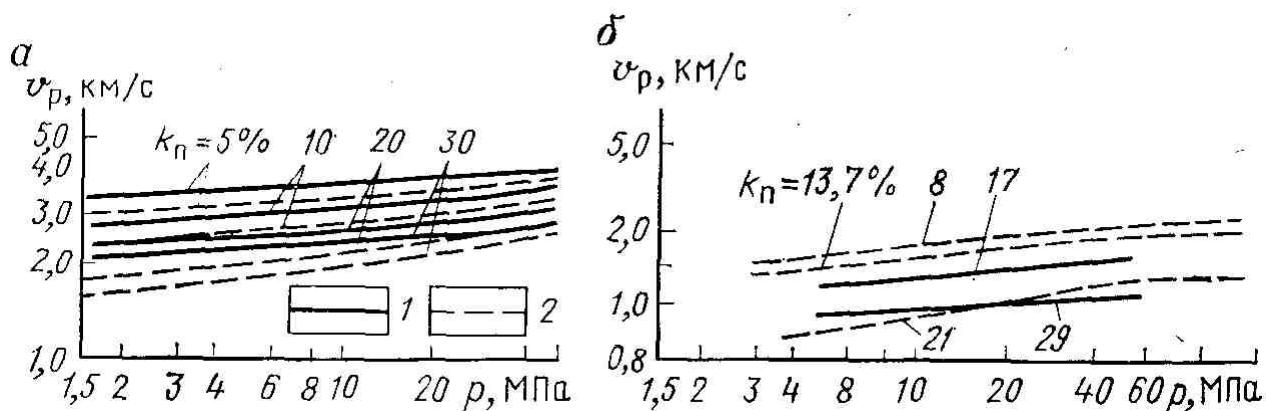


Рис. 112. Теоретическая (а) и экспериментальная (б) зависимости скорости V_p продольных волн песчаников от эффективного давления p на скелет породы (по В.М.Добрынину).

Насыщение пласта: 1 — вода, 2 — газ

Небольшое снижение v_p имеет место и при смене воды в порах породы нефтью. Если для данного типа горных пород измерены значения β_n , то формула (III.49) позволяет рассчитать для нее значения v_p . Эта формула удовлетворительно описывает также зависимость v_p от дифференциального давления.

Рис. 112 показывает удовлетворительное совпадение характера расчетных и экспериментальных кривых (при расчетах зависимость $\beta_n=f(lgp)$ принималась линейной: $\beta_n=(A-Blgp)$). В обоих случаях значение v_p уменьшается с ростом p примерно по закону $p^{-1/6}$.

Перейдем к анализу расчетных и экспериментальных данных зависимости скорости волн от различных факторов. Последние подразделяются на внутренние факторы (коэффициент пористости, минеральный состав и структура скелета, состав заполнителя пор и т. п.) и внешние (термобарические условия, изменение свойств пласта в результате его вскрытия скважиной). На скорость волн в некоторой степени может влиять также частота колебаний (объемная дисперсия). Рассмотрим воздействие перечисленных факторов на основании экспериментальных и частично теоретических данных.

Минералогический состав существенно влияет на скорость волн. Для пород с низкой пористостью (магматические, метаморфические, плотные осадочные породы) это — один из основных факторов. Зависимость v_p от минерального состава показана на рис. 113.

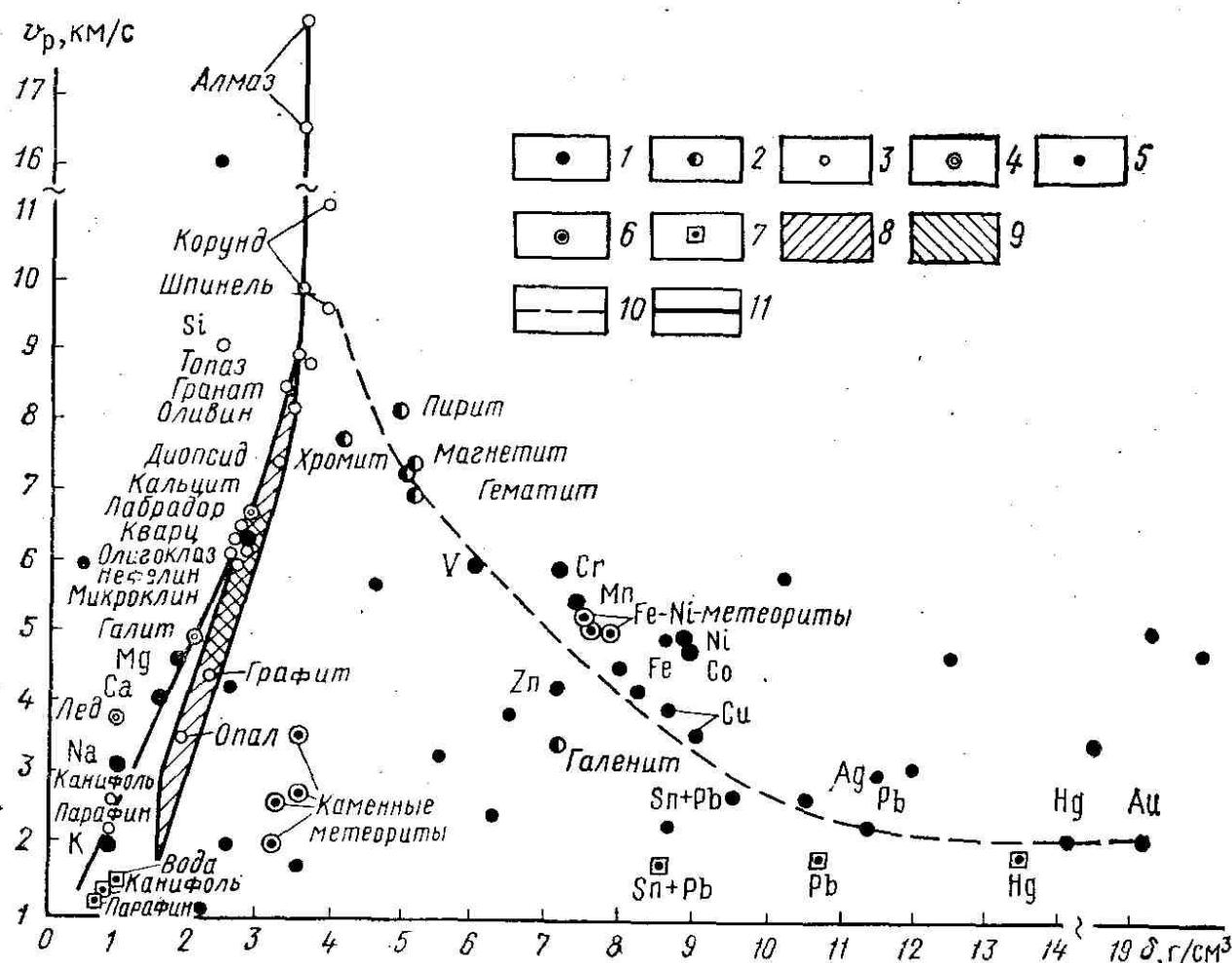


Рис. 113. Зависимость скорости V_p продольных волн от плотности δ горных пород, минералов и металлов (по Н. Б. Дортман и М. Ш. Магиду).

Минералы с формой кристаллической связи: 1 — металлической (самородные и технические металлы), 2 — ковалентно-металлической, 3 — ковалентной, 4 — ионной; 5 — редкие и рассеянные элементы; 6 — метеориты; 7 — вещества в жидком состоянии; 8 — осадочные и кайнотипные эфузивные породы; 9 — интрузивные, палеотипные эфузивные и метаморфические породы; 10 — средняя линия для минералов с металлической и ковалентно-металлической формой кристаллической связи; 11 — минералы с ковалентной и ионной формой кристаллической связи

Скелеты основных мономинеральных, поликристаллических осадочных пород располагаются в следующий ряд в порядке уменьшения значений v_p (в км/с при $k_n=0$): доломит (7,10), кальцит (6,66), кварц и плагиоклазы (6,03—6,55), ангидрит (6,10), гипс (5,85), галит (4,35—4,60). В полиминеральных - породах так же, как и для основных породообразующих минералов, наблюдается положительная корреляция v_p с δ (рис. 114).

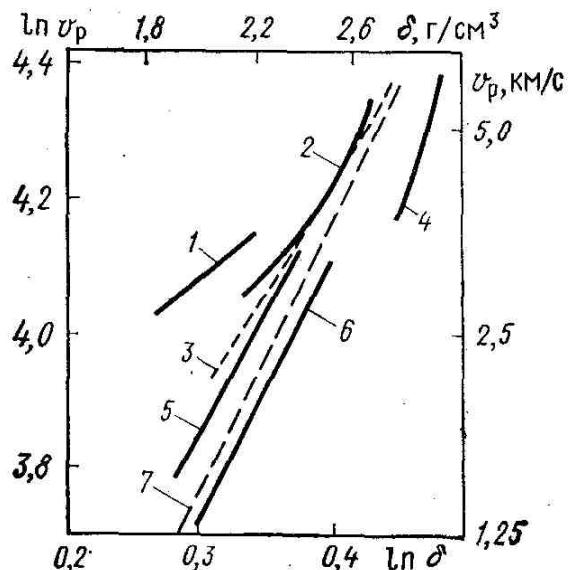


Рис. 114. Статистическая связь между скоростью V_p продольной волны и плотностью δ горных пород (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову).

1 — соль; 2 — известняк; 3 — доломит; 4 — ангидрит; 5 — песчаник;

6 — глина; 7 — кривая регрессионной связи $\delta = 0,23 V_{p,25}$

Увеличение *пористости* приводит к снижению скорости v_p и v_s упругих волн, что качественно показано выше. С ростом значений k_n происходит уменьшение упругих модулей E и μ , причем более быстрое, чем убывание плотности δ горной породы. Результирующая зависимость величин v_p и v_s от пористости k_n оказывается убывающей, а от плотности δ пород возрастающей (см. рис. 114).

Наиболее надежные данные о связи величин v с k_n получены из экспериментов с образцами горных пород и частично путем сопоставления значений v_p и v_s по скважинным измерениям со значениями k_n по керну или по данным других геофизических методов. В различных условиях эти корреляционные связи могут быть аппроксимированы относительно простыми эмпирическими формулами. Наиболее широко распространена аппроксимация *уравнением среднего времени* (М. Вилли)

$$\frac{1}{v} = \frac{k_\pi}{v_{jk}} + \frac{1 - k_\pi}{v_{tb}};$$

$$\Delta T = k_\pi \Delta T_{jk} + (1 - k_\pi) \Delta T_{tb}, \quad (\text{III.50})$$

где v_{jk}, v_{tb} — скорости волн соответственно в заполнителе пор (жидкости) и в твердой фазе; $\Delta T = 1/v$ — *интервальное время для породы*; $\Delta T_{jk}, \Delta T_{tb}$ — то же, соответственно для заполнителя пор и твердой фазы.

Интервалы изменения величин ΔT_{tb} по разным данным, а также наиболее вероятные их значения для некоторых горных пород приведены в табл. 16.

ТАБЛИЦА 16.

Значения $\Delta T_{\text{ж}}$ в горных породах с различным минеральным скелетом

Горная порода	ΔT_{TB} (мкс/м) по разным данным	Наиболее вероятное значение ΔT_{TB} , (мкс/м)	Наиболее вероятное значение v_{PTB} , км/с
Доломит	126-146	142	7,05
Известняк	143-160	155	6,40
Песчаник сцементированный	160-212	170	5,90
Песчаник слабосцементированный	-	182	5,50
Ангидрит	-	164	6,10
Гипс	-	171	5,85
Каменная соль	217-230	-	-

Величина $\Delta T_{\text{ж}}$ (в мкс/м) для воды зависит от ее минерализации, пластовых давления и температуры и вычисляется обычно по приближенной формуле

$$\Delta T_{\text{ж}} = [1557 - 0,0245(74 - T)^2 + 0,8C + 1,9p_{\text{пл}}]^{-1} \cdot 10^6, \quad (\text{III.51})$$

где С—минерализация в г/л; Т—температура в $^{\circ}\text{C}$; $p_{\text{пл}}$ — пластовое давление в МПа. На рис. 115а приведена соответствующая номограмма. Как видно из формулы (III.51) и рис. 115, а, скорость волн растет на 1,9 м/с с увеличением $p_{\text{пл}}$ на 1 МПа.

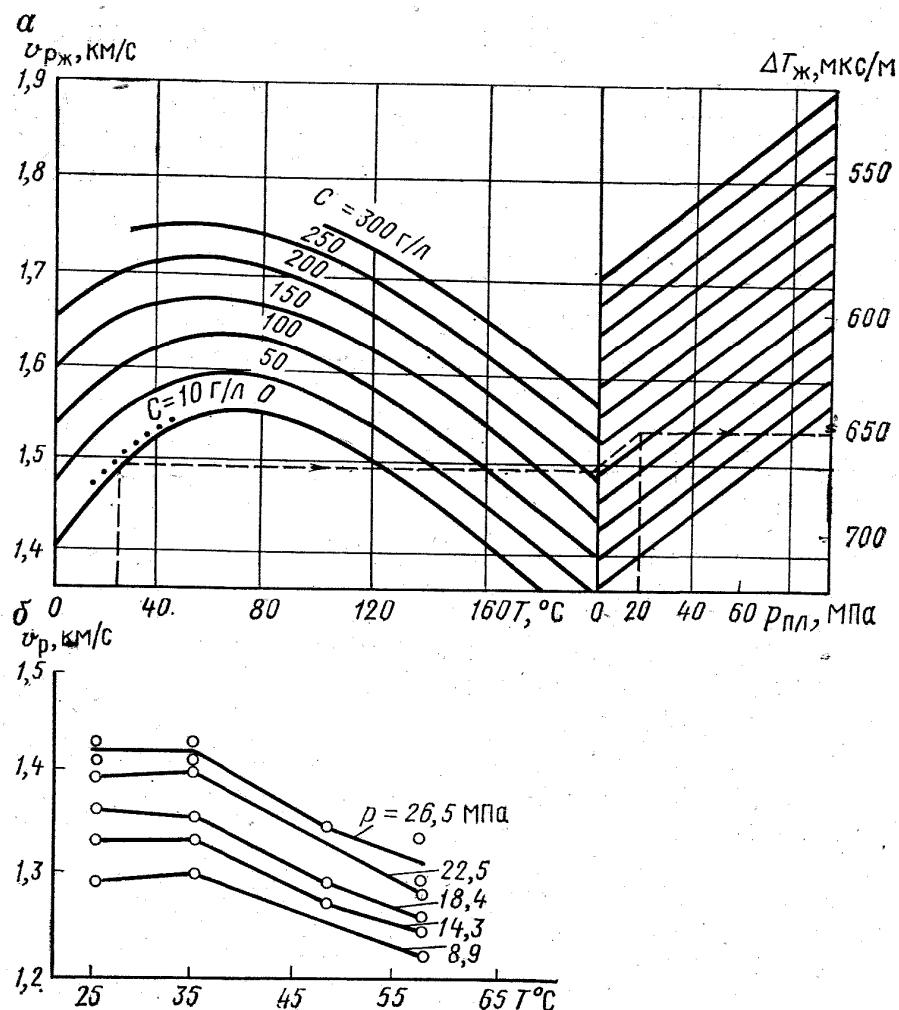


Рис. 115. Скорость продольных волн в воде и нефти,

а—номограмма для определения $v_{\text{Pж}}$ и $\Delta T_{\text{ж}}$ в воде при заданных величинах минерализации С, давлении $p_{\text{пл}}$ и температуре Т (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецовой); пример: $C=10 \text{ г/л}$, $T=25^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{пл}}=18 \text{ МПа}$, отсюда $\Delta T_{\text{ж}}=652 \text{ мкс/м}$; б—зависимость v_p в пластовой нефти

горизонта IV Анастасиевской площади от T при неизменной газонасыщенности и различных давлениях p (по Л. А. Сергееву)

Зависимость V_p от температуры и давления для нефти приведена на рис. 115,6. Скорость волны в нефти с повышением температуры снижается, а с ростом давления растет. Эти эффекты при увеличении глубины пласта частично компенсируют друг друга.

Уравнение среднего времени справедливо для неглинистых сцементированных водонасыщенных пород с гранулярным типом пористости при эффективном давлении не менее 15—40 МПа, т. е. на глубине 1,0—2,5 км в зависимости от условий. Для несцементированных пород Γ .

$$\Delta T = (1 - k_{\text{гл}}^{m_{\text{гл}}}) \left(\Delta T_{\text{ж}} \frac{k_{\text{п}}^{m-1}}{a} + \Delta T_{\text{ск}} \frac{a - k_{\text{п}}^{m-1}}{a} \right) + \Delta T_{\text{гл}} k_{\text{гл}}^{m_{\text{гл}}}, \quad (\text{III.52a})$$

где значение постоянной m меняется в пределах 1,3—2,3 для терригенных пород и 1,3—2,9 — для карбонатных. Здесь $k_{\text{гл}}$ — коэффициент глинистости; $\Delta T_{\text{п}}$ — интервальное время для глин.

Зависимость скорости поперечных волн от пористости $\&_{\text{п}}$ изучена еще недостаточно. Имеющиеся данные указывают на более резкое, чем для V_p , уменьшение v_s при возрастании $k_{\text{п}}$.

Структура парового пространства заметно влияет на значение V_p . При прочих равных условиях скорость V_p максимальна в крупнокавернозных породах, поскольку коэффициент сжимаемости для каверн ниже, чем для мелких пор гранулярных коллекторов. Влияние трещин на V_p , по-видимому, мало и сравнимо с погрешностями измерений.

Тип заполнителя пор влияет на скорость V_p весьма значительно в рыхлых (мягких) породах и гораздо слабее в крепко-сцементированных породах. Замещение воды в порах нефтью или газом практически не сказывается на модуле сдвига μ породы, а плотность породы при этом снижается. Для $k_n = 30\%$ снижение равно 3 - 4% для нефтеносного пласта и 15 — 20% — для газоносного. В результате при высоких значениях $k_{\text{п}}$ скорость v_s в нефтеносных пластах на 1—2 %, а в газоносных (в случае низкого пластового давления) на 5—10% выше, чем в том же пласте, насыщенном водой.

На скорости V_p , кроме того, сказывается изменение коэффициента сжимаемости β с изменением насыщенности, причем такое влияние сильнее воздействия изменения δ и противоположно по знаку. Поэтому замена воды в порах более сжимаемой нефтью или газом приводит к уменьшению V_p . Качественно указанное влияние можно анализировать путем использования формулы (III.49). Согласно последней, влияние типа заполнителя пор зависит от отношений $\beta_{\text{тв}}/\beta_{\text{з.п}}$ и $\beta_{\text{п}}/\beta_{\text{з.п}}$. Чем ниже отношение $\beta_{\text{п}}/\beta_{\text{з.п}}$, т. е. чем крепче сцементирована порода, тем меньше влияние характера заполнителя пор на значение V_p . В рыхлых породах замещение воды в порах нефтью и газом может приводить к значительному уменьшению скорости v_p (соответственно до 10 и 25%). В крепкосцементированных породах (или в любых породах под большим эффективным давлением) характер насыщенности пор слабо влияет на значение V_p . Таким образом, изменение скорости поперечных и продольных волн при замещении воды в порах на нефть и газ противоположно

$$v_{p_{\text{в}}} \geq v_{p_{\text{н}}} \geq v_{p_{\text{г}}}; \quad v_{s_{\text{в}}} \leq v_{s_{\text{н}}} \leq v_{s_{\text{г}}}. \quad (\text{III.53})$$

Глинистость пород может вызывать существенное снижение скорости волн обоих типов. При слоистой глинистости времена прохождения волн поперек слоев складываются, и потому для интервального времени справедливо соотношение

$$\Delta T = (1 - k'_{\text{гл}}) \Delta T_{\text{п}} + k'_{\text{гл}} \Delta T_{\text{гл}},$$

где $k'_{\text{гл}}$ — объемная доля глинистых прослоев; $\Delta T_{\text{п}}$ — интервальное время для неглинистых прослоев. Если для прослоев двух типов справедливо уравнение среднего времени, то

$$\Delta T = \bar{k}_{\text{п}} \Delta T_{\text{з.п}} + (1 - \bar{k}_{\text{п}} - k'_{\text{гл}}) \Delta T_{\text{тв}} + k'_{\text{гл}} \Delta T_{\text{гл}}, \quad (\text{III.54})$$

где $k_{\text{п}}$ — средняя пористость всей пачки переслаивания,

$k_{\text{гл}}$ — объемная глинистость пачки (доля твердой фазы глин в объеме пачки),

$$\Delta T \approx (1 - k_{\text{п}} - k_{\text{гл. рас}}) \Delta T_{\text{тв}} + (k_{\text{п}} + k_{\text{гл. рас}}) \Delta T_{\text{з. п.}}$$

Формулу (III.54) считают справедливой также для контактной и слоисто-контактной глинистости. В случае рассеянной глинистости, когда глинистые частицы находятся внутри пор, глинистость не влияет на сжимаемость скелета, и поэтому целесообразно глинистую фракцию рассматривать как часть заполнителя пор. Глинистость в таком случае увеличивает плотность породы и снижает сжимаемость заполнителя пор. Эти два эффекта частично компенсируют друг друга, и скорость волн в породе мало отличается от скорости в неглинистой водонасыщенной породе с иной пористостью, равной $k_{\text{п}} + k_{\text{гл. рас}}$. В частности, уравнение среднего времени можно переписать в виде

Глубина залегания горных пород оказывается на скорости волн через эффективное давление. С ростом последнего значение v_p растет примерно по закону p^k где показатель степени k в зависимости от породы меняется от $1/6$ для рыхлых пород до $1/30$ для крепких. На рис. 116,

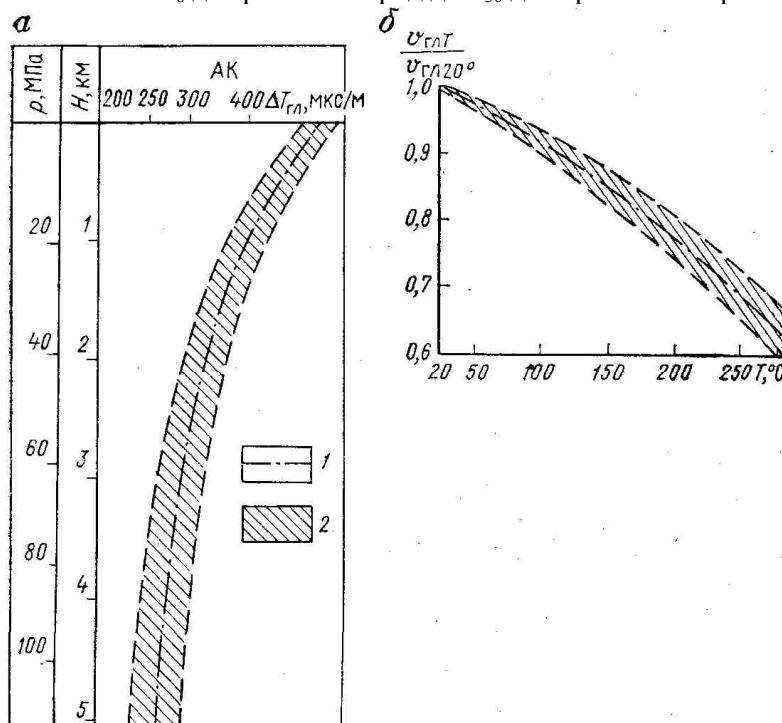


Рис. 116. Влияние на параметры $\Delta T_{\text{гл}}$ и $v_{\text{гл}}$ условий залегания пластов (по данным В. Ю. Афанасьева).

Обобщенные связи: а — между $\Delta T_{\text{гл}}$ и H , б — между отношением $V_{\text{гл}T}/V_{\text{гл}20}$ и T для образцов глин; 1 — усредненная зависимость; 2 — область наиболее вероятных значений

а приведены зависимости $\Delta T_{\text{гл}}$ от глубины залегания H . Влияние температуры на скорость волн изучено слабо. Рост температуры, как правило, приводит к небольшому снижению v_p (см. рис. 116, б), т. е. действует противоположно влиянию давления и частично компенсирует последнее. Считают, что для v_s зависимость от температуры должна быть сильнее, чем для v_p , но экспериментальных данных пока нет. Частота колебаний влияет на значения v_p и v_s сравнительно слабо (в диапазоне частот, используемых при АК, ДО 4%).

Коэффициент поглощения упругих волн горными породами

Известен ряд причин поглощения энергии упругих колебаний в реальных средах. Для однородных сред выделяют следующие виды механизма поглощения: сдвиговую вязкость (трение между элементарными объемами среды), теплопроводность и релаксационные процессы, объединяемые условным названием внутренняя вязкость.

Потери из-за сдвиговой вязкости определяются переходом части энергии волны в тепло при скольжении друг относительно друга слоев среды, имеющих различную скорость смещения.

Поглощение вследствие теплопроводности вызвано тем, что в волне наблюдается периодическое повторение температуры: в фазе сжатия температура выше, чем в фазе растяжения. Поэтому в течение полупериода волны имеет место необратимый процесс теплопередачи, стремящийся выравнять температуру. В результате упругий процесс оказывается не вполне адиабатическим и часть энергии волны переходит в тепло.

Релаксационные процессы представляют собой группу процессов, включающую возбуждение колебательных и вращательных степеней свободы молекул, химические реакции, потерю энергии за счет теплоизлучения и т. п.

Кроме того, в горных породах наблюдается рассеивание энергии на неоднородностях, что также приводит к ослаблению волны, т. е. по своим конечным результатам эквивалентно поглощению.

Поглощение упругих колебаний в горных породах является сложным процессом, изученным довольно слабо. Установлено, что коэффициент α для горных пород увеличивается с повышением частоты, однако закон этого роста по данным разных авторов различен. Согласно теории закон имеет вид $\alpha \sim f^{1/2}$. Эксперименты показывают, что зависимость коэффициента поглощения продольных волн α_p от частоты при $k_n = < 10-15\%$ — линейная, а при больших значениях k_n линейность нарушается: с увеличением f рост α_p замедляется.

Зависимость α_p от k_n имеет характер, показанный на рис. 117.

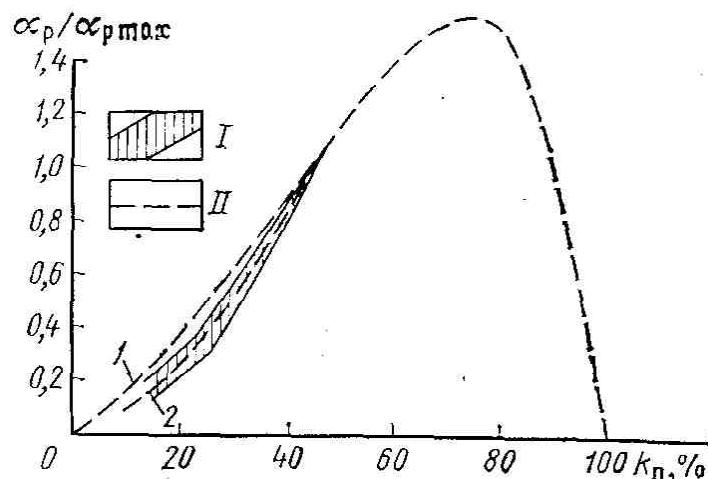


Рис. 117. Зависимость коэффициента поглощения $\alpha_p/\alpha_{p \max}$ продольных волн в сцепментированном песчанике от коэффициента пористости k_n .

I — эксперименты В. А. Гаранина; II — теоретические расчеты по формулам: 1 — Оффисера, 2 — Био

При увеличении k_n до 50—75% α_p повышается, затем начинает уменьшаться. Имеются указания, что α_p в 3—4 раза чувствительнее к изменениям пористости, чем v_p . Однако погрешность определения α_p намного больше, чем погрешность вычисления v_p . Минерализация вод влияет на α_p очень слабо. Замещение воды в порах нефтью или газом приводит к возрастанию α_p и снижению α_s (по крайней мере при больших f).

В результате коэффициенты поглощения в водо-, нефте- и газонасыщенных породах располагаются в ряд

$$\begin{aligned} \alpha_{p \text{ в. п}} &< \alpha_{p \text{ н. п}} < \alpha_{p \text{ г. п}}; \\ \alpha_{S \text{ в. п}} &> \alpha_{S \text{ н. п}} > \alpha_{S \text{ г. п}}. \end{aligned} \quad (\text{III.55})$$

Влияние характера насыщенности растет с увеличением k_n , однако, как и для скорости волн, оно снижается при повышении степени сцепментированности пород. В рыхлых отложениях насыщенность углеводородами вместо воды может увеличить значение α_p на 200-400%, а в сцепментированных породах — всего на 10-20 % и даже меньше. Высокие значения α_p в рыхлых газоносных пластах приводят к заметной дисперсии скорости (до 40 % в некоторых породах). Дисперсия в нефтеносных пластах не превышает 6-10%, в водоносных 0-3%.

Рост величины α_p с повышением k_n наряду с уменьшением при этом скорости обуславливает наличие корреляционных связей между α_p и v ; значения α_p снижаются с увеличением v_p . Однако слоистость, кавернозность и трещиноватость пород могут нарушить такие связи, сделав их очень нетесными. Особенно сильно на коэффициент α влияет трещиноватость. При этом большое значение имеет угол между направлением волн и плоскостью трещин. Поперечные волны более чувствительны к трещиноватости. С увеличением густоты трещин ослабление энергии растет почти пропорционально густоте трещин.

Глинистость повышает поглощение: при увеличении k_{cl} в пределах 0-20 % α_p и α_s возрастают больше, чем на порядок.

Влияние температуры на поглощение волн экспериментально не изучалось. Из теоретических соображений предполагается некоторое возрастание поглощения с повышением температуры.

Обычно $\alpha_s > \alpha_p$. Для основных типов пород отношение $\alpha_s/\alpha_p \approx 1,4-1,8$.

Глава XV АППАРАТУРА, МЕТОДИКА И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

§ 58. Аппаратура для акустических исследований в скважинах

Аппаратура акустических методов исследования скважин содержит устройства, необходимые для генерации упругих колебаний, их приема в точке наблюдения, передачи на поверхность, обработки и отображения информации в удобном для дальнейшего использования виде. Ниже рассматриваются лишь элементы акустической аппаратуры, общие для всех типов или для большинства из них, а также блок-схема приборов метода головных волн, получившего в настоящее время наибольшее применение.

Излучатели и приемники, упругих волн

Излучатели преобразуют электрическую (обычно) энергию в энергию механических колебаний, а приемники — энергию упругих колебаний в электрическую. Поэтому часто эти типы преобразователей объединяют под названием электроакустических (ультразвуковых) преобразователей. В скважинной аппаратуре используют в основном магнитострикционные излучатели, иногда пьезоэлектрические. В качестве приемников колебаний применяют в основном пьезоэлектрические, реже менее чувствительные магнитострикционные.

Основными характеристиками электроакустических преобразователей являются чувствительность, коэффициент полезного действия (к. п. д.), диаграмма направленности и импеданс.

Чувствительностью называют отношение приращения напряженности магнитного поля (в магнитострикционных преобразователях) либо электрического поля (в пьезоэлектрических преобразователях), или чаще э. д. с. на выходе преобразователя к звуковому давлению. Для приемников, используемых в скважинной аппаратуре, чувствительность составляет $n \cdot 10^{-5}$ В/Па.

Коэффициент полезного действия преобразователя равен отношению акустической мощности, отдаваемой излучателем, к электрической мощности, которая им потребляется. Для магнитострикционных и пьезокерамических преобразователей к. п. д. при работе в непрерывном режиме на резонансной частоте составляет обычно 40—70 %.

Диаграммой направленности называют график зависимости амплитуды волны от ее направления. Диаграмма направленности цилиндрических излучателей зависит от отношения диаметра d и высоты l к длине волны в окружающей среде.

Магнитострикцией называют изменение формы и размеров тела при намагничивании. Магнитострикция достигает значительных величин лишь в ферро- и ферримагнетиках (железо, никель, кобальт, сплавы Ni, с железом—инвар, пермалloy, железа с кобальтом—пермендюр, железа с алюминием—альфер, а также ферриты и др.).

Магнитострикция обратима, т. е. при удлинении или сокращении магнитострикционного материала происходит изменение его намагниченности, и в катушке, намотанной на такой стержень, возникает э.д.с. Связь между относительным удлинением и напряженностью H магнитного поля нелинейна, наблюдается насыщение при больших значениях H . *Предельная величина относительного удлинения* δ_s -магнитострикция насыщения - является важной характеристикой магнитострикционного материала.

Свойства некоторых магнитострикционных материалов, используемых в скважинной аппаратуре, приведены в табл. 17. Ферриты, несмотря на высокий магнитострикционный эффект и устойчивость к коррозии, используются в скважинной аппаратуре редко из-за недостаточной механической прочности и большой добротности, ухудшающей разрешенность волновых картин АК(см. ниже)

ТАБЛИЦА 17.
Свойства некоторых магнитострикционных материалов

Магнитострикционный материал	δ , г/см ³	$\delta_s \cdot 10^{-5}$	v_p , м/с	T_k , °C
Феррит Ф-21	5,2	-26	5,79	590
Никель	8,85	-(30-40)	4,68	360
Пермендюр К49Ф2	8,2	70	5,18	980
Альфер Ю-14	6,7	40	4,78	500

Эффект магнитострикции зависит от температуры. С повышением температуры он убывает сначала очень медленно, а начиная с точки Кюри, — очень резко. Преобразователи в скважинной аппаратуре делают разных форм (рис. 118, а-б).

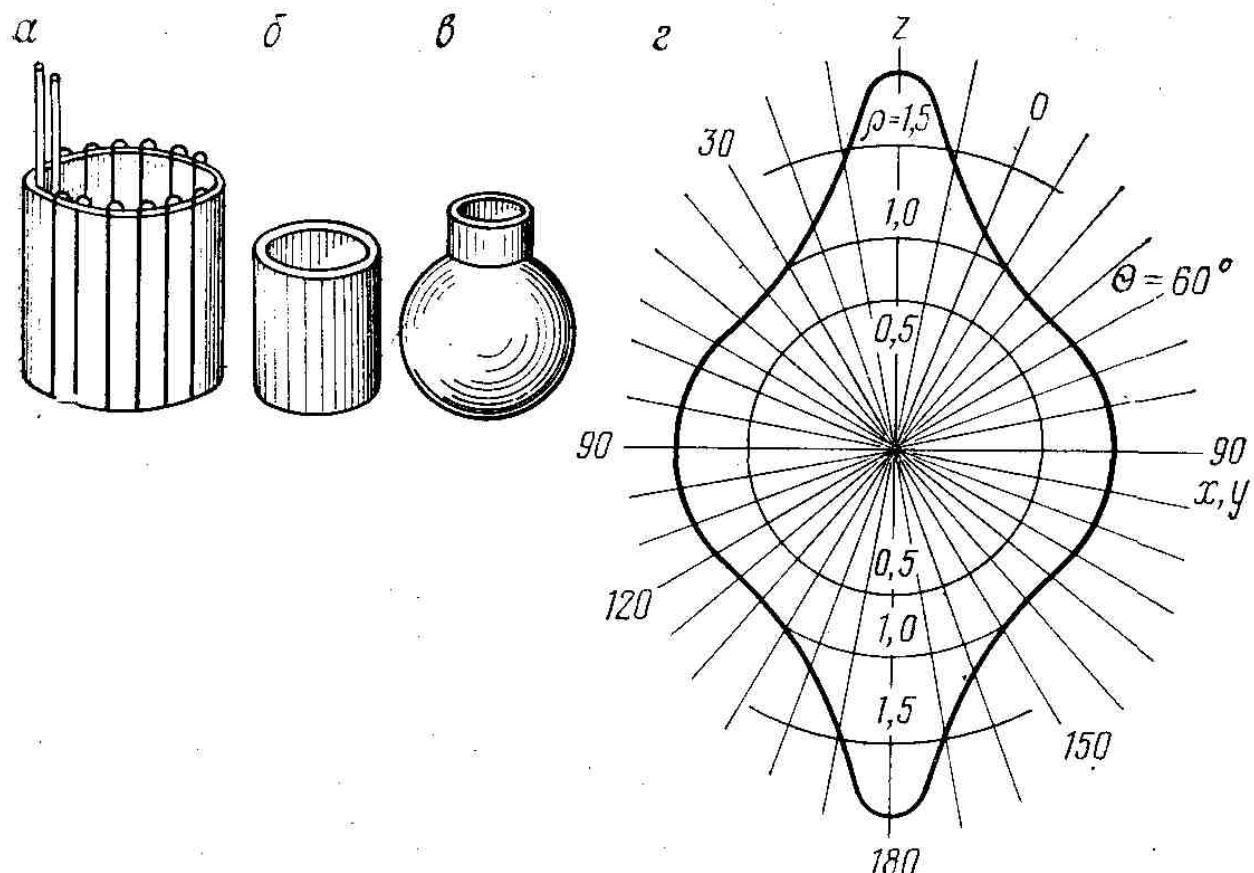


Рис. 118. Электроакустические преобразователи, применяемые в акустическом каротаже.

α — витой магнитострикционный излучатель; б, β — соответственно цилиндрический и сферический пьезоэлектрические приемники; г — диаграммы направленности цилиндрического излучателя; ρ, θ — полярные координаты

Магнитострикционные излучатели обычно имеют форму цилиндров, соосных с кожухом скважинного снаряда и имеющих диаметр, близкий к диаметру последнего (рис. 118, а). Чтобы снизить потери на токи Фуко, их часто делают из тонких (0,1—0,3 мм) листоев. Для уменьшения потерь листы подвергают обжигу.

На рис. 118, г приводится диаграмма направленности, цилиндрического излучателя в воде ($d=13$ см, $l=5$ см, $f=14,5$ кГц, т. е. $d/\lambda_e=1,2$; $l/\lambda_e=0,48$). Качественно такой вид имеют диаграммы направленности цилиндрических преобразователей, используемых в скважинной аппаратуре. Хотя мощность, излучаемая вдоль оси цилиндра, больше, чем в перпендикулярном направлении, но телесный угол в первом направлении гораздо меньше и основная энергия излучается во втором направлении. Указанное относится и к чувствительности цилиндрических приемников.

Основная собственная (резонансная) частота колебаний цилиндрического (кольцевого) излучателя, показанного на рис. 118, а, при отношении его толщины к диаметру не менее 0,1:

$$f_0 = \frac{v}{\pi d} = \frac{1}{\pi d} \sqrt{\frac{E}{\delta}},$$

где v — скорость распространения звука в материале цилиндра; d — средний диаметр цилиндра (кольца) излучателя; δ , E — соответственно плотность и модуль Юнга материала цилиндра.

Частота собственных колебаний f_0 такова, что на длине средней окружности (диаметра d) укладывается одна длина волны собственных колебаний. Для акустических исследований, как

правило, желателен широкополосный излучатель, т. е. испускающий короткий (два-три полупериода) и мощный импульс.

Амплитуда колебаний скважинных магнитострикционных вибраторов составляет не более 5—10 мкм, диапазон рабочих частот равен 5—60 кГц. Возбуждение волн с большей частотой связано со значительными потерями на вихревые токи, а для возбуждения частот ниже 3—5 кГц необходимы слишком большие размеры излучателя.

Преимуществами магнитострикционных излучателей являются: простота, высокая прочность, дешевизна, возможность получения большой удельной мощности. Недостаток — ограниченный верхний предел частотного диапазона. Излучатели в скважинной аппаратуре возбуждают подачей на обмотку импульса тока (импульсное или ударное возбуждение). После подачи импульса он начинает колебаться с собственной частотой, определяемой приведенной выше формулой. На рис. 119.

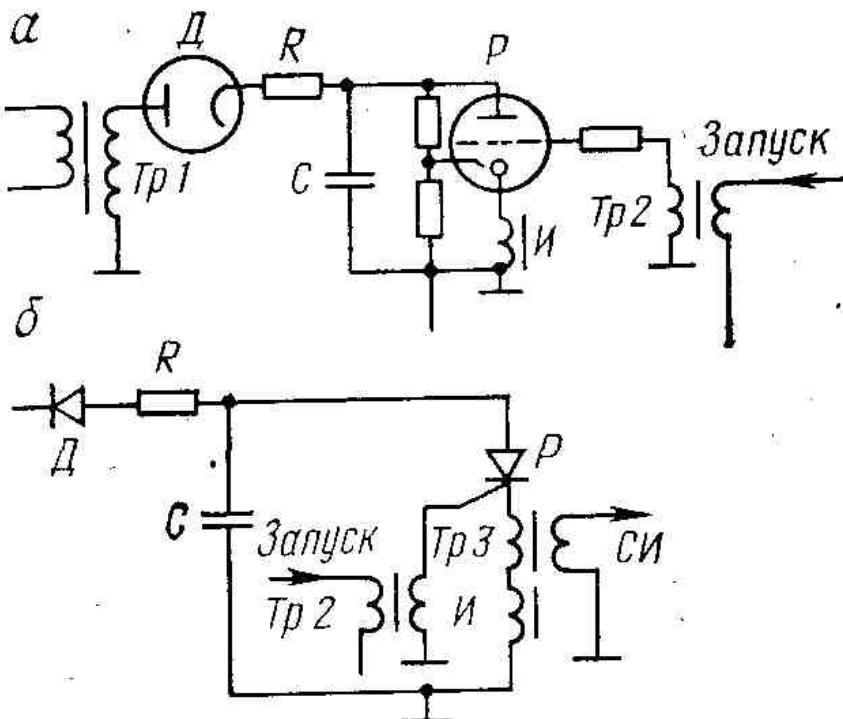


Рис. 119. Различные схемы импульсного генератора

Показаны типичные схемы импульсного генератора для возбуждения магнитострикционного излучателя. Энергия накапливается в емкости C (0,2—2 мкФ), периодически заряжаемой через трансформатор $Tr1$, диод-выпрямитель D и сопротивление R . В момент подачи импульса через трансформатор $Tr2$ происходит зажигание разрядника P , конденсатор C разряжается через обмотку излучателя I . Трансформатор $Tr3$ служит для получения синхроимпульса SI , отмечающего начало отсчета времени прохождения волны в среде и управляющего работой регистрирующей части аппаратуры АК.

Если некоторые кристаллы подвергать сжатию или растяжению, на их гранях появляются электрические заряды. Подобное явление называют *пьезоэлектрическим эффектом*. Он обратим: под влиянием электрического поля такие кристаллы деформируются, возбуждая в окружающей среде ультразвуковые, волны. Пьезоэлектрические свойства ярко выражены у кристаллов кварца, сегнетовой соли ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$), турмалина и титаната бария ($BaTiO_3$). В скважинной аппаратуре используют в основном пьезоэлементы из керамики титаната бария, цирконата—титаната свинца $Pb(Zr_{0,55}Ti_{0,45})O_3$ и ниобата бария-свинца ($Ba_{0,4}Pb_{0,6}Nb_2O_6$).

Пьезокерамические излучатели в скважинной аппаратуре применяют редко. Их недостатками являются, в частности, сложность электрической изоляции от окружающей жидкости и малая механическая прочность, вызывающая необходимость защиты жесткой оболочкой. Это приводит к снижению к. п. д. и искажениям акустических волн излучателя. Пьезоэлектрические элементы из керамики широко используют в скважинной аппаратуре в качестве приемников упругих колебаний. Пьезоприемники чаще всего имеют вид полых цилиндров, дисков или сфер, на внешней и внутренней поверхностях которых нанесены электроды (см. рис. 118, б, в).

Акустические изоляторы

При акустическом каротаже требуется защита приемников от прямых упругих колебаний (помех), проходящих от излучателя по корпусу прибора, либо по корпусу и горной породе. Для этого между излучателем и приемником волн размещают акустические изоляторы, обладающие высоким коэффициентом затухания в полосе частот волн-помех и (или) большим временем задержки, которые обеспечивают их приход к приемнику позже полезных волн, регистрируемых в используемой модификации акустического метода.

На рис. 120 показаны следующие типы акустических изоляторов для скважинной аппаратуры:

- 1) коса из шланга-кабеля, размещенного между излучателем и приемником (см. рис. 120, а);

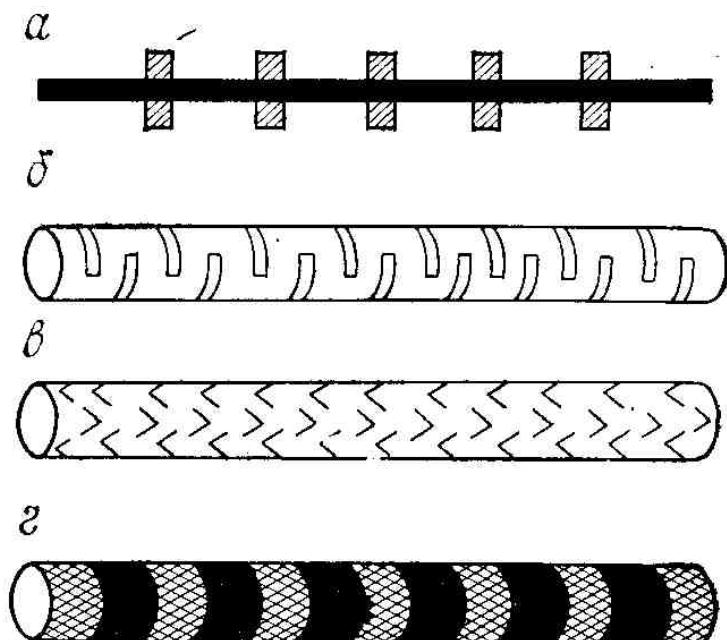


Рис. 120. Различные типы акустических изоляторов

- 2) трубы с системой вырезов, расположенных перпендикулярно (см. рис. 120, б) или под углом (см. рис. 120, в) к ее образующим;

- 3) последовательность элементов, изготовленных попеременно из металла и резины (см. рис. 120, г).

В большинстве серийных приборов, используемых в СССР, применены акустические изоляторы последнего типа.

Обобщенная блок-схема аппаратуры для акустических исследований в скважинах

Несмотря на некоторые индивидуальные особенности, блок-схемы Наиболее распространенных приборов для метода головных волн содержат много общего. Наиболее типичные черты таких приборов отражены на обобщенной блок-схеме, представленной на рис. 121, а.

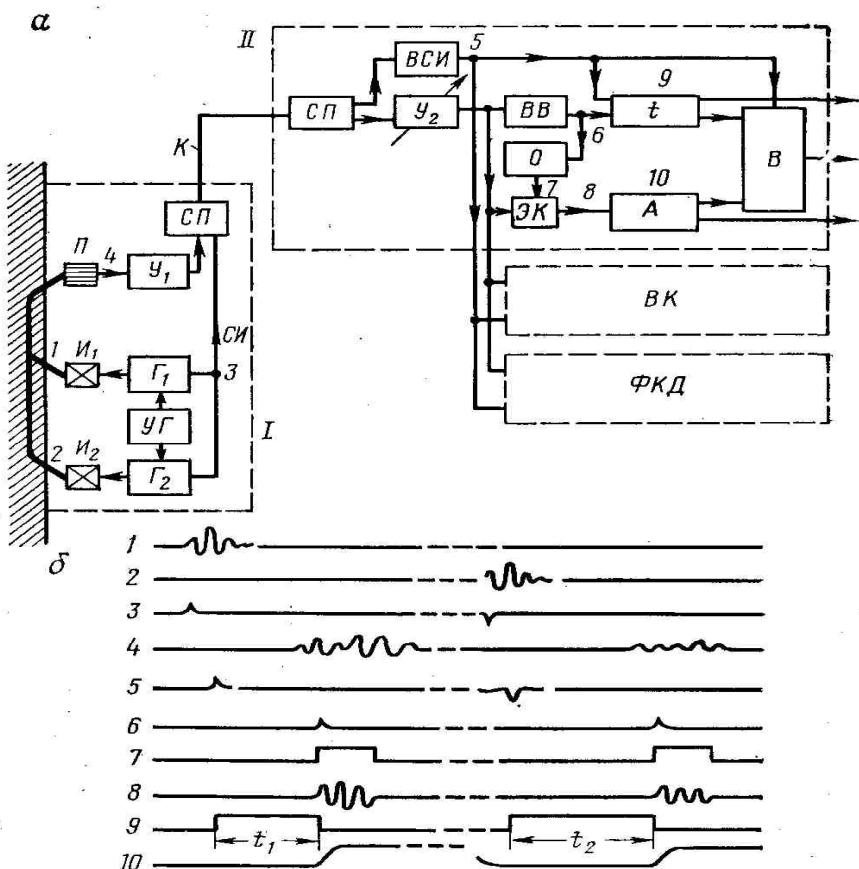


Рис. 121. Обобщенная блок-схема комплекта аппаратуры АК (а) и сигналы в ней (б) (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову).

СИ — синхроимпульс; **СП** — схема присоединения к кабелю; **ВСИ** — блок выделения синхроимпульсов; **ВВ** — блок выделения вступлений; **t** — блок измерения времени; **A** — измеритель амплитуды; **Θ** — вычислитель; **О** — временное окно; **ВК** — блок фотографирования волновых картин; **ФКД** — блок регистрации фазокорреляционных диаграмм

Любая акустическая скважинная аппаратура содержит глубинный прибор (зонд) I и наземную аппаратуру II, соединяемые каротажным кабелем K. Глубинный прибор предназначен для излучения и приема упругих колебаний, усиления сигнала приемника и подачи его в линию связи (каротажный кабель). Он содержит один или несколько излучателей И, импульсные генераторы Г,рабатывающие электрические импульсы, подача которых на обмотки (или обкладки) излучателей вызывает возбуждение последних и излучение упругих колебаний, один или несколько приемников П и соответствующее число усилителей сигналов У. Излучатели и приемники разделены акустическими изоляторами АИ. Кроме того, глубинный прибор может содержать схему управления срабатыванием генераторов УГ (иногда управляющие импульсы подаются по кабелю из наземного блока), блоки питания БП, схему присоединения к кабелю и другие блоки.

Основные конструкционные особенности глубинных приборов можно проследить на примере зонда аппаратуры СПАК-2 (рис. 122).

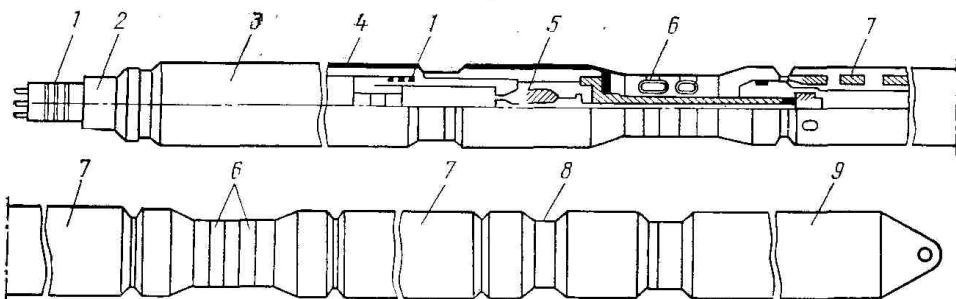


Рис. 122. Конструкция зонда СПАК-2М.

1 — уплотнительные кольца; 2 — кабельная головка; 3 — контейнер блока питания излучателей; 4 — резиновое покрытие; 5 — свечи для вывода проводов к излучателям; 6 — излучатели; 7 — акустические изоляторы; 8 — приемник; 9 — контейнер усилителя

Работа аппаратуры осуществляется циклами: излучение-прием сигнала-излучение и т. д. В приборах с двумя излучателями этот цикл выглядит следующим образом: работа первого излучателя - прием - работа второго излучателя - прием и т. д. Управляющие сигналы, которые запускают излучатели, вырабатываются обычно синхронно с частотой сети или с частотой, полученной путем деления частоты сети. Чаще всего циклы повторяются 25 или 12,5 раз в 1 с, т. е. каждый из излучателей срабатывает с частотой 25 или 12,5 Гц. В случае использования трехэлементных зондов с двумя излучателями и одним приемником схема аппаратуры получается проще, чем при применении зондов с одним излучателем и двумя приемниками. Поэтому в современной аппаратуре в основном применяют зонды с двумя излучателями.

Структура наземной части аппаратуры в различных типах аппаратуры АК может существенно различаться. Однако в большинстве из них имеются схема присоединения к кабелю СП (см. рис. 122, а), блок выделения синхроимпульсов ВСИ, усилитель У, блоки выделения вступлений ВВ, определения времени t и амплитуды волн A . Для вычисления интервального времени ΔT по значениям t_1 и t_2 и коэффициента затухания α (или отношения A_1/A_2) по значениям A_1 и A_2 имеется вычислитель В.

Вырабатываемые этими блоками токи (напряжения), пропорциональные t_b , A_b , A_1/A_2 , регистрируются осциллографами или самопишущими потенциометрами каротажных станций. Некоторые типы аппаратуры имеют блоки регистрации фазокорреляционных диаграмм ФКД и (или) блоки фотографирования волновых картин ВК. Такие приборы сложнее и часто их делают в виде особых станций акустического каротажа. Наземную часть аппаратуры без блока ФКД выполняют в виде панелей, размещаемых в блоке сменных панелей обычных каротажных станций. Основные моменты работы аппаратуры АК можно проиллюстрировать временными диаграммами (эпюрами), приведенными для случая трехэлементного зонда с двумя излучателями на рис. 121, б. Излучатели I_1 и I_2 (см. рис. 121, а) попаременно излучают акустические импульсы, показанные на эпюрах 1 и 2; моменты их срабатывания определяются схемой управления генераторами УГ. Одновременно с подачей импульсов в обмотку излучателей, т. е. к началу срабатывания последних, генератор через схему присоединения СП и кабель К посылает на поверхность синхроимпульс СИ. Синхроимпульсы двух каналов отличаются друг от друга, например, полярностью, как показано на эпюре 3. На эпюре 4 изображены электрические сигналы, вырабатываемые приемником упругих колебаний: первый сигнал соответствует приходу волны от ближнего излучателя, второй — от дальнего. Эти сигналы усиливаются усилителем У₁ и через схему присоединения СП к кабелю передаются на поверхность.

Таким образом, по кабелю передается сумма сигналов 3 и 4. При прохождении через кабель происходит их задержка (5 мкс на 1 км кабеля). В наземной аппаратуре этот суммарный сигнал после схемы присоединения к кабелю СП попадает в усилитель У₂ и параллельно в блок выделения синхроимпульсов ВСИ. В момент поступления синхроимпульса в блок ВСИ на выходе последнего вырабатываются нормализованные импульсы соответствующей полярности, иначе говоря, блок ВСИ пропускает лишь синхроимпульсы, предварительно нормализовав их по форме и амплитуде (эпюра 5). Эти импульсы подаются на вход блока измерения времени и служат началом отсчета при определении времени прихода сигналов приемника. От них же срабатывают и блоки волновых картин ВК и фазокорреляционных диаграмм ФКД.

Усиленные усилителем U_2 сигналы приемников подаются на блок выделения вступлений BB . Последний вырабатывает нормализованные импульсы b в момент достижения сигналом некоторого порогового значения. Такой порог вводится для того, чтобы вычислитель времени B не мог работать от небольших шумовых сигналов, вызванных различными помехами (например, трением прибора о стенку скважины, его вибрациями и т. п.). Импульсы b , отмечающие моменты поступления сигналов, запускают блок временного окна O и одновременно подаются на второй вход блока измерения времени t .

Измеритель времени в простейшем случае представляет собой триггер. На его выходе образуются прямоугольные импульсы 9, начинающиеся в моменты прихода синхроимпульсов 5 и заканчивающиеся при поступлении на вход сигналов первых вступлений 6. Таким образом, длительности импульсов равны временам прохождения волн от излучателей до приемника. Коммутирующее устройство (на рис. 122 не показано), управляемое синхроимпульсами, подает импульсы с выхода измерителя попаременно на две интегрирующие ячейки двух каналов. Поскольку здесь амплитуда и частота импульсов постоянны, ток на выходе интегрирующей ячейки пропорционален длительности импульсов, т. е. времени t_i прохождения волны от соответствующего излучателя. Напряжения с выходов интегрирующих ячеек подаются на регистрирующие устройства, например фотoreгистратор каротажной станции, и фиксируются в виде графиков зависимости t_i от глубины. Одновременно эти напряжения подаются на входы вычислителя B . Последний вырабатывает напряжение, пропорциональное интервальному времени ΔT и подает его на третий канал регистрирующего устройства.

Сигналы с выхода усилителя U_2 подаются также на вход измерителя амплитуд A , но не непосредственно, а через электронный ключ, управляемый блоком временного окна O . Последний пропускает сигнал в измеритель амплитуд лишь в течение заданного времени (три-четыре периода колебаний) после начала сигнала (см. эпюры 7 и 8). Блок измерения амплитуд определяет максимальное или (иногда) среднее значение амплитуд L колебаний за три-четыре периода. Значения этой величины для двух каналов регистрируются самопищущим устройством, а также подаются в вычислитель B для вычисления отношения A_1/A_2 или коэффициента затухания α .

Блоки волновых картин *BK*, имеющиеся в некоторых типах аппаратуры, позволяют выборочно или периодически (с заданным шагом по глубине) фотографировать с экрана электронно-лучевой трубы развертку полной волновой картины. Обычно фотографируют одновременно волновую картину обоих каналов. На этих фотографиях фиксируются график зависимости смещений в волне от времени, отметка момента срабатывания излучателя, а также марки времени.

Блок фазокорреляционных диаграмм $\Phi\text{КД}$ осуществляет непрерывную запись волновых картин следующим образом (рис. 122). Луч электронно-лучевой трубы ЭЛТ разворачивается пилообразным напряжением (эпюром 2), подаваемым на горизонтальную систему отклонения ЭЛТ генератором развертки $ГР$, начиная с момента поступления в него синхроимпульса $СИ$ (эпюром 1). Сигналы 3 от приемника упругих колебаний подаются на пороговую схему Π , выделяющую лишь положительные полуволны сигналов, либо, как на рис. 123, *a*, вырабатывающую импульсы в момент изменения знака сигнала в заданном направлении, т. е. один раз за видимый период.

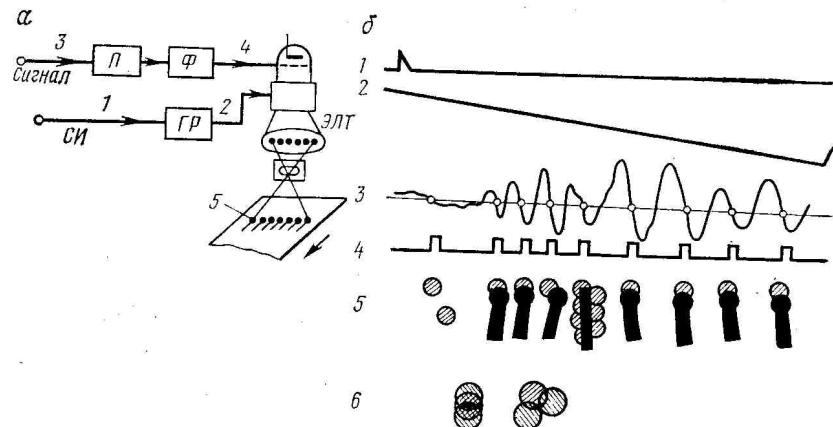


Рис. 123. Блок-схема записи фазокорреляционной диаграммы (а) и сигналы

Эти импульсы (в первом случае непосредственно, а во втором после их формирования в формирователе Φ , эпюру 4) подаются на модулятор яркости ЭЛТ. Таким образом, при поступлении

сигнала от приемника на экране ЭЛТ высвечивается ряд точек, расположенных от соседних точек на расстояниях, пропорциональных видимому периоду, а от точки, отвечающей началу развертки (поступлению синхроимпульса), на расстоянии, пропорциональном времени прихода соответствующей фазы.

Экран ЭЛТ проецируется на фотоленту, движущуюся синхронно с движением прибора в скважине; проекции светящихся точек создают изображения в виде диаграмм фазовых линий (эпюров). В результате получают диаграммы в виде, показанном на рис. 123. Для трехэлементных зондов на одной ленте регистрируют ФКД обоих каналов.

Фазокорреляционная диаграмма является весьма информативной формой регистрации волновых сигналов. На ней видны времена прихода и видимые периоды волн, а при подаче на модулятор сигналов без формирователя также (качественно) амплитуда колебаний. По видимому периоду и амплитуде можно выделять различные типы волн. В случае небольшой скорости регистрации диаграмм происходит накопление сигнала: точки, соответствующие фазам полезных волн от двух последовательных срабатываний излучателя, проецируются на ленте почти в одной точке (см. рис. 123, б, левые точки на эпюре), усиливая запись. В то же время форма сигналов-помех не остается постоянной во времени, и лучи от ЭЛТ, соответствующие их фазам, проецируются в разные точки диаграммы (см. рис. 122, б, правая часть эпюра б). В результате помехи не создают ярких фазовых линий, а приводят лишь к некоторой рассеянной засветке фотоленты.

Недостатком регистрации ФКД кроме сложности аппаратуры, которую зачастую приходится оформлять в виде отдельных станций АК, является относительно низкая точность отсчета времени и определения амплитуд. Поэтому на станциях с регистрацией ФКД дополнительно размещают блоки измерения времени, а иногда и амплитуд, регистрирующие t_1 , t_2 и ΔT , A_1 , A_2 и α с помощью стандартных каротажных регистрирующих устройств.

§ 59. Методика акустических исследований в скважинах

Акустические исследования проводят в скважинах, заполненных жидкостью. Для акустического контакта излучателей и приемников с окружающей средой необходимо наличие жидкости. В скважине разгазирование промывочной жидкости ухудшает контакт, приводит к сильному затуханию волн. Высокий коэффициент затухания волн в некоторых породах также может привести к сильному затуханию волн, уменьшению амплитуды первых вступлений ниже порога срабатывания электронной схемы и регистрации вместо них последующих фаз упругой волны. Это явление, называемое *проскальзыванием цикла*, в первую очередь наблюдается на большом зонде.

Методика АК, включая выбор переменных параметров аппаратуры, должна быть такой, чтобы обеспечить минимальное искажение акустического сигнала, поступающего к приемнику, или искажение, которое при сохранении полезной информации подавляло бы различные помехи.

Оптимизацию режимов измерений рассмотрим в основном применительно к наиболее распространенному методу головных волн.

Выбор зонда.

Амплитуда и время прихода волн от излучателя к приемнику зависят кроме свойств пласта от диаметра скважины и свойств промывочной жидкости. Если оси прибора и скважины параллельны, влияние скважины (при постоянном ее сечении) можно исключить, применяя трехэлементный зонд. Разность времен прихода волн к двум приемникам, расположенным на расстояниях l_1 и l_2 от излучателя,

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{l_2 - l_1}{v_1} = \frac{s}{v_1}; \quad (\text{III.56})$$

где $s = l_2 - l_1$ - база зонда. Таким образом, она зависит только от базы зонда и скорости волны в породе. Ослабление волн на участках $ИП_1$ и $ИП_2$ Для двухэлементных зондов $ИП_1$ и $ИП_2$ одинаково, потому отношение амплитуд двух сигналов свободно от влияния скважины и определяется лишь затуханием на пути s

$$A_1/A_2 = e^{-\alpha s}. \quad (\text{III.56a})$$

Результаты измерений трехэлементным зондом не искажены влиянием скважины лишь при постоянстве сечения скважины и параллельности осей зонда и скважины. Влияние перекоса прибора можно исключить, используя четырехэлементный зонд, представляющий собой сочетание двух

трехэлементных зондов $I_1P_1P_2$ и $I_2P_2P_1$ (см. рис. 105, в). Приемники регистрируют попеременно волны от излучателей I и Яз. Определяемые при этом разности времен (рис. 124)

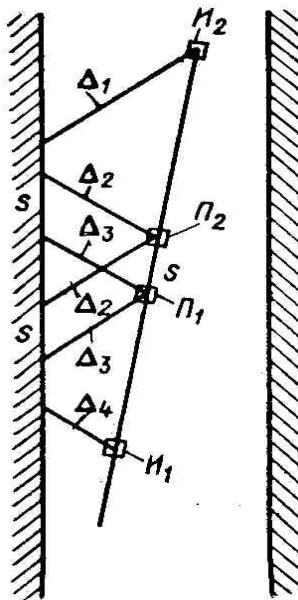


Рис. 124. Схема, поясняющая расчет значений среднего интервального времени для четырехэлементного зонда.

Д; — путь волны между элементом и стенкой скважины

Здесь v_0 , v_1 — скорость волны соответственно в скважине и породе. Если регистрировать среднюю величину

$$\Delta t_1 = \frac{\Delta_2 - \Delta_3}{v_0} + \frac{s}{v_1};$$

$$\Delta t_2 = \frac{\Delta_3 - \Delta_2}{v_0} + \frac{s}{v_1}.$$

то для идеально однородного пласта можно полностью избавиться от влияния скважины.

$$\Delta t = \frac{1}{2} (\Delta t_1 + \Delta t_2) = \frac{s}{v_1},$$

Выбор длины зонда и его базы определяется следующими соображениями. Выделение преломленных волн упрощается, если они поступают к приемнику первыми, обгоняя прямую гидроволну. Для этого длина зонда должна быть не менее величины, определяемой формулой (III.43), плюс два-три значения длины волны в породе, т. е

$$l > 2\Delta \sqrt{\frac{v_1 + v_2}{v_1 - v_0}} + 2\lambda_B. \quad (\text{III.43a})$$

Это условие для скважин типичных диаметров (200—300мм) и разрезов с не слишком низкой (>3 км/с) скоростью выполняется при $l > 0,4—0,8$ м. Если в прискважинной зоне имеется область пониженной скорости волн, длина зонда должна быть больше.

Длина базы с большинства отечественных приборов принята равной 0,5 м. При большей ее величине ухудшается вертикальное разрешение, т. е. увеличивается протяженность переходных процессов на границе пластов. В случае малой базы становятся небольшими величины Δt и $\lg A_1/A_2$, а это приводит к снижению точности определения интервального времени и коэффициента затухания.

Таким образом, по ряду причин желательно увеличение длины зонда. Однако для сохранения амплитуды сигнала, приходящего к приемнику, при этом необходимо повышать мощность излучателя, что представляет непростую задачу.

Выбор частоты и формы импульса излучения

Импульсная схема измерений, используемая при АК, требует, чтобы длительность импульса была достаточно короткой. Иначе, в частности, происходит наложение хвоста одной группы воли на вступление следующей группы, что затрудняет выделение отдельных типов волн.

Выбор преобладающей частоты колебаний излучателей зависит от решаемой задачи и частично от технических возможностей. Высокие частоты позволяют повысить разрешающую способность метода, увеличить точность отсчета времени (за счет роста крутизны фронта при данной амплитуде). Снижение частоты до 5—10 кГц повышает глубинность метода, снижает влияние скважины и поглощение волн.

Учитывая указанное выше, при исследовании необсаженных скважин и изучении качества цементирования в настоящее время используют относительно высокочастотные (25 кГц) излучатели, а в обсаженных скважинах — более низкие частоты,

Выбор фильтрации и способа регистрации данных АК

Выбор фильтрации определяется соотношением частоты полезных волн и волн-помех. В случае регистрации полной волновой картины на магнитную ленту или иной носитель фильтрацию принципиально можно проводить и потом в процессе обработки материала.

Выбор способа регистрации акустической информации зависит от используемой модификации АК, решаемой задачи, а также от упругих свойств и геометрии среды. Регистрация непрерывных диаграмм изменения с глубиной параметров t_i , ΔT , A_i , $lg(A_1/A_2)$ определенных в процессе измерений вычислительным устройством наземной аппаратуры АК, повышает оперативность обработки информации. Однако это наименее доминантный вид записи: могут наблюдаться ложные срабатывания прибора, занижение значений t_i и искажение амплитуд A_i . Возможно проскальзывание циклов.

Фотография волновой картины с экрана ЭЛТ содержит всю информацию о волновой картине, но недостатком этого способа регистрации является дискретность информации по глубине и трудоемкость обработки фотографий, проводимой обычно вручную. Регистрация тех же картин на магнитной ленте облегчает привлечение для обработки ЭВМ.

Регистрация ФКД является весьма информативным и помехоустойчивым видом регистрации. Здесь волновая картина регистрируется непрерывно по глубине и содержит сведения о всех видах волн. Однако точность определения параметров на порядок ниже, чем в других способах.

Для контроля качества измерений проводят повторную регистрацию диаграмм в расчененной части разреза протяженностью 100—150 м, а также в интервале не менее 30 м против незацементированной обсадной колонны. Если такого участка в скважине нет, выполняют измерения в эталонном обрезке обсадной колонны диаметром 194 мм. Разработаны эталонирующие устройства, в которых звукопроводом с известным значением ΔT служит мерная лента.

Фазокорреляционные диаграммы регистрируют несколько раз при двух-трех масштабах временной развертки и двух-трех значениях коэффициента усиления. Ленты с мелким масштабом времени позволяют увидеть всю волновую картину, а с крупным масштабом — повышают точность отсчета времени на начальном участке волновой картины. Использование различных коэффициентов усиления улучшает дифференциацию волн по амплитуде. На лентах с низким коэффициентом усиления лучше дифференцирована область больших амплитуд, при значительном коэффициенте усиления — область малых амплитуд.

§ 60. Обработка результатов акустических исследований скважин

Выделение основных типов волн

Выделение основных типов волн осуществляется на волновых картинах и ФКД с учетом *кинематических* (время поступления, кажущаяся скорость) и *динамических* (амплитуда, видимый период) характеристик. В необсаженной скважине при правильном выборе длины зонда, мощности излучателя и коэффициента усиления первой приходит волна $P_0P_1P_0$ и ее выделение трудностей не представляет. Вступление волны $P_0S_1P_0$ (если $v_0 < v_{S1}$) следует искать в интервале времени, в 1,7—2,2 раза большем времени вступления волны $P_0P_1P_0$. В разрезе с высокой скоростью ($v_p > 4$ км/с) волна $P_0S_1P_0$ характеризуется также значительно большей (в 5—10 раз) амплитудой, чем волна $P_0P_1P_0$ (см. рис. 108, а), а видимый период волны $P_0S_1P_0$ в 1,2—1,5 раза больше, чем волны $P_0P_1P_0$. В разрезе с

низкой скоростью амплитуда волны $P_0S_1P_0$ снижается, а в трещинных породах становится еще меньше (вплоть до полного исчезновения).

На ФКД имеется дополнительный признак поперечных волн: разность времен прихода поперечных волн для двух пластов с различными свойствами выше, чем для продольных волн с большей скоростью, и поэтому скачок фазовых линий на границе пластов у поперечных волн, имеющих меньшую скорость, более крутой по сравнению с продольными волнами (см. рис. 124).

Волна Рэлея имеет скорость всего на 10 % ниже, чем у поперечных волн, поэтому она обычно слиивается с волной $P_0S_1P_0$. Волна по промывочной жидкости представляет собой многофазное колебание. Она особенно четко выделяется на ФКД прямолинейными фазовыми линиями, параллельными осям глубин. Фазовые линии волн, отраженных от границ пластов и трещин, секут на ФКД линии других волн.

В обсаженной скважине волновая картина, как указывалось в § 56, зависит от характера контакта на границах цемента с колонной и горной породой. При жестких контактах на обеих границах волна по колонне практически незаметна и принципы выделения волн других типов такие же, как и в необсаженной скважине. Если контакты скользящие, выделяется четкая волна по колонне, соответствующая скорости 5,2—5,6 км/с. На муфтовых соединениях интервальное время поступления волн увеличивается на 3—5 мкс/м. На ФКД четко прослеживаются пять—десять фазовых линий волны по колонне, параллельных осям глубин.

Примеры волновых картин в обсаженных скважинах при использовании низких частот с выделением основных типов волн приведены на рис. 125. На нем видно, что разные случаи сцепления цемента различаются не только по амплитудам, но и по частоте волн по колонне.

Определение границ пластов на аналоговых кривых АК

Точку записи у двухэлементного зонда относят к середине между излучателем и приемником, а у трехэлементного — к середине между одноименными элементами.

Рассмотрим форму кривых для трехэлементного зонда. Для двухэлементного зонда рассуждения будут аналогичны. Пласт считают мощным, если его мощность h больше или равна длине базы s , тонким — при обратном соотношении ($h < s$). Когда оба одноименных элемента зонда находятся во вмещающей среде (или в пласте), измеряемое время равно соответственно $s/v_{e,m}$ и $s/v_{n,l}$, т. е. интервальное время соответственно ΔT_{vm} и ΔT_{pl} . Если граница пластов находится внутри базы, то интервальное время¹

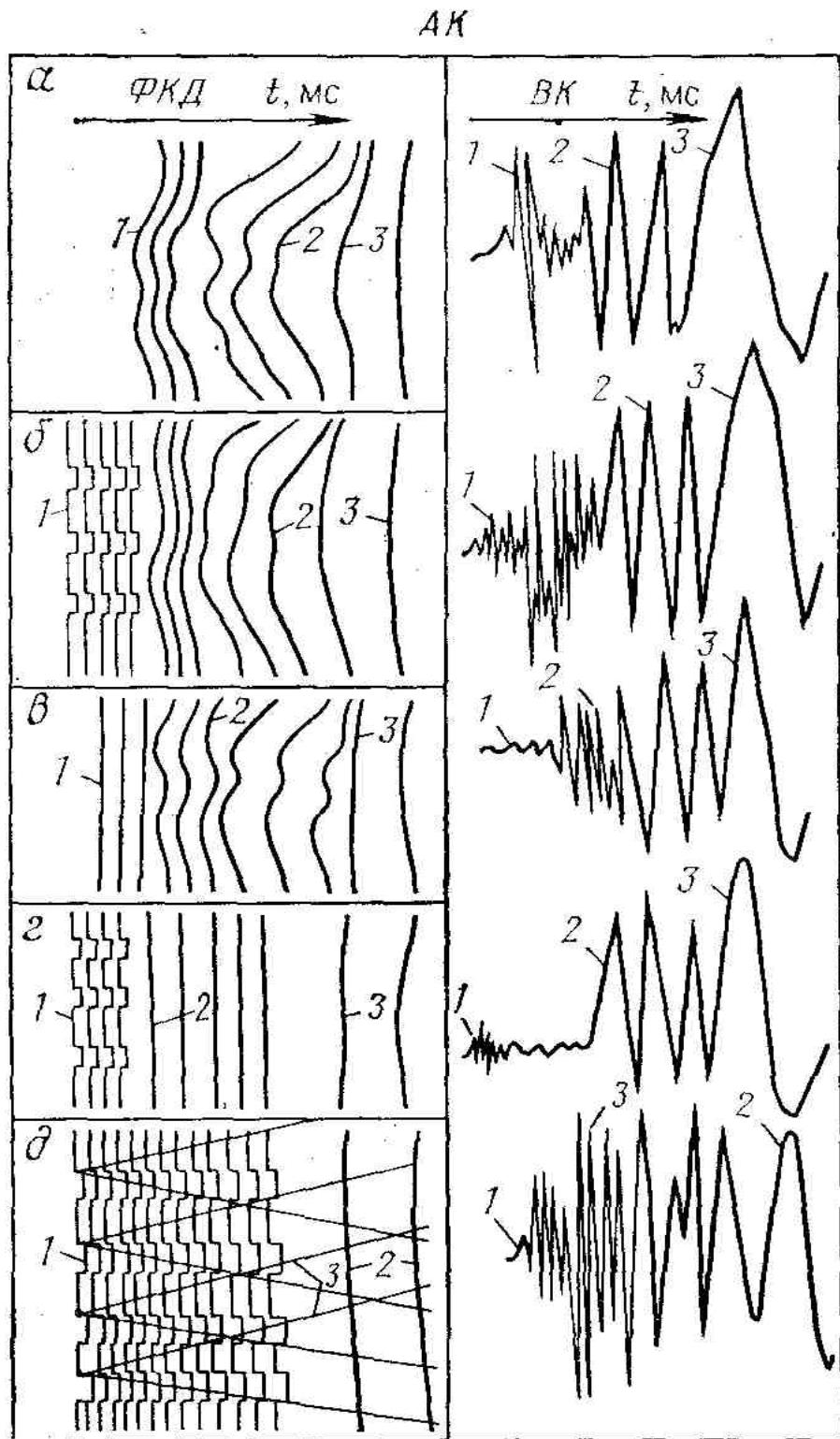


Рис. 125. Характер отображения некоторых типов волн на ФКД и ВК для различных случаев цементирования колонны (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Ка-русу, О. Л. Кузнецову).

Характер контакта цемент—порода: а, б — жесткий, в, г — скользящий, д — цемент отсутствует; характер контакта цемент—колонна: а, в — жесткий, б, г — скользящий; типы волн: а: 1 — $P_0P_1P_0$, 2 — $P_0S_1P_0$, 3 — трубная, б: 1 — по колонне, 2 — $P_0S_1P_0$, 3 — трубная, в: 1 — обобщенная по цементу и колонне, 2 — $P_0S_1P_0$, 3 — трубная, г: 1 — по колонне, 2 — по цементу, 3 — трубная, д: 1 — по колонне, 2 — трубная, 3 — отраженные от муфт

$$\Delta T = \frac{1}{s} \left(\frac{s - \Delta s}{v_{\text{пм}}} + \frac{\Delta s}{v_{\text{вм}}} \right) = \Delta T_{\text{пл}} + \frac{\Delta s}{s} (\Delta T_{\text{вм}} - \Delta T_{\text{пл}}), \quad (\text{III.57})$$

где Δs —часть базы, находящаяся против вмещающих пород. Таким образом, пока при движении прибора граница пласта остается в пределах базы, ΔT меняется от $\Delta T_{\text{вм}}$ до $\Delta T_{\text{пл}}$ (рис. 125, а), причем зависимость его от глубины—линейная. При прохождении базой кровли пласта опять образуется переходная зона, границы которой удалены от кровли на $s/2$ в обе стороны.

Итак, аномалия ΔT против пласта симметрична (без учета инерции интегрирующей ячейки) и имеет протяженность $h+s$. Против границ пластов наблюдается переходная зона с линейным изменением времени ΔT от $\Delta T_{\text{вм}}$ до $\Delta T_{\text{пл}}$ на протяжении s .

Если скорость волн в подстилающей и перекрывающей толщах различна, то наклон переходных участков в подошве и кровле пласта разный, но переход от $\Delta T_{\text{пл}}$ до соответствующего $\Delta T_{\text{вм}}$ происходит по-прежнему линейно на протяжении s , а граница пластов, как и раньше, соответствует середине переходного участка.

При $h = s$ площадка постоянных значений $\Delta T = \Delta T_{\text{пл}}$ вырождается в точку. Если $h < s$, линейное изменение ΔT продолжается, лишь до пересечения передним концом базы второй границы пласта, т. е. на протяжении h . Далее до пересечения последней другим концом базы образуется площадка постоянных значений

После этого начинается новый переходный участок длиной h на протяжении которого

$$\Delta T = \frac{1}{s} \left(\frac{s - \Delta s}{v_{\text{пм}}} + \frac{\Delta s}{v_{\text{вм}}} \right) = \Delta T_{\text{пл}} + \frac{\Delta s}{s} (\Delta T_{\text{вм}} - \Delta T_{\text{пл}}), \quad (\text{III.57})$$

значение ΔT линейно изменяется от $\Delta T'$ до $\Delta T_{\text{вм}}$. Протяженность аномалии по-прежнему равна $h+s$, но границы уже не соответствуют серединам переходных участков. Их следует отбивать на расстоянии $s/2$ от границ аномалии (см. рис. 125, б). Протяженность участка постоянных значений $\Delta T = \Delta T'$ равна, очевидно, $s-h$.

$$\Delta T' = \frac{h}{s} \Delta T_{\text{пл}} + \left(1 - \frac{h}{s} \right) \Delta T_{\text{вм}}. \quad (\text{III.58})$$

При наличии каверн форма кривых усложняется. Если скорости волн в горных породах в интервале каверн и вне ее близки, на границах каверн образуются ложные аномалии

Протяженностью s при $h_{\text{кав}} > s$ и $h_{\text{кав}} < s$. В этом случае знак аномалии на границах каверны для трехэлементного зонда различен (см. рис. 126, в). Когда скорости волн в породе против каверны и вне ее сильно различаются, то на влияние границ каверны накладывается переходный процесс на границе пластов.

Если бы не было отражения головной волны на границе пластов, отношение амплитуд двух одноименных элементов, расположенных с разных сторон границы раздела,

т. е. для коэффициента затухания

$$\frac{A_2}{A_1} = e^{-\alpha_{\text{вм}} \Delta s} e^{-\alpha_{\text{пл}} (s - \Delta s)},$$

имело бы место выражение, аналогичное формуле (III.57) для ΔT ,

Так что кривая α или $\ln A_1/A_2$ для трехэлементного зонда должна иметь ту же форму, что и кривая ΔT . Качественно аналогичная картина (количественно несколько измененная влиянием затухания в промывочной жидкости) имеет место и для двухэлементных зондов. Действительная форма кривых A_1 и α несколько изменяется (см. рис. 125, а, б)

$$\alpha = \alpha_{\text{пл}} + \frac{\Delta s}{s} (\alpha_{\text{вм}} - \alpha_{\text{пл}}). \quad (\text{III.59})$$

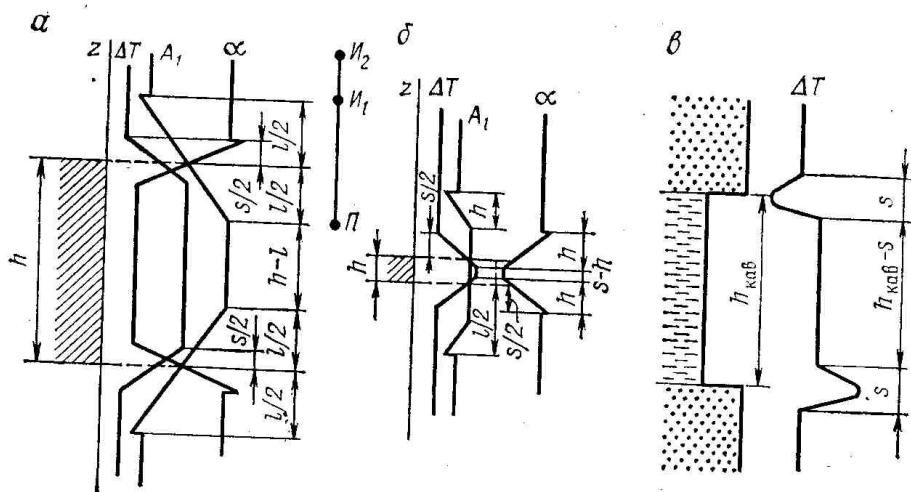


Рис. 126. Форма диаграмм акустического каротажа.

α, β—кривые интервального времени ΔT_1 , амплитуды волн A_1 и коэффициента затухания α против пластов соответственно большой ($h>s$) и малой ($h< s$) мощности;
γ—кривая ΔT против каверны

в частности, появляются небольшие ложные всплески в момент пересечения границы концами базы за счет явлений отражения волн на границах (через границу проходит не вся энергия волны), а на небольшом расстоянии от границы—и за счет интерференции скользящей волны с отраженной от границы.

Определение акустических параметров пластов

Для трехэлементных зондов, не имеющих перекоса, например центрированных, разность времен Δt и величина $\ln A_1/A_2$, считываемые непосредственно с диаграммы, совпадают с истинными параметрами для пласта. Промывочная жидкость, глинистая корка, а также задержка сигнала при прохождении по кабелю и схеме аппаратуры на эти данные не влияют. Чтобы перейти от них к интервальному времени ΔT , эффективному коэффициенту затухания α , величины, снятые с диаграммы, необходимо разделить на длину базы. Обычно на диаграмме уже проставляют масштабы непосредственно для $\Delta T=1/v$ и. Поэтому последние величины могут отсчитываться прямо с диаграммы. Для пластов малой мощности ($h < s$) $\Delta T_{\text{пл}}$ может определяться решением соотношения (III.58) относительно $\Delta T_{\text{пл}}$.

Исходя из выражения (III.38) для амплитуды волн, коэффициент поглощения вычисляется по формуле

$$\alpha = \frac{1}{s} \left(\ln \frac{A_1}{A_2} - n \ln \frac{l_2}{l_1} \right).$$

Учитывая некоторую неопределенность величины показателя расхождения n , обычно ограничиваются вычислением вместо коэффициента поглощения **эффективного коэффициента** (соответственно в m^{-1} или $\text{dB}/\text{м}$)

$$\begin{aligned} \alpha^* &= \frac{1}{s} \ln \frac{A_1}{A_2}; \\ \alpha^* &= \frac{20}{s} \lg \frac{A_1}{A_2}. \end{aligned} \tag{III.60}$$

При использовании ФКД или фотографий волновых картин определяют интервальные времена и эффективное затухание для различных типов волн, а также их видимые периоды колебаний. Последние находят как расстояние между соседними фазовыми линиями на ФКД или между соседними фазами (минимумами или максимумами) на волновых картинах. Обработка данных

акустических методов, особенно волновых картин, весьма трудоемка. Поэтому разрабатывают программы обработки результатов АК на ЭВМ. Более детально они рассматриваются в курсах интерпретации.

§ 61. Область применения и основы интерпретации результатов акустических исследований в скважинах

Литологическое. расчленение разреза

Зависимость упругих свойств горных пород от их состава и структуры является основой использования данных АК Для литологического расчленения горных пород . Среди чистых и плотных осадочных пород наибольшие (~ 7 км/с) скорости распространения продольных волн характерны для доломитов, средние (5,7—6,3 км/с) для известняков: ангидритов и гипсов, наименьшие (3,9—4,5 км/с) для галоидов. Эффективное затухание для этих пород при отсутствии трещи-новатости имеет примерно одинаковые пределы ($\alpha_p = 0,2—0,3 \text{ м}^{-1}$).

У карбонатных пород в зависимости от пористости $v_p = 3,8—6,0 \text{ км/с}$, $\alpha_p = 0,3—0,7 \text{ м}^{-1}$. В сцементированных песчаниках значения α_p лежат в том же интервале, а скорости продольных волн несколько ниже (3,3—5,3 км/с в зависимости от величины k_n). В неуплотненных песчаниках скорости $v_p = 2,6—4,0 \text{ км/с}$, а значения α_p заметно выше ($0,7—2,3 \text{ м}^{-1}$). Примерно такими же акустическими параметрами отмечаются уплотненные глины (аргиллиты). В неуплотненных глинах скорости v_p ниже (1,8—3,0 км/с), а величины α_p выше (до 3 м^{-1}). Наименьшие значения v_p (0,8—1,2 км/с) и очень высокие коэффициенты α_p характерны для рыхлых песков, залегающих на небольших глубинах.

Различия в значениях скорости распространения волн в песчанниках, известняках, ангидритах и других породах являются достаточно надежным признаком лишь при близких величинах их пористости. В случаях переменных k_n необходимо привлечь дополнительно данные еще одного метода, чувствительного к пористости. Сопоставление материалов двух методов позволяет определить одновременно k_n и литологический тип пород. Например, на результаты ГГМ или НМ также влияют значения k_n и состав скелета, но их воздействие для АК и радиоактивных методов различно: на двухмерном графике сопоставления времени ΔT с кажущейся пористостью по НМ или ГГМ точки для разных типов пород ложатся в различных областях поля сопоставления (рис. 127). Так, точка A на рис. 126, имеющая координаты $k_{nn} = 13\%$ и $\Delta T = 208 \text{ мкс/м}$, соответствует пласту доломитизированного известняка (содержание доломита равно 45%) с $k_n=12\%$.

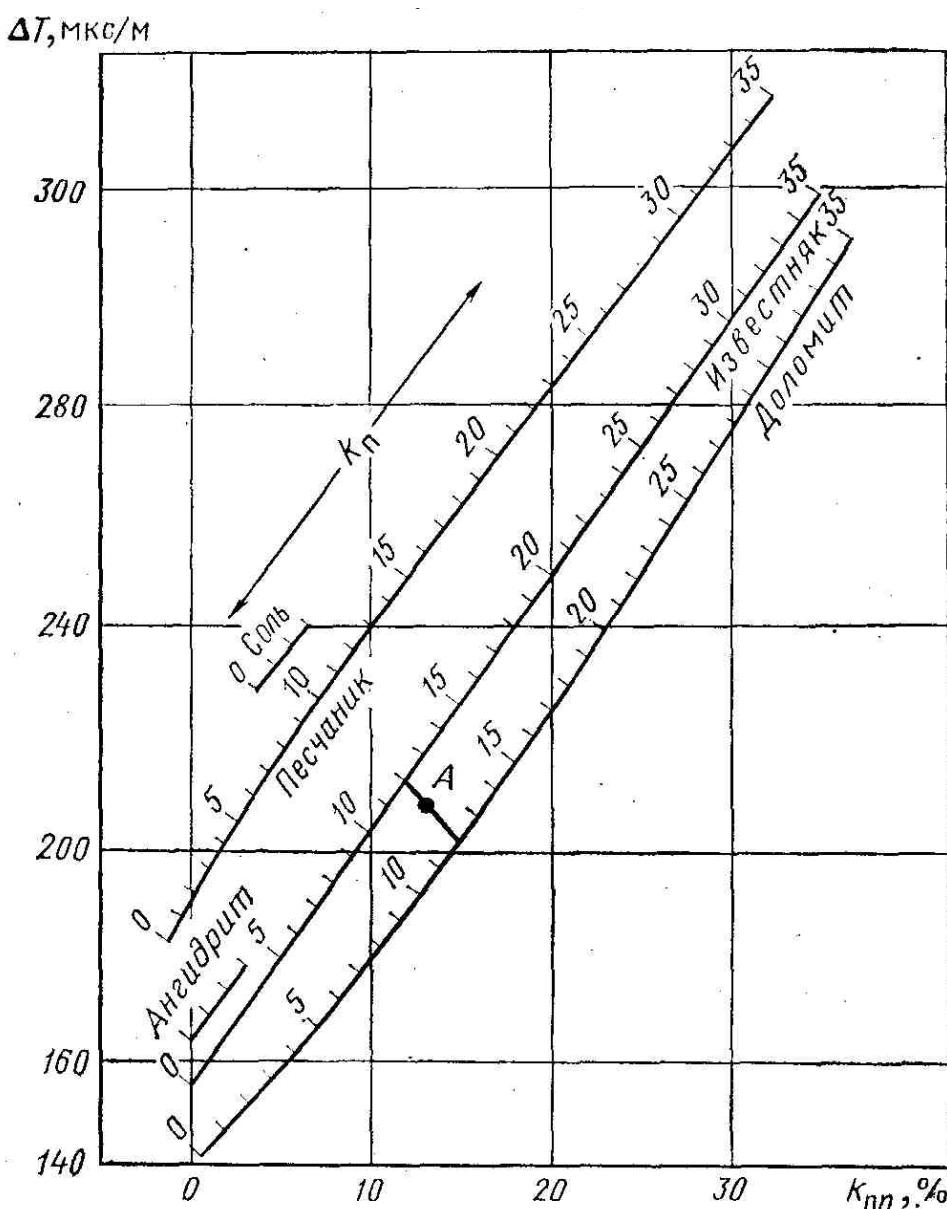


Рис. 127. Пример номограммы для определения литологии пород и коэффициента пористости k_n по значениям интервального времени ΔT и кажущейся пористости k_{nn} по данным нейтронных методов

Выделение коллекторов

Выделение коллекторов—одна из важнейших областей применения АК. При постоянстве состава твердой фазы и дифференциального давления результаты АК тесно связаны с k_n . В большинстве случаев для данного типа пород имеется минимальная величина пористости, а следовательно, наименьшее значение ΔT , ниже которых порода не может быть коллектором с межзерновой пористостью.

Изменение состава твердой фазы, например, значительная глинизация может затруднить выделение коллекторов. Иногда значения ΔT в глинистых породах-неколлекторах могут быть такими же, как в высокопористых коллекторах. В подобных случаях помогает сопоставление ΔT с результатами геофизического метода, чувствительного к глинистости. На двухмерном графике сопоставления ΔT с k_{el} породы-коллекторы и глинистые породы ложатся на различные области поля сопоставлений.

В карбонатных породах необходимо учесть также возможные изменения основного состава породы (доломитизация известняков, сульфатизация и т. п.). Для этого используют двухмерные графики сопоставления с данными ГГК и НК, рассмотренные выше.

Данные о коэффициенте затухания мало пригодны для выделения межзернистых коллекторов, поскольку повышение величины α с ростом k_n в значительной степени компенсируется уменьшением при этом начальной энергии продольной головной волны. Трещинные и кавернозные коллекторы, наоборот, часто могут надежно выделяться по увеличению коэффициента α .

Теоретические исследования и эксперименты показали, что наиболее чувствителен к трещиноватости коэффициент затухания поперечной волны. Динамические параметры продольной волны чувствительны к трещинам лишь при большой их раскрытии ($>0,1$ мм). Заполнение трещин твердым веществом (кальцитом, глиной и т. п.) вместо жидкости или газа уменьшает затухание.

Волны, отраженные на трещинах, имеют оси синфазности, секущие ФКД под разными углами. Поэтому они создают на ФКД характерную картину нарушения осей синфазности основных типов волн, что определяет высокую эффективность использования ФКД для выделения трещинных коллекторов.

На рис. 128 приведены обобщенная схема изменения различных акустических параметров в разрезе, а также ФКД и волновые картины в карбонатных породах с различным типом пористости. Влияние трещиноватости на скорость продольных волн по мнению большинства специалистов незначительно. Однако сильное затухание может привести к ложному увеличению значения ΔT за счет явления проскальзывание через цикл.

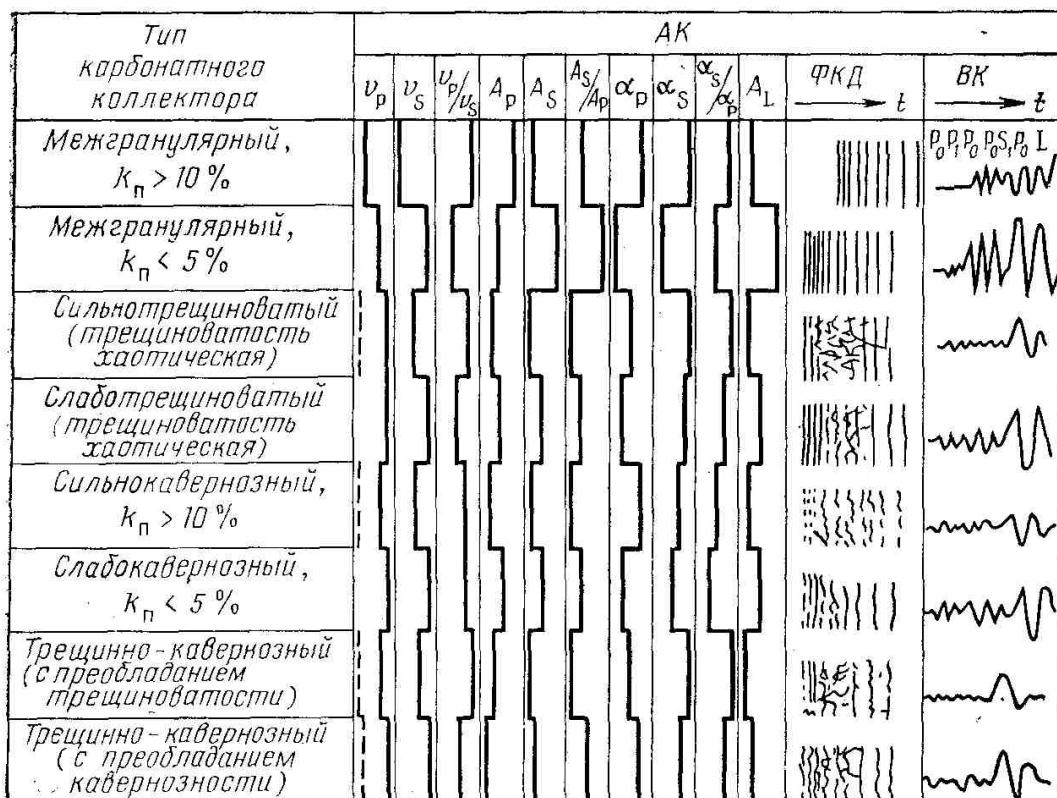


Рис. 128. Обобщенная схема изменения акустических параметров в разрезе, представленном чередованием пластов с различными типами первичного пространства (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецовой). A_L — амплитуда трубной волны L (волна Лэмба—Стоунли); пунктиром показано проскальзывание циклов

Определение коэффициента пористости

Определение коэффициента пористости горных пород до настоящего времени является основной задачей акустического каротажа. Коэффициент пористости обычно находят с использованием уравнения среднего времени (III.50). Как показывает опыт, это уравнение применимо в неглинистых водоносных породах с межзерновой пористостью до 30 % и при эффективном давлении не менее 40 МПа (глубина более 2,5 км). Характер цемента (за исключением глинистого) обычно не имеет большого значения. Для пород, залегающих на глубинах менее 2,5—3,0

км, вводят поправку за эффективное давление. Необходимо внесение особых поправок также за насыщенность (в нефтегазонасыщенных породах) и глинистость. *Поправку за $p_{\text{эф}}$* вводят следующими способами.

1. Способ приведения интервального времени к единому эффективному давлению или, что почти то же, к единой глубине H . Способ основан на эмпирически установленном линейном характере зависимости $\lg(\Delta T)$ от логарифма эффективного давления [24]

$$\frac{(\Delta T)_{p=p_2}}{(\Delta T)_{p=p_1}} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^k \approx \left(\frac{H_1}{H_2} \right)^k.$$

В зависимости от степени цементации, глинистости и насыщенности породы показатель k изменяется от $1/6$ до $1/30$. Чем больше уплотнение породы, тем ниже k и меньше влияние $p_{\text{эф}}$. У сцепленных неглинистых песчаников k в среднем равно 0,06, а для известняков в 2—3 раза меньше. При $H > 1,5$ км поправку в карбонатах можно не вводить.

2. Способ изменения углового коэффициента связи $\Delta T = f(k_n)$ в зависимости от $p_{\text{эф}}$. Показано, что в интервале $p_{\text{эф}} = 10$ —80 МПа угловой коэффициент обратно пропорционален $\lg p_{\text{эф}}$.

Способ косвенного учета влияния $p_{\text{эф}}$, основанный на предположении об одинаковом характере изменения ΔT в неуплотненных песчаниках и прилегающих глинах. Считают, что к неуплотненным следует отнести песчаники на таких глубинах, при которых $\Delta T_{\text{гл}}$ в прилегающих глинах больше 300—330 мкс/м. Соответственно для приведения значения ΔT продольных волн в песчаниках к условиям больших глубин указанную величину ΔT следует умножить на $330/\Delta T_{\text{гл}}$. Учитывая возможность некоторого колебания указанного закона в зависимости от особенностей разреза, интервальное время, исправленное за степень уплотнения, определяют по формуле

$$\Delta T_{\text{испр}} = \frac{\Delta T}{C} \frac{330}{\Delta T_{\text{гл}}}, \quad (\text{III.60a})$$

где C -коэффициент, изменяющийся в пределах 0,8—1,2 в зависимости от особенностей разреза. Его значение определяют путем обратного решения соотношения (III.60a) для пластов с известным коэффициентом k_n . Величину $\Delta T_{\text{гл}}$ находят по экспериментальным кривым зависимости $\Delta T_{\text{гл}} = f(H)$ для исследуемых отложений или для пород, близких к исследуемым.

Поправку за влияние глинистости вводят по-разному в зависимости от типа глинистости. Для слоистой и контактной глинистости считается удовлетворительным трехчленное обобщение уравнения среднего времени (III.50).

$$\Delta T = (1 - k_{\text{n}} - k_{\text{гл}}) \Delta T_{\text{ск}} + k_{\text{гл}} \Delta T_{\text{гл}} + k_{\text{n}} \Delta T_{\text{з. п.}} \quad (\text{III.61})$$

Из него

$$k_{\text{n}} = \frac{\Delta T_{\text{з. п.}} - \Delta T}{\Delta T_{\text{з. п.}} - \Delta T_{\text{ск}}} - \frac{\Delta T_{\text{гл}} - \Delta T_{\text{ск}}}{\Delta T_{\text{з. п.}} - \Delta T_{\text{ск}}} k_{\text{гл}} = k'_{\text{n}} - \Delta k_{\text{n}}, \quad (\text{III.62})$$

где k_n —кажущийся коэффициент пористости, определенный по уравнению (III.50), т. е. в предположении, что пласт неглинистый; поправка за глинистость

$$\Delta k_{\text{n}} = \frac{\Delta T_{\text{гл}} - \Delta T_{\text{ск}}}{\Delta T_{\text{з. п.}} - \Delta T_{\text{ск}}} k_{\text{гл}}.$$

В случае рассеянной (поровой) глинистости рекомендуется скорость волн в глинистой фракции принять такой же, как и в пластовой воде, записать уравнение среднего времени в виде

Для определения типа глинистости рекомендуют использовать сведения о затухании волн. Рассеянная глинистость в отличие от слоистой и контактной не вызывает увеличения коэффициента затухания.

$$\Delta T = \Delta T_{\text{ск}} (1 - k_{\text{п}} - k_{\text{гл}}) + \Delta T_{\text{з. п}} (k_{\text{п}} + k_{\text{гл}}).$$

Отсюда

$$k_{\text{п}} = \frac{\Delta T - \Delta T_{\text{ск}}}{\Delta T_{\text{з. п}} - \Delta T_{\text{ск}}} = k'_{\text{п}} - k_{\text{гл}}.$$

Поправка за нефтегазонасыщенность в крепкосцементированных низкопористых ($k_{\text{п}} << 15\%$) породах, особенно в карбонатах, невелика. Она еще более уменьшается из-за образования зоны проникновения фильтрата промывочной жидкости, снижающей нефтегазонасыщенность в прискважинной зоне до 20—30%. Поэтому в таких породах поправку за нефтегазонасыщенность не вводят. Поправку η за нефтенасыщенность вводят и принимают равной 0,95 для песчаников с $k_{\text{п}}=15—25\%$ и 0,90 для рыхлых слабосцементированных и высокопористых ($k_{\text{п}} = 30—35\%$) песчаников. Для среднепористых и высокопористых ($>15\%$) газонасыщенных песчаников берут $\eta = 0,8$. Поправку вводят путем умножения $k_{\text{п}}$, рассчитанного по уравнению (III.50) или (III.62), на коэффициент η . Для проверки наличия влияния нефтегазонасыщенности привлекают диаграммы α . При наличии влияния нефтегазонасыщенности наблюдается повышенное затухание продольных волн. Кроме описанной методики, в которой применяют уравнение среднего времени, предложены методики, использующие степенные зависимости (III.52) или (III.52a). При применении стеленных зависимостей типа (III.52a) необходимо предварительное экспериментальное определение показателей степени m и $m_{\text{ел}}$ для исследуемых отложений.

Связь ΔT с $k_{\text{п}}$ достаточно тесна лишь в гранулярных коллекторах. Каверны на ΔT влияют слабее, чем межгранулярные поры равного объема, в связи с чем величина $k_{\text{п}}$ по данным АК оказывается ниже общей пористости, определенной, например, по результатам НМ или ГГМ. Этот признак используют для выделения кавернозных пород. При больших размерах каверн указанное занижение приближается к величине каверновой пористости, так что комплекс АК с НМ или ГГМ в таких случаях позволяет определять величину каверновой пористости.

Выделение продуктивных пластов и контроль их обводнения при разработке месторождений

Для выделения продуктивных пластов используют динамические параметры—коэффициенты затухания волн. Из-за малости зоны исследования АК его применение для изучения продуктивности разреза возможно в основном в обсаженных скважинах после расформирования зоны проникновения фильтрата промывочной жидкости. Чтобы уменьшить влияние обсадной колонны, используют колебания низкой частоты, несмотря на заметное снижение чувствительности динамических параметров при уменьшении частоты.

Теоретическими расчетами и экспериментами показано, что при прочих равных условиях нефтеносным породам соответствует некоторое повышение коэффициента α_p затухания продольных волн и снижение коэффициента α_s поперечных волн по сравнению с водоносными пластами. В результате амплитуда продольных волн против нефтеносных пластов снижается, а поперечных волн повышается (рис. 129).

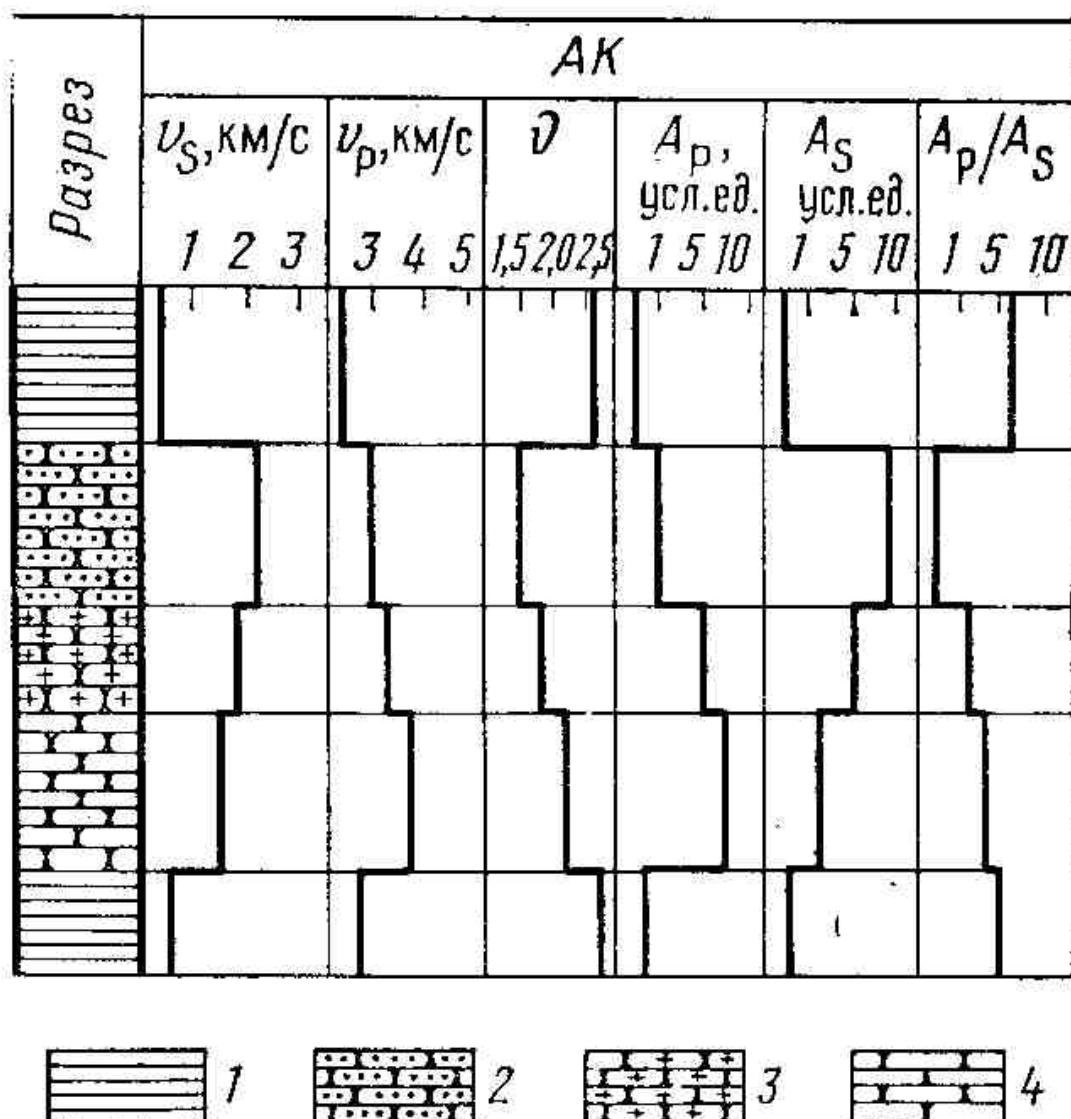


Рис. 129. Схема изменения основных акустических параметров при пересечении залежи, содержащей водо-, нефте- и газонасыщенные пласти (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецкову).

Измерения проведены в обсаженной скважине после расформирования зоны проникновения; 1 — глина; песчаник; 2 — газонасыщенный, 3 — нефтенасыщенный, 4 — водонасыщенный (2—4 — гранулярные коллекторы, $k_n = 20\%$, насыщенность — около 100%); v — коэффициент Пуассона

Для газоносных пластов наблюдается еще более сильное уменьшение коэффициента затухания поперечных волн и увеличение продольных.

Эффекты на ВНК и ГНК могут маскироваться изменениями коэффициентов затухания по причинам, не связанным с характером насыщенности пластов. В подобных случаях для повышения надежности разделения продуктивных и водоносных пластов целесообразно двукратное проведение замеров — до расформирования зоны проникновения и после этого.

Изучение качества цементирования обсадных колонн

Анализ волновой картины в обсаженной скважине (см. § 58) показал, что наиболее чувствительным к качеству цементирования и одновременно легко регистрируемым параметром является амплитуда $A_{цк}$, продольной волны по колонне. В интервалах хорошего сцепления амплитуда $A_{цк}$ практически равна нулю (не более 1—2% от максимальной величины $A_{цк}$). Промежуточные значения $A_{цк}$ наблюдаются при неполном заполнении затрубного пространства цементом или его сцеплении с колонной лишь по части периметра. Однако в высокоскоростном

$$v_p \geq \frac{l}{t_k + 120} \approx 4 \text{ км/с},$$

(l -длина зонда) разрезе промежуточные значения $A_{\text{цк}}$ могут соответствовать и участкам с хорошим сцеплением цемента (как с колонной, так и с породой), поскольку здесь волна по породе проходит за то же время, что и по колонне.

Для различения подобных случаев и привлекается время t_p первого вступления. Получение значений t_p , отличающихся от времени T_k пробега волны по колонне, является признаком жесткой связи цемента с колонной. Случай $t_p = t_k$ интерпретируется неоднозначно: это может быть обусловлено не только плохой связью колонны с цементом или отсутствием последнего, но и совпадением времени пробега по породе со значением t_k .

Если в интервале выполняется условие $t_p = t_k$, необходимо использовать диаграммы АК, полученные еще до крепления скважины. Когда скорость волн до крепления скважины существенно отличается от скорости в колонне, этот интервал интерпретируется как не имеющий сцепления колонны с цементом.

Информацию о качестве цементирования могут нести и некоторые другие особенности диаграмм акустического цементомера. Например, при отсутствии связи цемента с колонной на диаграммах $A_{\text{цк}}$, A_p и t_p наблюдаются отклонения («всплески»), соответствующие моментам прохождения базы мимо соединительных муфт обсадной колонны.

Схема интерпретации диаграмм АКЦ совместно с данными АК в необсаженной скважине приведена на рис. 130.

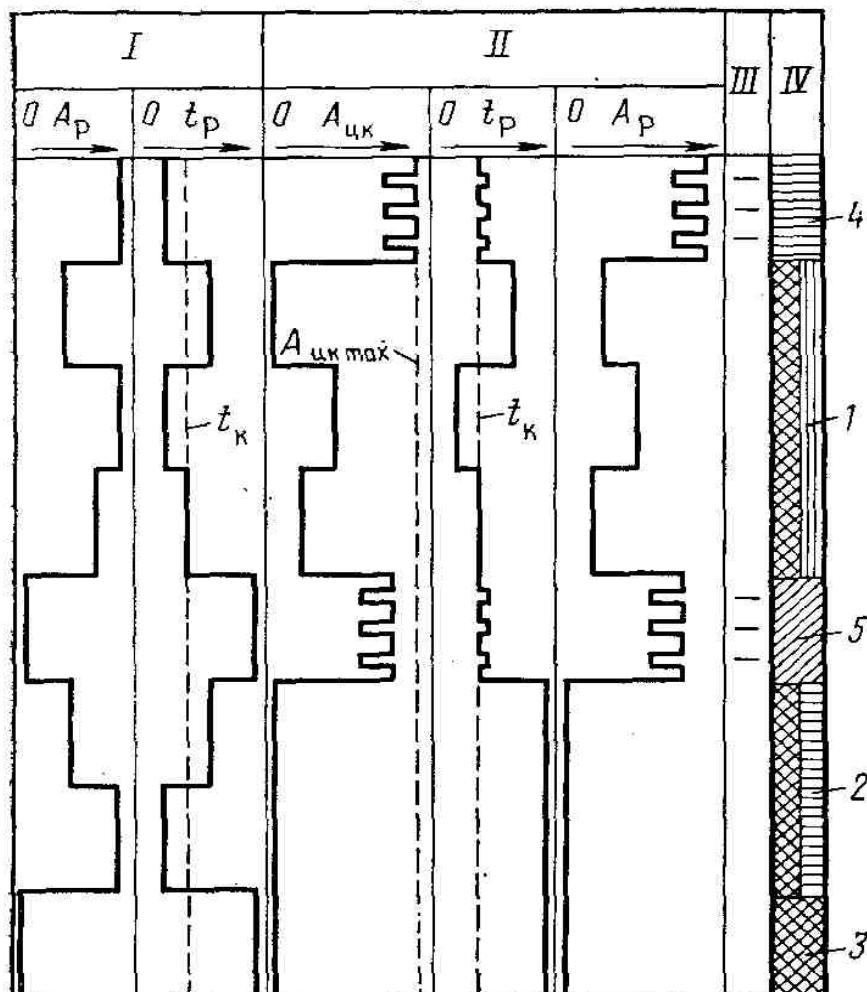


Рис. 130. Схема интерпретации диаграмм акустического цементомера совместно с данными акустического каротажа (по П. А. Прямову)

I — кривые АК до крепления скважины; II — кривые АКЦ; III — отметки муфт; IV — результаты интерпретации; сцепление цемента: 1 — хорошее с колонной и породой, 2 — хорошее с колонной, плохое с породой, 3 — хорошее с колонной, неизвестное с

породой, 4 — плохое с колонной; 5 — отсутствие цементного камня или его сцепления с колонной

Термином частичное сцепление принято обозначать случаи чередования участков хорошего сцепления с зонами плохого сцепления или не содержащими цемента. Плохое сцепление — неполное заполнение затрубного пространства цементом или Плохая (только на части периметра) связь с колонной.

В отличие от гамма-гамма-цементомеров акустические цементомеры выявляют малые зазоры между цементом и колонной, не обнаруживаемые гамма-гамма-цементомерами, но могущие служить путями перетока пластовых жидкостей и, тем более, газа. В то же время АЦК слабо чувствительны к наличию даже относительно больших каналов внутри цементного тела.

Для повышения эффективности акустической цементометрии опробованы также повторные исследования при различном давлении промывочной жидкости внутри колонны. Если низкие амплитуды $A_{цк}$ связаны со скользящим контактом между колонной и цементом, например с небольшим зазором, образующимся из-за усадки цементного камня, то при поднятии давления внутри колонны происходит некоторое его расширение и рост демпфирующего влияния цемента: амплитуда волн по колонне резко уменьшается и при достаточном избыточном давлении становится практически нулевой. При наличии каналов в цементном кольце амплитуда снижается только частично и выходит на насыщение при некотором среднем значении $A_{цк}$. По величине давления p , при котором значение $A_{цк}$ обращается в нуль, т. е. достигается хороший контакт между колонной и цементом, приближенно определяют толщину зазора.

Исследования на месторождениях твердых полезных ископаемых, в инженерно-геологических и гидрогеологических скважинах

Хотя непосредственное выделение рудных тел по данным АК обычно невозможно, последние оказываются полезными для определения рудоконтролирующих зон, характеризующихся часто повышенной трещиноватостью и перемятостью. В зонах тектонических разломов сильное затухание может приводить к полному отсутствию фазовых линий на ФКД, происходит и снижение скорости волн.

Для выделения рудных тел в интервалах между скважинами и их оконтуривания применяют также *метод межскважинного акустического просвечивания* (излучатель в одной скважине, приемник — в другой). Положительные результаты получены, например, на месторождениях бокситов. Достигнута максимальная дальность просвечивания, равная 200 м.

Изучение физико-механических свойств горных пород и выделение ослабленных и потенциально опасных зон, включая карстовые пустоты между скважинами, важно также при инженерно-геологических исследованиях для строительства различных объектов.

В гидрогеологических скважинах АК используют для выделения коллекторов, насыщенных водой, особенно трещинных и трещинно-кавернозных пород.

Другие применения и перспективные направления развитая АК

Использование данных АК при интерпретации материалов сейсморазведки повышает эффективность последней, особенно в районах со сложными сейсмогеологическими условиями. Результаты АК, давая информацию о неоднородности разреза, позволяют прогнозировать источники кратных волн, выделять интервалы мелкой слоистости, вызывающие анизотропию упругих свойств, а также резкие изменения амплитуд отраженных волн. Преимуществами АК перед методами сейсмокартажа (СК) и вертикального сейсмического профилирования (ВСП) являются значительно меньшая трудоемкость и большая детальность исследования. Вертикальное разрешение СК и ВСП — не лучше 50 м.

Правда, различие используемых частот (при СК и ВСП 30—200 Гц, при АК 3—30 кГц), а следовательно, разная глубинность исследования, возможное влияние изменений прискважинной зоны пласта на результаты АК, дисперсия скоростей из-за близости длины волны при АК к размеру скважины и другие причины приводят к некоторым различиям в результатах АК, СК и ВСП. По этим причинам применение АК в настоящее время не может полностью исключить использование СК, и ВСП, но может в некоторой степени сократить их объем и дать дополнительную информацию о тонкой структуре горных пород.

Скважинное акустическое телевидение САТ предназначено для изучения строения стенок скважины или обсадной колонны, заполненных оптически непрозрачной жидкостью, путем исследования интенсивности отражения узкого ультразвукового [высокой (1,5 МГц) частоты] луча. С его помощью возможно обнаружение трещин, каверн на стенках скважины, а также перфорационных отверстий, нарушенных в колонне.

На стенку скважины направляется короткий импульс (пакет) высокочастотной упругой волны. Приемник регистрирует отраженную волну. При перемещении акустического луча по неоднородной стенке скважины величина отраженной энергии изменяется, а относительное изменение интенсивности позволяет выделять трещины, каверны и другие неоднородности.

В САТ функции излучателя и приемника совмещают в одном пьезоэлектрическом преобразователе. Для получения фокусированного луча используют вогнутые излучатели или чаще более простые тонкие диски, резонирующие по толщине.

Для обеспечения полноты изучения скважины пьезоэлектрический преобразователь с большой частотой вращается вокруг оси скважины. В то наряду с относительно более медленным движением всего прибора вдоль скважины обеспечивает изучение стенок по винтовым линиям с небольшим шагом. За один оборот излучателем посыпается около 1000 импульсов. В результате практически вся поверхность стенки скважины подвергается последовательному просмотру.

Блок-схема аппаратуры САТ приведена на рис. 131

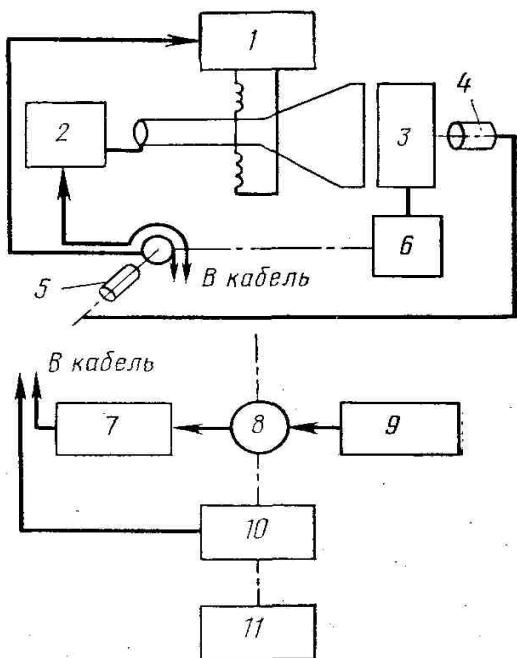


Рис. 131. Блок-схема аппаратуры САТ.

1 — генератор азимутальной развертки; 2 — видеоусилитель; 3 — регистратор; 4 — сельсин-приемник; 5 — сельсин-датчик; 6 — формирователь меток глубины; 7 — скважинный усилитель; 8 — пьезоэлектрический преобразователь; 9 — генератор зондирующих импульсов; 10 — азимутальный отметчик; 11 — мотор

Преобразователь 8 вращается электрическим мотором 11. На его оси размещен также азимутальный отметчик 10 (в необсаженных скважинах обычно магнитный), вырабатывающий импульс в момент пересечения лучом плоскости магнитного меридиана.

Сигнал от приемника проходит видеоусилитель 7 (в некоторых приборах еще детектируется) и передается на поверхность. На кабель подается также импульс от азимутального отметчика.

В наземной аппаратуре сигнал усиливается видеоусилителем 2 и далее используется для модуляции яркости луча электронно-лучевой трубки. Генератор развертки 1 последней запускается от сигнала азимута, вырабатываемого в скважинном приборе. Изображение с экрана ЭЛТ фотографируется регистратором 3, движущимся от сельсина-приемника 4 синхронно с движением скважинного прибора, аналогично регистрации ФКД. В результате каждая строка на такой фотографии соответствует развертке одного витка винтовой линии (практически круга) на стенке скважины, т. е. получается фотография стенки скважины в виде развертки цилиндрической поверхности на плоскую фотоленту.

Глава XV АППАРАТУРА, МЕТОДИКА И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Акустические каверномер и профилемер по принципу работы близки к САТ, но используют более низкие (0,1—0,5 МГц) частоты, обеспечивающие возможность исследования полостей значительного (до 40 м) диаметра. Расстояние до стенки скважины или полости в различных азимутах определяется по времени возврата отраженной волны.

Акустические исследования в процессе бурения скважин могут быть использованы для повышения оперативности решения таких геологических и технических задач, как изучение скоростей упругих волн для уточнения и корректирования данных сейсморазведки, литологическое расчленение разреза, выделение коллекторов и продуктивных пластов, определение проекции долота на поверхности земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Основная

1. Арицбашев В. А. Ядерно-геофизическая разведка. М., Атомиздат, 1972.
2. Дахнов В. И. Геофизические методы определения коллекторских свойств и нефтенасыщения горных пород. М., Недра, 1975.
3. Ивакин Б. Н., Карус Е. В., Кузнецов О. Л. Акустический метод исследования скважин. М., Недра, 1978.
4. Парионов В. В. Радиометрия скважин. М., Недра, 1969.
5. Скважинная ядерная геофизика. Справочник геофизика. М., Недра, .1678.,
6. Череменский Г. А. Прикладная геотермия. Л., Недра, 1977.
7. Ядерная геофизика при исследовании нефтяных месторождений Й. А. Алексеев, И. В. Головацкая, Ю. А. Гулин и др.—М., Недра, 1978.

Дополнительная

К первой части

8. Бекурц К.; Виртц К. Нейтронная физика. Перснем. М., Атомна-дат, 1968.
9. Гамма-методы в рудной геологии. Л., Недра , 1975.
10. Горшков Г. В. Провакающая излучения радиоактивных источников. Л., Наука, 1967.
11. Гулин Ю. А. Гамма-гамма-метод асследования нефтяных скважин. М., Недра, 1975.
12. Кожевников Д. А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтепромысловой геологии. М., Недра, 1974.
13. Мейер В. Л., Ваганов П. А. Основы ядерной геофизики. Л., изд-во ЛГУ. 1978.
14. Разведочная ядерная геофизика. Справочник геофизика. М., Недра, 1977.
15. Физические основы импульсных нейтронных методов исследования скважин/Ю. С. Шимелевич, С. А. Кантор, А. С. Школьников и др.—М., Недра, 1976.
16. Филиппов Е. М. Ядерная геофизика. Новоенбарск, Наука, 1973.
17. Шишкин В. Л. Опробование радиоактивных руок по гамма-излучений. М., Атомиздат, 1972.
18. Ядерные магнитные методы исследования скважин/С. М. Акеельрод, В. И. Даневич, В. М. Запорожец и др.—М., Недра, 1976.

Ко второй части

19. Кирслу Х. С., Егер Д. К. Теплопроводность твердых тел. Пирснем. М., Наука, 1964.
20. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., Высшая школа, 1967.
21. Позин Л. З. Дифференциальная термометрия нефтяных и газовых скважин. М., Недра, 1964.
22. Чекалюк Э. Б. Термодинамика нефтяного пласта. М., Недра, 1965.

К третьей части

23. Булатова Ж. М., Волкова Е. А., Дубров Е. Ф. Акустичвбкий каротаж. Л., Недра, 1970.
24. Добрынин В. М. Физические свойства нефтегазоносных коллекторов глубоких скважинах. М., Недра, 1965.
25. Исакович М: А. Общая акустика. М., Наука, 1973.
26. Кобранова В. Н. Физические свойства горных пород. М., Гостоп-техиздат, 1962.
27. Козяр В. Ф., Белоконь Д. В., Щербакова Т. В. Акустический каротаж нефтяных и газовых скважин.— Обзор. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика. М., ОНТИ ВИЭМС, 1973.
28. Петкевич Г. И., Вербицкий Т. З. Акустические исследования горных пород в нефтяных скважинах. Киев, Наукова думка, 1970.
29. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых. Справочник геофизика. М., Недра, 1976.

СПИСОК ТАБЛИЦ

ТАБЛИЦА 1. Сечение взаимодействия тепловых нейтронов ($v_n=2200\text{м/c}$)	20
ТАБЛИЦА 2.. Значения коэффициентов α_1 , α_2 и A_1 для дозового фактора накопления алюминии	25
ТАБЛИЦА 3. Значения массового эффективного коэффициента ослабления $\mu_{\text{эфф}}/\delta$ γ -квантов для различных слоёв бетона (приближённо пригодны и для других сред при $8 < Z < 30$)	25
ТАБЛИЦА 4. Оптимальные значения длин зондов или времён задержки (в единицах $1/\alpha$) при различной начальной интенсивности J_0	50
ТАБЛИЦА 5. Характеристика некоторых радиоизотопных источников γ -излучения, используемых при радиоактивных методах исследования скважин	55
ТАБЛИЦА 6. Характеристика некоторых ампульных источников нейтронов, используемых при радиоактивных методах исследования скважин	57
ТАБЛИЦА 7. Характеристика некоторых фосфоров	64
ТАБЛИЦА 8. Электронная плотность δ_e и относительная электронная плотность δ_e/δ некоторых пород минералов и веществ	95
ТАБЛИЦА 9. Нейтронные характеристики некоторых минералов (по Ю. А. Гулину, Ф. Х. Еникеевой, Д.А. Кожевникову, Д. Н. Сребродольскому, автору и др.)	112
ТАБЛИЦА 10. Среднее число γ -квантов v , их средняя энергия E_γ , массовая длина переноса L_δ и массовая γ -поглощающая активность $A_\gamma/\delta = \tau_\gamma \delta$ для ГИРЗ в некоторых элементах	118
ТАБЛИЦА 11. Каждующиеся значения пористости и минерализации воды некоторых минералов и горных пород по данным ННМ-Т(опорная среда - кварцевый песчаник)	126
ТАБЛИЦА 12. Радиоактивные изотопы, образующиеся при облучении горных пород нейтронами	168
ТАБЛИЦА 13. Ядерно-магнитные характеристики ядер некоторых изотопов	172
ТАБЛИЦА 14. Коэффициент теплопроводности λ и удельная теплоёмкость с некоторых минералов, руд и газов при нормальных условиях	188
ТАБЛИЦА 15. Время простоя скважины (в сут), необходимое для определения естественной температуры пород с погрешностью $\theta_c = 0,5$ °C (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову)	214
ТАБЛИЦА 16. Значения $\Delta T_{\text{тв}}$ в горных породах с различным минеральным скелетом	244
ТАБЛИЦА 17. Свойства некоторых магнитострикционных материалов	249

СПИСОК РИСУНКОВ

Рис. 1. Классификация нейтронных методов исследования скважин.....	8
Рис. 2. Прохождение параллельного пучка частиц через вещество.....	13
Рис. 3. Зависимость массовых коэффициентов поглощения γ -излучения в Al (а) и Pb (б) от энергии γ -квантов. 14	
Рис. 4. Примеры зависимости сечений упругого σ_p (а, б) и неупругого $\sigma_{n,p}$ (в) рассеяния от энергии нейтронов E_n . Элементы: а— ₁ H, б— ₁₆ S, в— ₈ O	17
Рис. 5. Пример зависимости сечения захвата σ_3 от энергии нейтронов E_n	19
Рис. 6. Спектры γ -излучения радиационного захвата, v —число γ -квантов. Цифры γ линий - значения v , выходящие за шкалу.....	20
Рис. 7. Энергетические факторы накопления B_a γ -излучения при прохождении через воду (а), железо (б) и свинец (в).....	25
Рис. 8. Схема, поясняющая вывод уравнения диффузии.	26
Рис. 9. Построение кривой пространственного распределения путем интерполяции («сшивания») кривых по формулам (1.58) и (1.64)	36
Рис. 10. Сравнение кривых пространственного распределения в различных приближениях.	39
Рис. 11. Нахождение величины t_0 . Значения декремента затухания: 1- α , 2- $\alpha+\delta\alpha$	51
Рис. 12. Форма кривой ГГМ на границе двух сред. I-дизельное топливо, II-солёная вода	52
Рис. 13. Упрощенная блок-схема радиометра. I – скважинный прибор; II наземный пульт	53
Рис. 14. Принципиальная схема одноканального (а) и многоканального (б) дифференциальных амплитудных анализаторов	54
Рис. 15. Спектры нейтронных источников	56
Рис. 16. Схема отпаянной трубы генератора нейтронов	57
Рис. 17. Вольт-амперная характеристика газонаполненных детекторов. Области: I-рекомбинации, II—насыщения, III—пропорциональности, IV—ограниченной пропорциональности, V-Гейгера-Мюллера, VI—самопроизвольного разряда; частицы с энергией: 1 - большой, 2 - малой.....	58
Рис. 18. Устройство (а) и счетная характеристика (б) счетчиков Гейгера-Мюллера, зависимость их эффективности от энергий γ -квантов (в) для различных типов счетчиков. 1 - АНОД; 2 - КАТОД; 3 - ИЗОЛЯТОР; 4 - СТЕКЛЯННЫЙ БАЛлон; 5 - ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЫВОД	61
Рис. 19. Принципиальная схема сцинтилляционного счетчика. 1-фосфор; 2-корпус контейнера фосфора; 3-отражатель; 4-фотоны 5- корпус. ФЭУ; 6-фотокатод; 7-фокусирующий динод; 8-диноды; 9-собирающий электрод (анод); R_1 — R_n -делитель напряжения; R_a -анодная нагрузка; С—разделительная емкость.....	63
Рис. 20. Зависимость эффективности в кристалла Nal от энергии γ -излучения. Диаметр и высота сцинтиллятора, мм: 1-30Х20, 2-40Х40, 3-60Х40, 4-80Х80, 5-120Х120, 6-200Х200	64
Рис. 21. Спектр вторичных электронов в сцинтилляторах при фотоэффекте (а), комптоновском рассеянии (б), эффекте образования пар (в) и аппаратурный спектр γ -излучения ²⁴ Na (г)	65
Рис. 22. Интенсиметр.	67
Рис. 23. Форма кривых на выходе интегрирующей ячейки при скачкообразном изменении скорости счета на входе ячейки. s—изменения напряжения на выходе ИЯ после включения прибора; б, β —диаграммы, зарегистрированные соответственно при большом и малом значениях постоянной времени интегрирующей ячейки; пунктиром показана истинная характеристика горных пород, у—середнененные кривые напряжений на выходе ИЯ при разных значениях.	70
Рис. 24. Зависимость удельной γ -активности a_γ образцов пород от их массовой глинистости C_{gl} (а, б), содержания нерастворимого остатка $C_{n,o}$ (в) и удельной поверхности S_{ud} зерен (г) (по В. В. Ларионову и Н. Т. Нестеренко)	74
Рис. 25. Геометрия прямых задач ГМ. Скважина; а—обсаженная, б—необсаженная	77
Рис. 26. Зависимость геометрических факторов (а) и показаний ГМ (б) от диаметра необсаженной скважины. Расположение прибора: 1—центральное, 2—эксцентрическое	79
Рис. 27. Форма кривых ГМ для $\mu=0,1 \text{ см}^{-1}$ (а), зависимость относительной амплитуды от произведения $h\mu$ (б) и номограмма для определения мощности пласта h (в) Детектор: 1.точечный,2.длиной $2R_0$ (по В.В.Ларионову).....	80
Рис. 28. Форма кривых ГМ против пластов большой (а) и малой мощности (б).....	81
Рис. 29. Номограммы для учёта влияния	82
Рис. 30. Экспериментальные кривые.	83
Рис. 31. Зависимость концентрации С различных радиоактивных элементов от глинистости C_{gl} коллекторов Западной Сибири (по Н.И.Нефёдовой и др.).....	84
Рис. 32. Диаграммы ГК-С на моделях с рудами U,Th при регистрации излучений разных энергий (по В.Л.Шашкину)	85
Рис. 33. Относительный вклад Ra (1), Th(2) и K(3) в спектр γ -излучения известняков	85
Рис. 34. Аппаратурный спектр γ -излучения в различных средах на расстоянии $r\delta=60 \text{ г/см}^2$ от источника ¹³⁷ Cs ($E_{\gamma 0}=0,66 \text{ МэВ}$) (по В.А.Арцыбашеву) Детектор-NaI (Th)	89
Рис. 35. Схемы зондов ГГМ. 1-источник γ -излучения; 2-детектор; 3-свинцовый экран	90

СПИСОК РИСУНОК

Рис. 36. Конструкция зондовой части приборов РГП-2. 1-сцинтилляционные счётчики; 2-экран из W; 3,8-экран из Pb; 4-источник; 5-гидравлическое реле; 6-коллимационные каналы; 7-свинцово-кадмиеевые экраны детекторов.....	91
Рис. 37. Схема плотномера (а), градуировочный график (б) и диаграмма (в) плотномера (по Ю.А.Гулину, Я.Н. Басину и др.)	92
Рис. 38. Зависимость произведений $L_\gamma \delta_e$ (1) и $\tau_\gamma \delta_e$ (2) в некоторых средах от энергии γ -излучения.....	95
Рис. 39. Зависимость показаний ГГМ-П в однородной среде от длины l_3 . Расчт методом Монте-Карло; среда: 1,2-вода, 3,4-песчаник $\delta=2,65$ г/см ³ ; источники: 1,3 - ⁶⁰ Co; 2,4- ¹³⁷ Ce	99
Рис. 40. Зависимость показаний ГГМ-П в однородной среде от плотности δ пород (а)и от параметра $\delta l_3 / \lambda_\gamma$ (б) (по К.Умиастовскому)	100
Рис. 41. Зависимость показаний ГГМ-С от эффективного атомного номера срнды.	101
Рис. 42. Кривые характеризующие глубинность ГГМ.	101
Рис. 43. Форма аномалий ГГМ-П при различном соотношении мощности пласта h и длины зонда l_3 (по В.А. Арцыбашеву)	103
Рис. 44. Зависимость $F(\delta)$ для прибора РГМ-2	104
Рис. 45. Схема устройства цементомера ГГМ. 1-шток для установки источника; 2,10-центраторы; 3-источник; 4 экран; 5-вытеснитель; 6-счтчик; 7-фигурный экран; 8- корпус измерительной установки; 9-корпус электронного блока; 11-электронный блок; 12- кабельная головка; 13-кабель	105
Рис. 46. Зависимость поеазаний дефектомера от азимутального угла (по Ю. А. Гулину) а-заколонное пространство заполнено однородной средой: 1-колонна смешена к стенке скважины II-колонна цементирована; б- влияние канала в цементном камне, заполненного водой: 1-канала нет; канал шириной т: 2-1 см, 3-2 см, 4-3 см, 5-4 см.....	106
Рис. 47. Схема интерпретации цементограмм и дефектограмм (по Ю.А.Гулину). А,б-четырёхканальный цементомер; в,г-трёхканальный цементомер; а,в-цементомер перемещается без вращения; б,г-цементомер вращается в колонне в процессе измерений; д-дефектомер; I-цемент в стволе скважины; II- порода; III-вода в стволе: колонна сцементирована: 1-за колонной вода, 2-каверна, заполненная водой, колонна смешена в стенке; 3-за колонной вода, 4-за колонной цемент; колонна цементирована; 5-за колонной цемент, 6-каверна, заполненная цементом; 7-неоднородность цементного кольца (цемент с водой)	107
Рис. 48. Пример использования ГГМ-П (1,3) и ГГМ-М (2) для разделения известняков (заштриховано) и песчано-глинистых пород (по Ю. А. Гулину) 1-малый зонд; 3-большой зонд; масштабы кривых 1 и 2 подобраны так, чтобы они совмещались в песчано-глинистых породах	108
Рис. 49. Пример использования ГГК-П и ГГК-С в комплексе с другими методами для расчленения различных типов горных пород и выделения полиметаллических руд (по И.П. Кошелёву и др.) 1-кварцевые порфиры; 2-кислые эфузивы; 3- вкраплённые руды; 4- сплошные руды	109
Рис. 50. Конструкция скважинного прибора ДРСТ-3.....	110
Рис. 51. Зависимость длины замедления L_3 нейтронов Ро-Be, ²⁵² Cf-источников и реакции ³ H (d,n) от коэффициента пористости k_n в кварцевых песчаниках (1), известняках (2), доломитах (3), ангидrite (4). Расчёты методом Монте-Карло.....	111
Рис. 52. Зависимость длины замедления L_3 нейтронов Ро-Ве-источника в газоносных песчаниках. а-от коэффициента газонасыщенности k_r песчаника при различных значениях k_n и давлении $p=0$ (1) и $p=20$ Мпа (2); б-от водородного индекса $\omega_{\text{пп}}$ при различных значениях плотности δ смеси кварца и воды.....	114
Рис. 53. Зависимость удельного объёма $V_{\text{уд}}$ и обратного ему водородного индекса воды от температуры T и давления p	116
Рис. 54. Зависимость нейтронопоглащающей активности A_n , коэффициента диффузии D и длины диффузии L_d тепловых нейтронов от k_n нефтоводонасыщенных (а,в) и газоводонасыщенных известняков (б,г)	117
Рис. 55. Зависимость длины L_γ переноса γ -квантов радиационного захвата нейтронов от коэффициента пористости песчаников (1), известняков (2) и доломитов (3).....	120
Рис. 56. Зависимость длины миграции L_n нейтронов (а) и суммарной длины $L_{\text{п}} \text{m}$ миграции нейтронов и ГИРЗ (б) от водородного индекса ω кварцевого песчаника.....	120
Рис. 57. Сопоставление значений L_n и A_n кварцевых песчаников и некоторых минералов и горных пород. 1- кварцевый песчаник; 2-минералы; 3-глинистый песчаник $k_n=0,9$, $k_{\text{гл}}=0,4$; 4-то же $k_n=0,20$, $k_{\text{гл}}=0,32$; 5-линии постоянных значений k_n ; Остальные значения см. табл. 11	127
Рис. 58. Распределение надтепловых (а) и (б) и тепловых (г, д) нейтронов в двухслойной системе скважина- пласт от источника ³ H (d,n) ($E_{\text{пп}}=2,45$ МэВ) а, г-вдоль оси скважины z; б,д-вдоль линий, нормальных к оси z; е-линии равной плотности потока нейтронов в плоскости (z,p); минерализация пластовой воды; 1-0, 2- 200г/л; знак "Э" указывает на смещение источника и детектора с оси скважины; p=R _c -стенка скважины .	128
Рис. 59. Зависимость длины релаксации L_p от расстояния z между точкой наблюдения и источником. I- скважинная геометрия, прибор прижат;II- однородная среда; диаметр скважины $d_c=900$ мм, диаметр прибора $d_{\text{пп}}=90$ мм; известняк, $\delta=2,7$ г/см ³ ; Ро-Ве-источник	129
Рис. 60. Поле тепловых нейтронов в обсаженной скважине ($k_n=20\%$). а- распределение Φ_t по оси p; б-линии постоянных значений Φ_t в плоскости (p,z), проходящей через ось скважины; минерализация пластовой	

СПИСОК РИСУНОК

воды : 1,2-0 (нефтеносный пласт), 3,4-200 г/л; минерализация воды в скважине 1,3-0, 2,4-200 г/л; 5-вода; 6-стальная колонна; 7-цементное кольцо.....	130
Рис. 61. Соотношение γ -излучений (1) и пласта (2) в зависимости от коэффициента пористости k_n . Длина зонда l_3 ; а-70 см, б-50 см.....	132
Рис. 62. Зависимость относительных показаний J/J_B прибора ДРСТ-1 от коэффициента пористости k_n известняков. а- НМН-Т-50, (50- l_3 , см); б-НГМ-60; минерализация С воды в пласте и скважине: 1-0, 2-80 г/л, 3-180 г/л	134
Рис. 63. Зависимость обратных показаний J_{op}/J для НГМ от коэффициента пористости k_n известняка. Опорный пласт-известняк, $k_n=20\%$; диаметр скважины d_c : 1-3-190 мм, 4,5- 243 мм, 6- 300 мм; 1,4,6- в скважине пресная вода: в скважине промывочная жидкость с минерализацией : 2-80 г/л, 3,5-180 г/л.....	135
Рис. 64. Пример палетки зависимости отношения показаний каналов двух зондов НМН-НТ от пористости пород. Длина зондов $l_3=30$ и 52,5 см; $d_c=190$ мм; Δ -отклонение прибора от стенки скважины.....	135
Рис. 65. Номограммы для определения поправки $\Delta\omega_{pl}$ за влияние плотностного эффекта на показания НГМ и НМН-Т. а- НГМ-60, обсаженная скважина, $d_c=190$ мм; б-обобщённая номограмма для НМН-Т; минерализация С пластовой воды: 1-0, 2-200 г/л.....	136
Рис. 66. Поправка $\Delta k_n=k_{npl}-k_n$ за различие минерального состава породы (известняка). а- двухзондовый НМН-Т; б-НГМ-60; состав скелета породы: И-известняк, К-кварц, А-ангидрит, Д-доломит, K ₁ ,D ₁ -песчаник и доломит со значением A_n , превышающим в 2 раза величину A_n соответственно для SiO ₂ и CaMg(CO ₃) ₂ ...	137
Рис. 67. Поправка за влияние минерализации пластовой воды С и промывочной жидкости (раствора) C _p . а —на результаты НГМ-60 с прибором ДРСТ-3, $d_c=200$ мм (по Ю. А. Гулину, Ф. Х. Еникеевой, Б. К. Журавлеву); б — на данные НМН-Т-40 с прибором ДРСТ-1, $d_c = 200$ мм (по В. П. Иванкину); минерализация С пластовой воды- 1, 3-250 г/л 2-0, 4, 5-100 м/л-минерализация C _p промывочной жидкости: 1,4 — 0, 2, 3 — 250 г/л, 5 — 100 г/л'	138
Рис. 68. Поправки в показания НГМ и НМН-Т за влияние температуры на нейтронные свойства пласта (а) и скважины (б) (по А. В. Булатову и автору). Минерализация С пластовой воды: 1 — 0, 2-200 г/л; T _{pl} — температура пласта, T _n — тоже, промывочной жидкости раствора(б)	139
Рис. 69. Спектры ГИРЗ железной руды (1), известняка (2) и кварцевого песка (3).....	141
Рис. 70. Номограмма для определения k_n и типа скелета горных пород, исходя из значений кажущейся пористости k_{nn} по данным НМ и ГГМ ($k_{n\gamma\gamma}$)	144
Рис. 71. Разделение нефтеносных (1) и водоносных (2) пластов путем сопоставления показаний НГМ и НМН-Т	145
Рис. 72. Распределение тепловых нейтронов во времени при ИНМ. Заштрихованы импульсы источника.....	147
Рис. 73. Упрощенная блок-схема аппаратуры импульсных нейтронных методов	148
Рис. 74. Временное распределение плотности нейтронов (а, б) и γ -квантов радиационного захвата нейтронов (в) в однородном песчанике.....	150
Рис. 75. Распределение плотности тепловых нейтронов во времени на оси скважины (а) и по осям Z (б) р (в) системе скважина – пласт.....	152
Рис. 76. Распределение плотности тепловых нейтронов во времени на оси скважины (а) и в радиальном направлении (б, в) в системе скважина—зона проникновения—пласт. Глубина зоны проникновения: б — 0, в — 200 мм; 1 — пласт нефтеносный зона проникновения насыщена соленой водой (C=200г/л); 2 — пласт насыщен соленой водой (C=200 г/л) зона проникновения — пресной	153
Рис. 77. Изменение кажущегося среднего времени t_k жизни нейтронов при увеличении радиуса R_3 п зоны проникновения для методов: а— ИННМ, б — ИНГМ; время задержки t: 1 — 2 мс, 2 — 3 мс; / — пласт насыщен пресной водой (нефтью), зона проникновения соленого фильтрата; // — пласт насыщен соленой водой (C=200 г/л), зона проникновения пресного фильтрата	156
Рис. 78. Зависимость асимптотического (при $t>1$ мс) временного декремента λ от нейтронопоглощающей активности A _{npl} пласта в необсаженной скважине (по А. Л. Поляченко и В. Г. Цейтлину — ИННМ; б — ИНГМ; скважина заполнена пресной водой ($A_{nc} = 5 \text{ мс}^{-1}$))	157
Рис. 79. Пример диаграмм ИНМ-КВ в районе с минерализованными пластовыми водами (C=250 г/л NaCl). z ₁ -40 см, z ₂ -70 см, t ₁ =1мс, t ₂ =0,7 мс, заштрихованы интервалы пород, насыщенных нефтью или пересыщенных фильтратом.	160
Рис. 80. Временное (а—в) и пространственное (г) распределение плотности источников ГИНР (временное окно $\Delta t=1$ H _c) (E _o = 14 МэВ) а — на кислороде воды; б, в — на кислороде (б) и кремнии (в) сухого кварцевого песчаника; г-на кислороде (1) и кремни (2) сухого песчаника	161
Рис. 81. Форма кривых ИННМ противуединенных пластов различной мощности $h.l_3 = 40$ см (источник ниже детектора), время задержки t=1,6 мс	164
Рис. 82. Схемы зондов РРМ с частичной коллимацией (а) и без коллимации (б) (по В. А. Мейеру и Е. П. Леману). 1 — источник; 2 — кристалл Nal(Tl); 3 — окно из материала с малым атомным номером	165
Рис. 83. Рост и спад активности пород при активационном анализе.	169
Рис. 84. Зависимость активности Na от концентрации C _{NaCl}	170
Рис. 85. Схема возбуждения и регистрации сигналов свободной прецессии (по С. М. Аксельроду и др.). а — изменение напряженности поляризующего магнитного поля во времени; б — изменение вектора ядерной	

СПИСОК РИСУНОК

намагниченности M во времени; β — индукируемая в катушке э. д. с. сигнала свободной прецессии; φ — форма усиленного сигнала свободной прецессии; δ — огибающая продетектированного сигнала U свободной прецессии; ϱ — положение вектора ядерной намагниченности в различные моменты времени	174
Рис. 86. Пример диаграммы ЯММ. 1 — песчаник; 2 — песчаник глинистый; 3 — аргиллит.....	177
Рис. 87. Теплопроводность λ некоторых горных пород. а- зависимость теплопроводности λ от пористости песчаников при различном	190
Рис. 88. Гистограммы теплофизических параметров осадочных пород (по У.И.Моисеенко и др.).....	191
Рис. 89. Типичные контуры интегрирования при решении задач теплопроводности методом преобразований Лапласа	196
Рис. 90. Графики изменения геотермического градиента Γ (1), удельного теплового сопротивления ζ (2) с. глубиной пород и термограмма (3) (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову)	198
Рис. 91. Геоизотермический профиль через соляной купол (а) и схема тепловых потоков в синклинальных и антиклинальных зонах (б) (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову). 1 — скважина; 2 — соль; 3 — изотермы; 4 — направление теплового потока	199
Рис. 92. Форма термограмм при наличии цилиндрической поверхности, равномерно поглощающей теплоту	201
Рис. 93. Изменение во времени t отношения θ_0/θ_0 (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову).....	203
Рис. 94. Энтальпия і углеводородных газов в функции приведенных давлений	208
Рис. 95. Зависимость критических температур T_{kp} и давления P_{kp} природного газа от его относительной плотности $\Delta=\delta_r/\delta_B$. Плотность: δ_B — воздуха, δ_r — газа	208
Рис. 96. Распределение температуры T по стволу скважины (по Э. Б. Чекалоку) а — эксплуатационная нефтяная, $\Delta T_0=0$ (1) и $\Delta T_0>0$ (2); б — эксплуатационная газовая, $\Delta T_0<0$ и (3); в — нагнетательная, $\Delta T_0>0$ (4) и $\Delta T_0<0$ (5)	210
Рис. 97. Распределение температуры T в стволе скважины с двумя отдающими пластами АВ и СД.....	211
Рис. 98. Погрешность θ_0/θ_0 определения температуры горных пород (в долях от начальной разности температур пород и промывочной жидкости) в зависимости от времени t простояния скважины.....	214
Рис. 99. Сопоставление термограммы ΔT метода искусственного теплового поля с диаграммами КС и СП (по В. Н. Дахнову и Д. И. Дьяконову). 1 — песок; 2 — глина.....	216
Рис. 100. Пример выделения песчаников с активной циркуляцией горячих вод (по Д. И. Дьяконову). 1 — геотермограмма; 2 — диаграмма градиента; 3 — комплекс песчаников с активной циркуляцией горячих вод..	217
Рис. 101. Схематические термограммы в работающих эксплуатационной газовой (а) и нагнетательной (б) скважинах. 1 — геотермограмма; термограммы: 2 — в процессе работы скважины, 3 — в остановленной скважине; 4 — линия температуры охлажденного газа, поступающего из пластов	218
Рис. 102. Определение подкасательной на термограмме действующей газовой скважины. 1 — геотермограмма; 2 — термограмма	219
Рис. 103. Форма термограммы в интервале прохождения температурного фронта нагнетаемых вод (по Я. Н. Басину и др.)	221
Рис. 104. Схематическое изображение траекторий различных типов волн в системе скважина—пласт. И — излучатель; Я — приемник колебаний; I—скважина, II — пласт	223
Рис. 105. Двух- (а), трех- (б) и четырехэлементные (в) зонды.....	224
Рис. 106. Деформация тел. а — растяжение; б — сдвиг	226
Рис. 107. Элементарный объем среды с составляющими σ_{ij} тензора напряжений, параллельных оси x_i	229
Рис. 108. Примеры волновых картин в плотных (а) и трещиноватых (б) породах (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецовой).....	236
Рис. 109. Амплитудно-частотная характеристика необсаженной скважины для головных продольной PoPiPo и обменной PoSiPo волн (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецовой).....	238
Рис. 110. Сравнение амплитуды A первой фазы волны (а) и интервального времени Δt (б) до крепления скважины обсадной колонной (1) и после него (2). Годографы получены на моделях при частоте $f=10$ кГц (по Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецовой).....	238
Рис. 111. Зависимость коэффициента ослабления A_i^2/A_k^2 (1) головной волны и отношения амплитуд A_h/A_k (2) волны по породе A_h и колонне A_k от волновой толщины колонны h/λ_ϕ (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецовой). A_i — амплитуда для i-го зонда, h — толщина колонны	238
Рис. 112. Теоретическая (а) и экспериментальная (б) зависимости скорости V_p продольных волн песчаников от эффективного давления p на скелет породы (по В. М. Добринину). Насыщение пласта: 1 — вода, 2 — газ	241
Рис. 113. Зависимость скорости V_p продольных волн от плотности δ горных пород, минералов и металлов (по Н. Б. Дортман и М. Ш. Магиду). Минералы с формой кристаллической связи: 1 — металлической (самородные и технические металлы), 2 — ковалентно-металлической, 3 — ковалентной, 4— ионной; 5 — редкие и рассеянные элементы; 6 — метеориты; 7 — вещества в жидким состоянии; 8 — осадочные и кайнотипные эфузивные породы; 9 — интрузивные, палеотипные эфузивные и метаморфические породы; 10 — средняя линия для минералов с металлической и ковалентно-металлической формой кристаллической связи; 11 — минералы с ковалентной и ионной формой кристаллической связи	242

СПИСОК РИСУНКОВ

Рис. 114. Статистическая связь между скоростью V_p продольной волны и плотностью δ горных пород (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову). 1 — соль; 2 — известняк; 3 — доломит; 4 — ангидрит; 5 — песчаник; 6 — глина; 7 — кривая регрессионной связи $\delta=0,23 V_{p0,25}$	243
Рис. 115. Влияние на параметры $\Delta T_{\text{пл}}$ и $v_{\text{ел}}$ условий залегания пластов (по данным В. Ю. Афанасьева). Обобщенные связи: а — между $\Delta T_{\text{пл}}$ и H , б — между отношением $V_{\text{ГЛ}}/V_{\text{ГЛ20}}$ и T для образцов глин; 1 — усредненная зависимость; 2 — область наиболее вероятных значений.....	246
Рис. 116. Зависимость коэффициента поглощения $\alpha_{\text{р}}/\alpha_{\text{р, макс}}$ продольных волн в сцементированном песчанике от коэффициента пористости k_n . I — эксперименты В. А. Гаранина; II — теоретические расчеты по формулам: 1 — Оффисера, 2 — Био	247
Рис. 117. Электроакустические преобразователи, применяемые в акустическом каротаже. а — витой магнитострикционный излучатель; б, β — соответственно цилиндрический и сферический пьезоэлектрические приемники; г — диаграммы направленности цилиндрического излучателя; ρ, θ — полярные координаты.....	250
Рис. 118. Различные схемы импульсного генератора.....	251
Рис. 119. Различные типы акустических изоляторов.....	252
Рис. 120. Обобщенная блок-схема комплекта аппаратуры АК (а) и сигналы в ней (б) (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову). СИ — синхроимпульс; СП — схема присоединения к кабелю; ВСИ — блок выделения синхроимпульсов; ВВ — блок выделения вступлений; т — блок измерения времени: А — измеритель амплитуды; θ — вычислитель; О — временное окно; ВК — блок фотографирования волновых картин; ФКД — блок регистрации фазокорреляционных диаграмм	253
Рис. 121. Конструкция зонда СПАК-2М. 1 — уплотнительные кольца; 2 — кабельная головка; 3 — контейнер блока питания излучателей; 4 — резиновое покрытие; 5 — свечи для вывода проводов к излучателям; 5 — излучатели; 7 — акустические изоляторы; 8 — приемник; 9 — контейнер усилителя	254
Рис. 122. Блок-схема записи фазокорреляционной диаграммы (а) и сигналы.....	255
Рис. 123. Схема, поясняющая расчет значений среднего интервального времени для четырехэлементного зонда. Д — путь волны между элементом и стенкой скважины	257
Рис. 124. Характер отображения некоторых типов волн на ФКД и ВК для различных случаев цементирования колонны (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Ка-русу, О. Л. Кузнецову). Характер контакта цемент—порода: а, б — жесткий, в, г — скользящий, д — цемент отсутствует; характер контакта цемент—колонна: а, в — жесткий, б, г — скользящий; типы волн: а: 1 — $P_0P_1P_0$ 2 — $P_0S_1P_0$, 3 — трубная, б: / — по колонне, 2 — $P_0S_1P_0$, 3 — трубная, в: 1 — обобщенная по цементу и колонне, 2 — $P_oS_1P_o$, 3 — трубная, г: 1 — по колонне, 2 — по цементу, 3 — трубная, д: 1 — по колонне, 2 — трубная, 3 — отраженные от муфт.....	260
Рис. 125. Форма диаграмм акустического каротажа. а, б — кривые интервального времени ΔT_1 , амплитуды волн A_1 и коэффициента затухания α против пластов соответственно большой ($h > S$) и малой ($h < S$) мощности; в — кривая ΔT против каверны	262
Рис. 126. Пример номограммы для определения литологии пород и коэффициента пористости k_n по значениям интервального времени ΔT и кажущейся пористости k_{nn} по данным нейтронных методов.....	264
Рис. 127. Обобщенная схема изменения акустических параметров в разрезе, представленном чередованием пластов с различными типами первового пространства (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову). A_L — амплитуда трубной волны L (волна Лэмба—Стоунли); пунктиром показано проскальзывание циклов	265
Рис. 128. Схема изменения основных акустических параметров при пересечении залежи, содержащей водо-, нефте- и газонасыщенные пласти (по Б. Н. Ивакину, Е. В. Карусу, О. Л. Кузнецову). Измерения проведены в обсаженной скважине после расформирования зоны проникновения; 1 — глина; песчаник; 2 — газонасыщенный, 3 — нефтенасыщенный, 4 — водонасыщенный (2—4 — гранулярные коллекторы, $k_{\text{п}} = 20\%$, насыщенность — около 100%); v — коэффициент Пуассона	268
Рис. 129. Схема интерпретации диаграмм акустического цементомера совместно с данными акустического каротажа (по П. А. Прямову) I — кривые АК до крепления скважины; II — кривые АКЦ; III — отметки муфт; IV — результаты интерпретации; сцепление цемента: 1 — хорошее с колонной и породой, 2 — хорошее с колонной, плохое с породой, 3 — хорошее с колонной, неизвестное с породой, 4 — плохое с колонной; 5 - — отсутствие цементного камня или его сцепления с колонной	269
Рис. 130. Блок-схема аппаратуры САТ. 1 — генератор азимутальной развертки; 2 — видеоусилитель; 3 — регистратор; 4 — сельсин-приемник; 5 — сельсин-датчик; 6 — формирователь меток глубины; 7 — скважинный усилитель; 8 — пьезоэлектрический преобразователь; 9 — генератор зондирующих импульсов; 10 — азимутальный отметчик; 11 — мотор	271