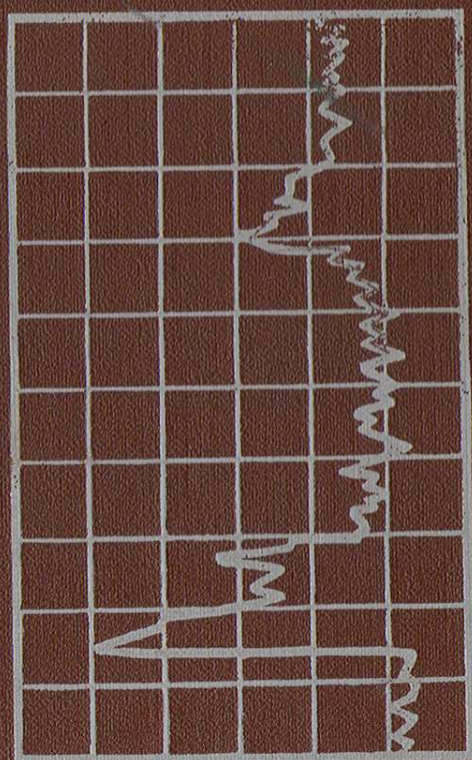


553.1(075.3)
А 828

В. А. АРЦЫБАШЕВ

ЯДЕРНО- ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА



550,31507
22-82
В. А. АРЦЫБАШЕВ

ЯДЕРНО- ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ РАЗВЕДКА

*Допущено Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебного пособия для студентов
геофизической специальности
высших учебных заведений*



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1972

Раздел I

ГАММА-МЕТОДЫ

В группу гамма-методов ядерной геофизики входят следующие основные четыре метода:

1) гамма-метод (ГМ) изучения естественной радиоактивности пород и руд;

2) гамма-гамма-метод (ГГМ), в котором исследуются рассеяние и поглощение γ -излучения источника, помещаемого в породу. Метод применяют для определения плотности (ГГМ-П) и эффективного атомного номера пород и руд (ГГМ-С);

3) рентгено-спектральный метод (РСМ) — заключается в изучении характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого в элементах γ - или рентгеновским излучением источника; применяется для анализа вещественного состава руд;

4) метод ядерного гамма-резонанса (ЯГР) — основан на резонансном поглощении и рассеянии γ -излучения ядрами элементов (эффект Мёссбауэра); применяется для анализа на некоторые элементы и соединения элементов (железо, SnO_2 и др.).

ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ, ТЕХНИЧЕСКИЕ И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГАММА-МЕТОДОВ

§ 1.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ГАММА-МЕТОДОВ

Источники γ -квантов

В ядерной геофизике широко используют в качестве источников γ -излучения искусственные радиоактивные изотопы. К источникам предъявляют ряд требований, выполнение которых обеспечивает удобство и безопасность работы с ними, поэтому не все радиоактивные изотопы находят практическое применение. Для решения разнообразных задач требуются изотопы с различными периодами полураспада и различными энергетическими спектрами испускаемого излучения. Полный перечень испускаемых промышленностью изотопов и источников содер-

Таблица 1.1

Изотопные источники γ -излучения

Источник	Период полу- распада	Энергия γ -излу- чения, Мэв	Выход γ -кван- тов на распад, %	Гамма-посто- янная(K_γ), р/ч
Na ²⁴	14,9 ч	1,38 2,76	100 100	18,95
Fe ⁵⁹	45,1 дня	0,191 1,098 1,289	2,8 56,7 43,0	6,25
Co ⁶⁰	5,27 года	1,17 1,33	100 100	13,2
Zn ⁶⁵	245 дней	0,51 1,12	3,0 45,5	2,83
Se ⁷⁵	127 дней	0,076 0,124 0,138 0,269 0,281 0,405	14,0 2,3 21,4 65,2 5,0 14,0	1,62
Sb ¹²⁴	60 дней	0,603 0,646 0,714 0,723 1,37 1,692 2,088	98,6 7,5 3,7 10,0 4,6 50,0 6,5	9,92
I ¹³¹	8 дней	0,722 0,637 0,364 0,284	2,8 9,3 80,9 6,3	2,30
Cs ¹³⁷	33 года	0,661	92,0	3,55
Tm ¹⁷⁰	129 дней	0,052* 0,084	— 37,0	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Hg ²⁰³	46,9 дня	0,279 0,071*	87,0 —	1,41

* Характеристическое рентгеновское излучение, сопутствующее основному γ -излучению источника.

жится в специальном каталоге [1]. Большинство искусственных радиоактивных изотопов получают в ускорителях и реакторах, бомбардируя стабильные ядра заряженными частицами и нейтронами, а также выделяют из продуктов деления тяжелых ядер.

Наиболее часто применяемые источники γ -излучения указаны в табл. 1.1. В открытом виде используют только короткоживущие изотопы (Fe^{59} , I^{131}) во избежание загрязнения на длительное время объектов исследования. Из источников мягкого γ -излучения широко применяют Se^{75} , Tm^{170} , Hg^{203} . Сравнительно жестким γ -излучением обладают очень удобные во многих отношениях источники Cs^{137} и Co^{60} . Из доступных для практики источников наиболее жесткое γ -излучение испускают Na^{24} ($E_\gamma = 2,76 \text{ Мэв}$) и Sb^{124} ($E_\gamma = 2,088 \text{ Мэв}$).

В качестве источников γ -излучения используют также тормозное рентгеновское излучение, возникающее при замедлении β -частиц в веществе. Изотопные источники тормозного излучения представляют собой смесь β -излучателя и мишени (обычно в качестве мишени используют элементы с атомным номером $Z > 50$). Некоторые β -излучатели, пригодные для создания источников указанного типа, перечислены в табл. 1.2.

Изотопные источники β -излучения

Таблица 1.2

Источник	Период полураспада	Энергия β -излучения, Мэв	Реакция получения изотопа
H^3	12,4 года	0,0176	$\text{Li}^6(n, \alpha) \text{H}^3$
C^{14}	5568 лет	0,1585	$\text{N}^{14}(n, p) \text{C}^{14}$
Tl^{204}	4,26 года	0,765	$\text{Tl}^{203}(n, \gamma) \text{Tl}^{204}$
$\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$	27,7 года	0,61	Образуется при делении урана
		2,18	
Si^{32}	710 лет	0,1	$\text{Si}^{30}(2n, 2\gamma) \text{Si}^{32}$
		1,711	
S^{35}	87,1 дня	0,167	$\text{S}^{34}(n, \gamma) \text{S}^{35}$
Ca^{45}	152 дня	0,256	$\text{Ca}^{44}(n, \gamma) \text{Ca}^{45}$

Наконец, источниками жесткого γ -излучения являются различного рода ускорители заряженных частиц [2], в которых интенсивные потоки γ -излучения возникают при торможении ускоренных частиц в материале мишеней.

Краткая характеристика γ -излучения и его взаимодействия с веществом

γ -Излучение обладает как волновыми, так и корпускулярными свойствами. Между энергией γ -кванта E и частотой электромагнитного излучения ν существует соотношение

$$E = h\nu, \quad (1.1)$$

где h — постоянная Планка ($4,13 \cdot 10^{-21} \text{ Мэв} \cdot \text{сек}$).

Скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме равна скорости света $c=3\cdot 10^{10}$ см/сек, а в среде несколько меньше. Связь между энергией γ -излучения и длиной волны λ будет

$$E = \frac{hc}{\lambda}, \quad (1.2)$$

так как $v=c/\lambda$.

Энергию γ -квантов часто выражают в единицах энергии покоя электрона — $m_0c^2=0,511$ Мэв. В этом случае будем обозначать энергию символом α . Очевидно, что

$$\alpha = \frac{E}{m_0c^2} = \frac{E [Мэв]}{0,511}, \quad (1.3)$$

где m_0 — масса покоя электрона.

γ -Излучение обладает способностью ионизировать вещество, вызывать тепловой, химический и другие эффекты.

Обладая электромагнитной природой, γ -кванты при распространении в веществе взаимодействуют с атомными электронами, атомными ядрами и электрическим полем, окружающим электроны или ядра. В результате взаимодействия может произойти отклонение γ -кванта от направления первоначального движения (рассеяние) либо поглощение γ -кванта. Рассеяние происходит с потерей части энергии (некогерентно) или с сохранением энергии γ -кванта (когерентно).

Существует больше десятка различных элементарных процессов взаимодействия γ -излучения с веществом [3]. В интересующем нас диапазоне энергий γ -квантов (до 10 Мэв) существенное значение имеют три процесса: фотоэлектрическое поглощение, образование пары электрон — позитрон и комптоновское рассеяние.

Фотоэлектрическое поглощение. При фотоэлектрическом эффекте γ -квант передает всю свою энергию одному из электронов, вырывая его из атома. Фотоэффект не может происходить на свободном электроне, так как атом в целом в процессе фотоэффекта берет на себя избыток импульса. Вероятность фотоэффекта тем больше, чем меньше разница между энергией связи электрона в атоме и энергией γ -кванта. Для γ -квантов с энергией, значительно превышающей энергию связи электрона в атоме, электрон оказывается слабо связанным и фотоэффект становится маловероятным. Поэтому с ростом энергии γ -кванта поперечное сечение фотоэффекта быстро уменьшается начиная с максимального значения, имеющего место в том случае, когда энергия γ -кванта равна энергии связи электрона в атоме. Так как максимальной энергией связи обладают электроны K -оболочки, то фотоэффект происходит в основном на K -электронах.

В легких элементах энергия связи даже K -электронов невелика, поэтому при взаимодействии с легкими атомами роль фо-

тоэффекта незначительна. С ростом атомного номера Z быстро увеличивается энергия связи электронов, и фотоэффект растет с ростом Z как Z^n , где $4 < n < 5$.

Если энергия кванта меньше энергии связи K -электрона, то из атома может быть вырван электрон с L -оболочки. Это обуславливает наличие фотоэффекта ниже границы K -оболочки. При энергии, равной энергии связи электрона K -оболочки, сечение фотоэффекта скачкообразно уменьшается до его значения на L -оболочке (рис. 1.1). При возрастании энергии γ -кванта сечение фотоэффекта падает: при малых энергиях γ -кванта ($E < 0,2$ Мэв) как E^{-3} , а при больших ($E > 0,5$ Мэв) — по закону E^{-1} .

Существует много формул, отражающих зависимость микроскопического сечения фотоэффекта σ_{ϕ} от Z и E . В большинстве задач, связанных с расчетами взаимодействия γ -квантов с веществом, требуются только численные значения сечений фотоэффекта, которые можно найти в сводных работах [3—5].

Микроскопическое сечение фотоэффекта относят к одному атому. Переход к макроскопическому сечению τ , называемому также линейным коэффициентом фотопоглощения, выполняется умножением σ_{ϕ} на атомную плотность m_a :

$$\tau = \sigma_{\phi} m_a = \sigma_{\phi} \frac{\rho}{A} L_A, \quad (1.4)$$

где ρ — плотность; A — атомный вес; $L_A = 6,025 \cdot 10^{23}$ — число Авогадро, ($г \cdot моль^{-1}$).

О роли фотоэффекта для разных веществ и различных энергий γ -квантов можно судить по данным табл. 1.3.

Выбивание атомного электрона при фотоэффекте обычно сопровождается флуоресцентным излучением, представляющим собой характеристическое рентгеновское излучение атома. Так, в свинце переход электрона с L - на K -уровень сопровождается характеристическим излучением с энергией 75 кэв.

Образование электронно-позитронных пар. Процесс образования пар состоит в том, что вся энергия кванта в поле ядра или

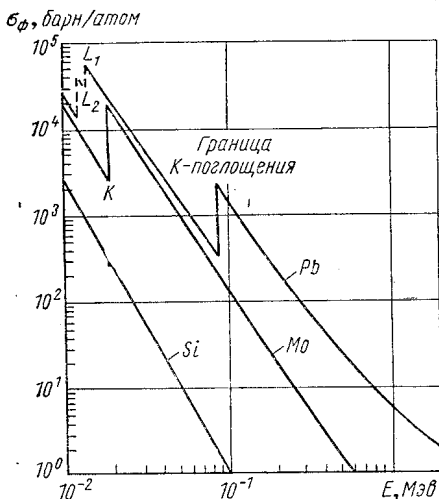


Рис. 1.1. Зависимость сечения фотоэффекта σ_{ϕ} от энергии E γ -кванта для различных элементов.

Т а б л и ц а 1.3

Энергия $E_{1/2}$, при которой вклад фотоэффекта в ослабление излучения равен половине, и энергия E_K связи K -оболочки [6]

Z	Элемент	$E_{1/2}$, Мэв	E_K , Мэв
1	H	10^{-4}	$1,4 \cdot 10^{-5}$
6	C	0,016	$2,8 \cdot 10^{-4}$
8	O	0,025	$5,3 \cdot 10^{-4}$
13	Al	0,046	0,0016
20	Ca	0,079	0,0040
26	Fe	0,11	0,0071
42	Mo	0,195	0,020
50	Sn	0,25	0,029
74	W	0,42	0,069
82	Pb	0,50	0,088
92	U	0,62	0,116

электрона передается образующейся паре электрон — позитрон. Энергия покоя пары равна $2m_0c=1,022$ Мэв. Это является порогом реакции, ниже которого образование пар невозможно.

Образование пары происходит в поле ядра и зависит от атомного номера как Z^2 . Сечение процесса является также бы-строрастущей функцией энергии: вначале ($E \approx 1$ Мэв) оно растет пропорционально E , а затем $-\ln E$.

Таким образом, сечение процесса образования пар увеличивается с ростом порядкового номера элементов и энергии γ -квантов. В рассматриваемом диапазоне энергий процесс образования пар имеет существенное значение только для достаточно тяжелых элементов ($Z > 40-50$).

Аналитическое выражение для микроскопического сечения процесса образования пар обычно не используется в расчетах. Численные значения сечений для разных энергий γ -квантов и различных элементов табулированы [3—5].

Микроскопическое сечение σ_n относят к одному атому. Макроскопическое сечение процесса образования пар κ будет

$$\kappa = \sigma_n \frac{\rho}{A} L_A. \quad (1.5)$$

Поглощение γ -кванта в процессе образования пары сопровождается вторичным процессом. Возникший при поглощении кванта позитрон замедляется и, соединяясь с одним из электронов среды, аннигилирует. При этом образуются два аннигиляционных γ -кванта с энергией 0,511 Мэв каждый, разлетающиеся в противоположные стороны.

Комптоновское рассеяние. Процессы фотоэффекта и образования пар приводят к полному исчезновению γ -кванта, т.е. они являются процессами истинного поглощения. Комптон-эффект, напротив, представляет собой процесс рассеяния, в результате

которого меняются как направление движения, так и энергия падающих γ -квантов, но при этом γ -кванты, как таковые, не исчезают.

Комптоновское рассеяние происходит на электронах. Так как энергия связи электрона в атоме обычно мала по сравнению с энергией γ -кванта и так как скорости движения электронов в атоме невелики по сравнению со скоростью распространения γ -излучения, то электрон до взаимодействия с γ -квантом может рассматриваться как свободный и покоящийся (пренебрегая энергетическими затратами на ионизацию атома). Из законов сохранения энергии и импульса при взаимодействии γ -кванта со свободным электроном непосредственно следует связь между углом рассеяния θ и энергией кванта до и после рассеяния [7]:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0 (1 - \cos \theta)}, \quad (1.6)$$

где α_0 — энергия первичного (падающего) кванта; α — энергия рассеянного кванта.

Формула (1.6) позволяет сделать важные выводы о распределении рассеянных γ -квантов. При рассеянии прямо вперед ($\theta=0$) энергия кванта не меняется ($\alpha=\alpha_0$). С возрастанием угла рассеяния энергия рассеянного излучения уменьшается. Минимальной энергией обладают γ -кванты, рассеянные в обратном направлении ($\theta=\pi$). Так, при изменении энергии падающего кванта от $\alpha_0=1$ до бесконечно большой энергия обратного рассеянного ($\theta=\pi$) кванта меняется от 0,17 до предельного значения $\alpha=0,5$ (0,255 Мэв). Если энергия падающего кванта мала, то при рассеянии на любой угол потери энергии почти не происходит и $\alpha=\alpha_0$.

В расчетах рассеяния γ -излучения важное значение имеет дифференциальное сечение рассеяния, т.е. сечение, отнесенное к единице телесного угла (рис. 1.2). Оно рассчитывается методами квантовой электродинамики и выражается формулой Клейна — Нишины — Тамма [3]:

$$\sigma_K(\alpha_0, \theta) = \frac{d\sigma_K}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \alpha_0 (1 - \cos \theta)]^2} + \frac{\alpha_0^2 (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha_0 (1 - \cos \theta)]^3} \right\}, \quad (1.7)$$

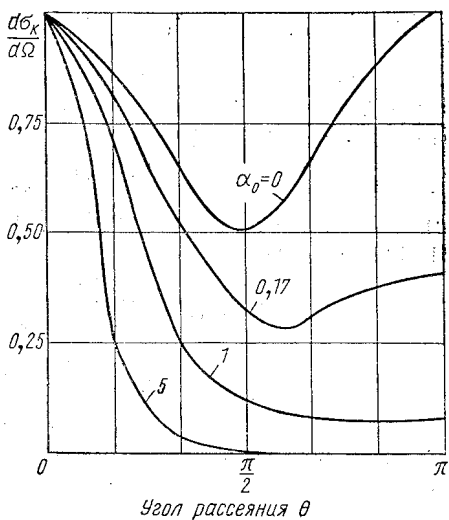


Рис. 1.2. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния (в единицах r_0^2 на 1 стерад).

где $r_0^2 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$ — классический радиус электрона ($r_0^2 = 7,94 \times 10^{-26} \text{ см}^2$); e — заряд электрона.

В предельном случае ($\alpha_0 \approx 0$) формула (1.7) переходит в формулу Томсона, выражающую сечение когерентного рассеяния на электроны:

$$\left(\frac{d\sigma_K}{d\Omega} \right)_T = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (1.8)$$

Полное сечение комптоновского рассеяния γ -кванта на электроны получают интегрированием дифференциального сечения по телесному углу:

$$\sigma_K(\alpha_0) = \int_{4\pi} \sigma_K(\alpha_0, \theta) d\Omega. \quad (1.9)$$

Подставив в выражение (1.9) формулу (1.7) и выполнив интегрирование, находим

$$\sigma_K(\alpha_0) = \pi r_0^2 \left\{ \frac{\alpha_0^2 - 2\alpha_0 - 2}{\alpha_0^3} + \ln(1 + 2\alpha_0) + \frac{2\alpha_0^3 + 18\alpha_0^2 + 16\alpha_0 + 4}{\alpha_0^2 (1 + 2\alpha_0)^2} \right\}. \quad (1.10)$$

Полное сечение σ_K имеет максимальное значение при $\alpha_0 = 0$, плавно уменьшаясь с ростом энергии кванта до нуля при $E \rightarrow \infty$. Максимальное значение сечения равно полному томсоновскому сечению:

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_0^2 = 0,665 \text{ барн} \quad (1.11)$$

(1 барн = 10^{-24} см^2).

Чтобы выяснить, какую часть энергии теряют γ -кванты в среднем при рассеянии на различные углы в том или ином энергетическом интервале падающих квантов, разделим сечение σ_K на две части:

$$\sigma_K(\alpha_0) = {}_s\sigma_K(\alpha_0) + {}_a\sigma_K(\alpha_0). \quad (1.12)$$

Первое слагаемое называется сечением рассеяния энергии квантов. Оно пропорционально среднему значению энергии, уносимой квантами после рассеяния, и связано с дифференциальным сечением следующим соотношением:

$${}_s\sigma_K(\alpha_0) = \int_{4\pi} \frac{\alpha}{\alpha_0} \sigma_K(\alpha_0, \theta) d\Omega. \quad (1.13)$$

Второе слагаемое пропорционально средней величине потери энергии и называется сечением поглощения энергии γ -квантов. Оно равно

$${}_a\sigma_K(\alpha_0) = \int_{4\pi} \frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0} \sigma_K(\alpha_0, \theta) d\Omega. \quad (1.14)$$

Средняя энергия рассеянного γ -кванта $\bar{\alpha}$ выражается через энергию падающего кванта следующим образом:

$$\bar{\alpha} = \alpha_0 \frac{s\sigma_K}{\sigma_K}. \quad (1.15)$$

График $\bar{\alpha}/\alpha_0$ приводится на рис. 1.3.

Макроскопическое сечение комptonовского рассеяния σ получают умножением сечения, отнесенного к одному электрону, на электронную плотность m_e :

$$\sigma = \sigma_K m_e = \sigma_K \rho \frac{Z}{A} L_A. \quad (1.16)$$

Зависимость σ от изменения вещественного состава среды полностью определяется отношением Z/A , так как σ_K от Z не зависит. Известно, что отношение Z/A изменяется приблизительно на 20% при переходе от легких к тяжелым элементам, поэтому макроскопическое сечение комptonовского рассеяния слабо зависит от вещественного состава среды.

О доле комptonовского рассеяния среди других процессов взаимодействия γ -квантов с веществом отчетливо можно судить по данным, приведенным в табл. 1.1 и 1.2. В интервале энергий γ -излучения от 0,5 до 5 Мэв комpton-эффект преобладает при любом Z среды, причем его роль возрастает по мере уменьшения Z . Для легких элементов ($Z < 15 \div 20$) взаимодействие γ -квантов рассматриваемых энергий с веществом практически полностью обусловлено комpton-эффектом.

Полное сечение взаимодействия γ -излучения с веществом. Индивидуальная история каждого γ -кванта, проходящего через вещество, имеет несколько вариантов: либо поглощение кванта в первом же акте взаимодействия с веществом в результате фотоэффекта или процесса образования пар, либо вначале один или несколько актов комptonовского рассеяния с последующим фотоэлектрическим поглощением. Элементарные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом не зависят друг от друга, поэтому полное сечение взаимодействия равно сумме трех сечений:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa. \quad (1.17)$$

Полное макроскопическое сечение μ называют коэффициентом ослабления γ -излучения. Его размерность равна обратной длине

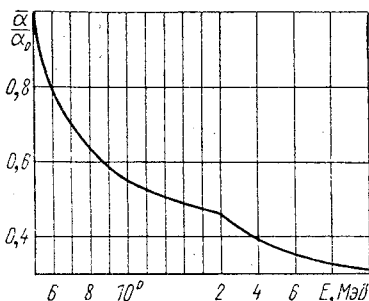


Рис. 1.3. Отношение средней энергии рассеянного γ -кванта к энергии падающего кванта.

312 031

12885

(см⁻¹). Используя формулы (1.4), (1.5), (1.16) и (1.17), получаем

$$\mu = \rho L_A \left(\frac{\sigma_{\Phi}}{A} + \sigma_K \frac{Z}{A} + \frac{\sigma_{\Pi}}{A} \right). \quad (1.18)$$

Поскольку коэффициент ослабления γ -излучения пропорционален плотности, иногда удобно рассматривать массовый коэффициент k , равный отношению линейного коэффициента μ к ρ и не зависящий поэтому от плотности среды:

$$k = \frac{\mu}{\rho} = L_A \left(\frac{\sigma_{\Phi}}{A} + \sigma_K \frac{Z}{A} + \frac{\sigma_{\Pi}}{A} \right). \quad (1.19)$$

Для сложной среды массовый коэффициент ослабления γ -излучения равен

$$k = \sum_i p_i k_i, \quad (1.20)$$

где p_i — весовая доля i -го элемента.

Методы регистрации γ -излучения

В ядерной геофизике применяют детекторы γ -излучения, работающие либо на ионизационном принципе (ионизационные камеры, счетчики Гейгера — Мюллера, кристаллические и полупроводниковые счетчики), либо на сцинтилляционном (сцинтилляционные счетчики). Наиболее широкое применение находят газонаполненные ионизационные детекторы и сцинтилляционные счетчики.

Общая характеристика газонаполненных детекторов. К газонаполненным относятся следующие детекторы: ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера — Мюллера. Каждый из упомянутых приборов можно схематически представить в виде воздушного конденсатора (камеры), к обкладкам которого приложена разность потенциалов U . Ионизирующие излучения, попадающие в конденсатор, производят ионизацию газа. Под действием разности потенциалов ионы и электроны движутся к обкладкам конденсатора, вызывая электрический ток во внешней цепи. Различие между тремя типами газонаполненных детекторов можно уяснить, рассматривая зависимость ионизационного тока от величины напряжения U (рис. 1.4).

Первоначальная ионизация в конденсаторе зависит от типа частицы и постоянных параметров камеры (геометрические размеры, состав газовой смеси и т.д.). Пусть частица образует N_0 ионов; при небольшом напряжении (область I) часть ионов, медленно двигаясь к электродам, успевает рекомбинировать,

поэтому изменение напряжения на обкладках конденсатора равно

$$\Delta U = \frac{aN_0e}{C}, \quad (1.21)$$

где $a < 1$ — коэффициент, учитывающий рекомбинацию; e — заряд иона; C — суммарная емкость камеры (конденсатора).

На участке *II* все ионы успевают достигнуть электродов без рекомбинации ($a=1$), поэтому величина ионизации (ионизационный ток в интегрирующем приборе или амплитуда импульса в счетчике отдельных частиц) не зависит от напряжения питания U . Участок *II* является рабочей областью ионизационных камер.

Дальнейшее увеличение напряжения вызывает вторичную ионизацию под действием первичных ионов, получивших большое ускорение в электрическом поле конденсатора. Вторичную ионизацию характеризуют коэффициентом газового усиления M .

На участке *III* (область пропорциональности) число вторичных ионов пропорционально первичной ионизации, т. е. M не зависит от числа первичных ионов. Изменение напряжения на электродах равно

$$\Delta U = \frac{MN_0e}{C}. \quad (1.22)$$

Участок *III* соответствует пропорциональным счетчикам, которые обычно работают в импульсном режиме и от ионизационной камеры отличаются большой амплитудой импульса благодаря газовому усилению: M имеет величину порядка 10^5 — 10^6 .

Участок *IV* (область ограниченной пропорциональности) является переходным. Здесь коэффициент газового усиления зависит от первичной ионизации, поэтому изменение напряжения на электродах не может служить мерой первичной ионизации.

На участке *V* благодаря лавинообразной вторичной ионизации в конденсаторе возникает газовый разряд (область Гейгера — Мюллера). В таком режиме работают счетчики Гейгера — Мюллера, предназначенные для счета отдельных частиц. Величина амплитуды на участке *V* не зависит от типа ионизирующей

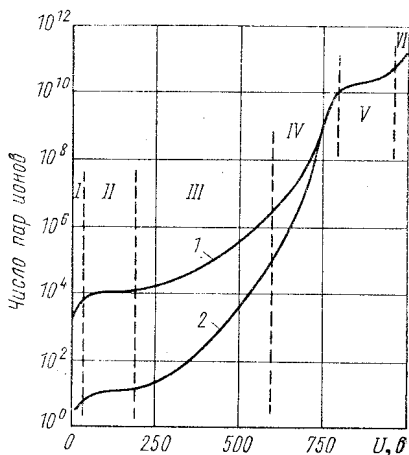


Рис. 1.4. Ионизация в газонаполненном приборе как функция приложенного к электродам напряжения:

1 — α -частицы; 2 — β -частицы.

частицы (см. рис. 1.4) или ее энергии и определяется только параметрами конденсатора, поэтому счетчики Гейгера — Мюллера нельзя использовать для анализа типа частиц или измерения их энергии.

Наконец, участок VI соответствует непрерывному разряду, возникающему под действием очень большого напряжения; для регистрации излучений он не используется.

Счетчики Гейгера — Мюллера. Газоразрядные счетчики Гейгера — Мюллера являются

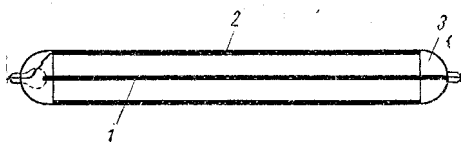


Рис. 1.5. Схема счетчика γ -квантов:
1 — анод; 2 — катод; 3 — стеклянный баллон.

наиболее распространенным видом детекторов γ -излучения. Они обладают высокой чувствительностью. Благодаря большой величине выходного сигнала (1—10 в)

радиотехническая схема, в которую включается счетчик, отличается простотой

и надежностью. Недостаток счетчиков Гейгера — Мюллера в том, что их нельзя применить для измерения энергии частиц.

Схема газоразрядного счетчика показана на рис. 1.5. Материалом катода служат медь, вольфрам, сталь, алюминий или графит. Анод делают из вольфрама. Обычно счетчик заполнен инертным газом (аргон, неон, гелий) под давлением 70—200 мм рт. ст.

Счетчик Гейгера — Мюллера пригоден для регистрации как γ -квантов, так и заряженных частиц. β -Излучение регистрируется благодаря ионизации заполняющего счетчик газа под действием β -частиц, прошедших через стенки или окно счетчика. Механизм регистрации γ -излучения более сложный, так как вероятность непосредственной ионизации газа проникшим в счетчик γ -излучением пренебрежимо мала. γ -Квант вначале взаимодействует с катодом, вырывая электроны в результате комптон-эффекта или фотоэффекта. Электроны проникают затем в рабочий объем счетчика, вызывая ионизацию газа и электрический разряд между электродами.

Газовый разряд, возникший в счетчике под действием хотя бы одной пары первичных ионов, в дальнейшем поддерживается за счет вторичных процессов [8]. Во время разряда счетчик не чувствителен к облучению, поэтому для восстановления его рабочего состояния разряд обрывается, гасится. В настоящее время применяют в основном так называемые самогасящиеся счетчики, в которых гашение разряда достигается добавлением к инертному газу, заполняющему счетчик, многоатомных органических соединений (паров спирта и т. п.) или галогенов (хлор, бром). Время восстановления определяет максимальные скорости счета, доступные детектору. У газоразрядных самогасящихся счетчиков время восстановления порядка 10^{-4} сек,

так что счетчики могут регистрировать без просчетов примерно до 10^3 импульсов в 1 сек.

Зависимость работы газоразрядного счетчика от напряжения показана на рис. 1.6. Ширина плато (горизонтальный участок графика) у разных типов счетчиков колеблется от 100 до 400 в, а наклон меняется в пределах от 3 до 10% на 100 в. Рабочее напряжение устанавливают в конце первой трети или в середине плато.

Наиболее методически важной характеристикой любого детектора, в том числе газоразрядного счетчика, является его эффективность:

$$\varepsilon = P_1 P_2 P_3, \quad (1.23)$$

где P_1 , P_2 и P_3 — вероятности отдельных последовательных процессов при регистрации излучения.

При регистрации β -излучения P_1 выражает вероятность прохождения β -частицы через стенку счетчика или окошко. У алюминиевых бета-счетчиков толщина стенок 30—

60 мг/см², торцовые счетчики имеют толщину окна порядка 3—5 мг/см². Вероятность P_1 увеличивается при возрастании энергии β -излучения по экспоненциальному закону. Например, при увеличении E_β от 0,154 до 1,7 Мэв P_1 растет от 0,03 до 72%, если толщина стенок 30 мг/см², и от 20 до 98% при толщине 1,4 мг/см². Величина P_2 выражает вероятность регистрации β -частицы, проникшей в счетчик. Для газоразрядных счетчиков $P_2 \approx 1$. Через P_3 обозначена вероятность прохождения излучением дополнительных фильтров, окружающих счетчик; она не зависит от конструкции и параметров счетчика. В целом эффективность регистрации β -излучения достаточно высокая — десятки процентов.

При регистрации γ -излучения P_1 выражает вероятность взаимодействия γ -кванта с катодом, P_2 — вероятность выхода вторичного электрона из катода в объем счетчика, а P_3 учитывает действие дополнительных фильтров. На рис. 1.7 приведена зависимость эффективности

$$\varepsilon_0 = P_1 P_2 \quad (1.24)$$

газоразрядных счетчиков от энергии регистрируемого γ -излучения. (Вероятность P_3 мало меняет общий характер этих графиков.)

В целом эффективность регистрации γ -излучения газоразрядными счетчиками различных типов низкая (1—2%) из-за малой вероятности взаимодействия γ -кванта с тонким катодом.

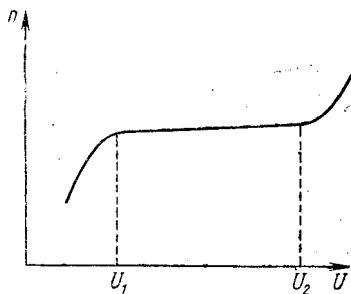


Рис. 1.6. Рабочая характеристика газоразрядного счетчика.

Увеличение толщины катода не повышает эффективности, так как при этом резко уменьшается вероятность P_2 выхода электронов из катода.

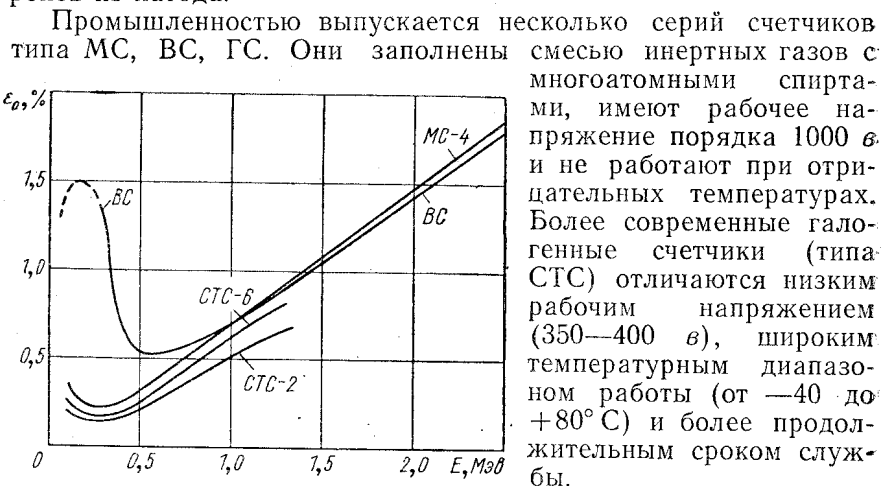


Рис. 1.7. Зависимость эффективности газоразрядных счетчиков от энергии γ -квантов.

Сцинтилляционные счетчики. Под действием заряженных частиц в некоторых веществах, на-

зываемых люминофорами, или сцинтилляторами, появляются вспышки света, сцинтилляции. Интенсивность отдельной вспышки очень мала, поэтому для ее усиления и регистрации применяют фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Сцинтилляционный счетчик сочетает в себе люминофор и ФЭУ (рис. 1.8).

Современные сцинтилляционные счетчики находят широкое применение для регистрации α -, β -, γ -излучения и нейтронов. Они отличаются высокой (десятки процентов) эффективностью регистрации не только тяжелых частиц, но и γ -квантов, малым (порядка 10^{-6} сек) разрешающим временем, обладают способностью различать излучения по видам и энергии и имеют разнообразные размеры и форму. К недостаткам сцинтилляционных счетчиков относятся большая температурная зависимость высвечивания люминофора, высокие требования к стабильности напряжения, подаваемого на ФЭУ, в целом более сложная и дорогая аппаратура.

Механизм регистрации излучений сцинтилляционным счетчиком следующий. Заряженная частица (электрон, протон и т. д.),

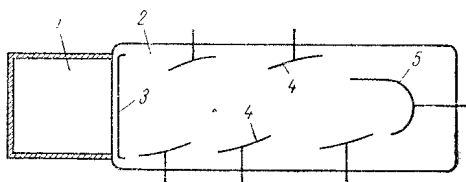


Рис. 1.8. Схема сцинтилляционного счетчика:

1 — сцинтиллятор; 2 — ФЭУ; 3 — фотокатод; 4 — диноды; 5 — анод.

попадая в люминофор, ионизирует и возбуждает атомы. За время порядка 10^{-8} сек возбужденные атомы переходят в основное состояние с испусканием световых квантов в области длин волн 3000—6000 Å. В сцинтилляционных счетчиках используют прозрачные для собственного излучения люминофоры и окружают их отражателем света. Образовавшийся во всем объеме сцинтиллятора световой поток попадает на фотокатод ФЭУ, вырывая из него электроны. Под действием приложенного к динодам ФЭУ и возрастающего от динода к диноду положительного напряжения поток электронов усиливается за счет выбивания дополнительных электронов с поверхности динодов. Коэффициент усиления ФЭУ достигает 10^5 — 10^6 . Собранные на аноде электроны создают во внешней цепи электрический импульс, соответствующий прохождению через люминофор ионизирующей частицы.

В последовательном преобразовании энергии падающего излучения в световую вспышку и поток электронов, вырывааемых из фотокатода, и затем в процессе усиления потока электронов в ФЭУ сохраняется пропорциональность между энергией излучения, промежуточными видами энергии и суммарным потоком электронов на выходе ФЭУ. Поэтому амплитуда импульса в сцинтилляционном счетчике пропорциональна энергии регистрируемого излучения. Влияющий на разрешение сцинтилляционного счетчика разброс амплитуд импульсов, соответствующих моноэнергетическому излучению, возникает за счет статистического характера процессов преобразования и усиления в люминофоре и ФЭУ.

В сцинтилляционных счетчиках используют различные люминофоры (табл. 1.4). Неорганические монокристаллы NaI, CsI и KI с добавкой активирующего вещества (таллия) находят широкое применение в ядерной геофизике. Они характеризуются высокой эффективностью регистрации γ -излучения

Т а б л и ц а 1.4

Люминофоры

Вещество	Плотность, г/см ³	Средняя длина волны испускае- мого света, Å	Время высвечи- вания, сек
NaI (Tl)	3,67	4 100	$2,5 \cdot 10^{-7}$
CsI (Tl)	4,50	Белый спектр	10^{-7}
ZnS (Ag)	4,1	4 500	10^{-6}
ZnS (Cu)	4,1	5 200	10^{-6}
Антрацен (C ₁₄ H ₁₀)	1,25	4 450	$2 \cdot 10^{-8}$
Стильбен (C ₁₄ H ₁₂)	1,16	4 100	$7 \cdot 10^{-8}$
Нафталин (C ₁₀ H ₈)	1,15	3 450	$8 \cdot 10^{-8}$
n-Терфенил (C ₁₈ H ₁₄)	1,23	4 150	10^{-8}
Стекло (LiO ₂ ·2SiO ₂)	2,5	~4 000	$1,5 \cdot 10^{-7}$

благодаря значительной плотности и большому атомному номеру входящих в их состав элементов. Иодистый натрий получил наибольшее распространение. Он отличается высокой гигроскопичностью, поэтому его помещают в герметичную алюминиевую оболочку с прозрачным окном. Размеры выпускаемых промышленностью цилиндрических кристаллов колеблются в пределах от 15×20 до 80×80 мм. Иодистый калий менее гигроскопичен; его недостатком являются пониженная эффективность (из-за меньшей плотности) и радиоактивность калия, приводящая к повышению собственного фона счетчика. Иодистый цезий свободен от перечисленных недостатков, но он обладает меньшей разрешающей способностью при регистрации γ -излучения и отличается высокой стоимостью.

Сернистый цинк, активированный серебром или медью, обладает малой прозрачностью, поэтому применяется в виде тонких слоев кристаллического порошка для регистрации сильно-ионизирующих веществ частиц.

Органические кристаллы (антрацен, стильбен, нафталин) имеют небольшую плотность и, следовательно, более низкую эффективность, но характеризуются более коротким временем высвечивания.

Существуют жидкие люминофоры, представляющие собой раствор *n*-терфенила или антрацена в органических растворителях. Основное их достоинство — возможность создания сцинтилляторов больших размеров.

Весьма перспективны пластмассовые люминофоры в виде растровов *n*-терфенила в различных полимерах. Они отличаются простотой изготовления, высокой температурой и механической устойчивостью, имеют хорошие оптические свойства и могут быть изготовлены в виде больших блоков различной формы.

Основными параметрами фотоумножителя являются тип фотокатода, интегральная чувствительность, коэффициент усиления, темновой ток, амплитудное разрешение импульсов и рабочее напряжение. Характеристика некоторых промышленных типов ФЭУ дана в табл. 1.5.

Таблица 1.5

Фотоумножители

Тип	Диаметр, мм	Интегральная чувствительность фотокатода, мка/лм	Рабочее напряжение, в	Темновой ток, мка	Амплитудное разрешение при $E_{\gamma} = 0,66 \text{ Мэв}$, %
ФЭУ-16	31,5	25	2 200	0,4	—
ФЭУ-31	22,5	20	850—1300	0,5	11
ФЭУ-35	31,0	30	1400—1900	0,004	10
ФЭУ-13	52,0	30	2 200	0,4	11
ФЭУ-2М	34,0	30—90	1250—1600	0,05	7,5—9,0
ФЭУ-1В	47,5	30—90	2000—2500	0,1	9—12

В ФЭУ обычно применяют сурьмяно-цезиевые фотокатоды, обеспечивающие интегральную чувствительность в пределах 10—90 мка/лм. Фотозлектронный умножитель нельзя включать на свету, так как слишком большой световой поток может вывести его из строя.

При коэффициенте усиления 10^5 — 10^7 на выходе ФЭУ образуется ток от 0,03 до 30 ма при темновом токе 0,1—0,4 мка. Последний возникает в ФЭУ за счет теплового выхода электронов из фотокатода и определяет уровень шумов. В энергетических единицах шумы современных ФЭУ равны единицам килоэлектронвольт.

Высоковольтное питание ФЭУ является слабым местом сцинтилляционной аппаратуры, так как ФЭУ имеют узкое плато и требуется стабилизация напряжения с точностью в десятые доли процента.

Амплитудное разрешение ФЭУ колеблется в пределах 8—15% и в значительной степени зависит от подбора напряжения на динодах. Разрешение сцинтилляционного счетчика зависит от свойств люминофора и ФЭУ и в целом хуже, чем для одного только ФЭУ.

Основным сцинтиллятором для регистрации γ -излучения в ядерной геофизике является монокристалл NaI(Tl); другие типы люминофоров применяются редко. Регистрация γ -излучения осуществляется за счет возникновения в люминофоре электронов при фотоэлектрическом и комптоновском взаимодействиях γ -кванта с веществом люминофора. При этом эффективность счетчика возрастает при увеличении размеров сцинтиллятора и его плотности, так как вероятность взаимодействия γ -кванта со средой пропорциональна плотности и пройденному пути. Зависимость эффективности счетчика с кристаллом NaI(Tl) от энергии γ -излучения показана на рис. 1.9. Применение свинцовых и железных фильтров, обладающих малой прозрачностью для γ -квантов низких энергий, приводит к значительному уменьшению эффективности экранированного счетчика в низкоэнергетической области за счет уменьшения вероятности P_3 прохождения излучения через фильтр [см. формулу (1.23)].

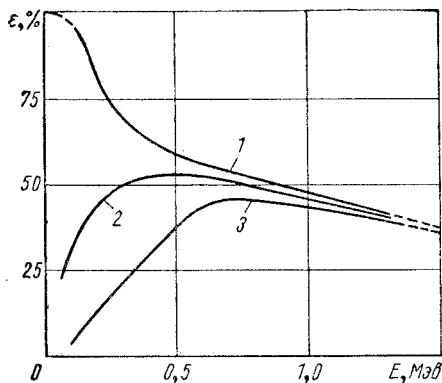


Рис. 1.9. Зависимость эффективности сцинтилляционного счетчика от энергии γ -квантов. Кристалл NaI(Tl) размером 40×50 мм:

1 — без фильтра; 2 — фильтр 3 мм Fe;
3 — фильтр 2 мм Pb.

Сцинтилляционные спектрометры γ -излучения. В ядерной геофизике применяют в основном сцинтилляционные спектрометры с кристаллом NaI(Tl). Ниже излагаются принцип работы и методические возможности основного типа гамма-спектрометра — однокристалльного с кристаллом NaI(Tl).

Однокристалльный гамма-спектрометр представляет собой сочетание сцинтилляционного счетчика с анализатором ампли-

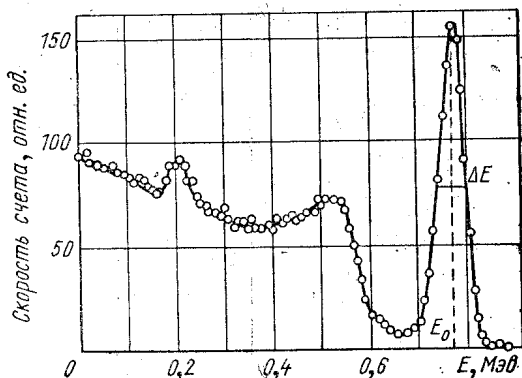


Рис. 1.10. Распределение амплитуд импульсов на выходе спектрометра при регистрации γ -квантов, имеющих энергию $E_0 = 0,765$ Мэв.

туд импульсов. Спектрометры регистрируют либо дифференциальный спектр амплитуд, либо интегральный. В последнем случае регистрируется число импульсов $P(A_0)$, амплитуда которых превышает значение A_0 . Между дифференциальным спектром $W(A_0)$ и интегральным спектром $P(A_0)$ существуют следующие соотношения:

$$W(A_0) = \left. \frac{dP}{dA} \right|_{A=A_0} \quad (1.25)$$

и

$$P(A_0) = \int_{A_0}^{\infty} W(A) dA. \quad (1.26)$$

При попадании в кристалл NaI(Tl) моноэнергетического γ -излучения на выходе счетчика возникает распределение амплитуд импульсов, называемое аппаратурной линией (рис. 1.10). Рассмотрим ее строение.

В результате полного поглощения энергии моноэнергетических γ -квантов в счетчике появляется пик амплитуд, соответствующий энергии E_0 поглощаемого γ -излучения. Это так называемый пик полного поглощения, или фотопик. Ширина пика

на половине высоты характеризует энергетическое разрешение спектрометра, которое выражают обычно в процентах:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100\%. \quad (1.27)$$

При регистрации γ -квантов высоких энергий, для которых существенное значение имеет процесс образования пар, пик полного поглощения имеет три максимума: E_0 , $(E_0 - 0,511)$ и $(E_0 - 1,022)$ Мэв. Первый максимум образуется в том случае, когда в кристалле поглощаются оба аннигиляционных γ -кванта и тем самым полная энергия первичного γ -кванта. Второй и третий максимумы соответствуют выходу из кристалла либо одного, либо обоих аннигиляционных квантов.

Часть аппаратурной линии слева от фотопика обязана комптоновским электронам, которые образуются γ -квантами, не испытавшими фотоэффекта и покинувшими кристалл после комптоновского рассеяния. В комптоновском распределении амплитуд выделяется небольшой максимум в области 200—250 кэв. Он возникает в результате регистрации обратно рассеянных от оболочки счетчика γ -квантов. Положение максимума пика обратного рассеяния почти совпадает с энергией однократно рассеянных γ -квантов на угол 180° .

Площадь под фотопиком служит мерой падающего на кристалл γ -излучения. Отношение числа импульсов в фотопике к общему числу импульсов называется фотовкладом. Для различных кристаллов и энергий γ -квантов фотовклад составляет примерно 0,2—0,8, увеличиваясь с ростом размеров кристалла. При уменьшении энергии γ -излучения фотовклад растет и соответственно падает доля комптоновского распределения. Для квантов с энергией менее 150 кэв при регистрации кристаллом NaI(Tl) влияние комптоновского распределения пренебрежимо мало.

Сложный характер аппаратурной линии затрудняет изучение спектров γ -излучения. Аппаратурный спектр представляет собой наложение аппаратурных линий, каждая из которых соответствует определенной энергии квантов истинного спектра γ -излучения. Связь между аппаратурным и истинным непрерывным спектрами сложна, а задачи нахождения истинного спектра по аппаратурному достаточно трудоемки [9]. В ядерной геофизике обычно используют особенности аппаратурных спектров γ -излучения, не прибегая к восстановлению истинных спектров.

Для получения энергетической шкалы спектрометр градуируют с помощью источников γ -излучения, имеющих одну или несколько хорошо разрешенных интенсивных линий. Удобными изотопами для градуировки спектрометров являются Na^{24} , Co^{60} , Cs^{137} , Se^{75} , Hg^{203} и Tm^{170} (см. табл. 1.1).

Кристаллические и полупроводниковые счетчики. Оба типа счетчиков представляют собой небольшие монокристаллы или пластинки некоторых веществ — полупроводников (алмаз, сернистый кадмий, кремний, германий и т. д.) — в виде параллелепипеда, к двумя граням которого с помощью электродов подведено постоянное напряжение. Работа кристаллического и полупроводникового счетчиков основана на ионизационном принципе. Счетчик можно рассматривать как газовую ионизационную камеру, в которой газовый диэлектрик заменен твердым.

Основными достоинствами твердых кристаллических и полупроводниковых счетчиков являются высокое амплитудное разрешение, малое разрешающее время, компактность, экономичность питания. К недостаткам относится небольшой чувствительный объем, что ограничивает возможности применения счетчиков при регистрации γ -излучения, хотя счетчики можно использовать для регистрации всех видов ионизирующих излучений.

Кристаллические счетчики являются предшественниками полупроводниковых. Они представляют собой «чистые» кристаллы, в которых ионизация под действием излучения создает электронно-дырочную проводимость. Основной недостаток чистых кристаллов — образование объемного заряда в счетчике при захвате носителей зарядов в ловушках (примесные центры, дефекты кристалла). Остаточный заряд нарушает работу счетчика, делая его нечувствительным к последующим поступлениям ионизирующих частиц.

Более совершенны полупроводниковые счетчики, представляющие собой пластинки кремния или германия, в которых создан $(n-p)$ -переход. Внешнее электрическое поле имеет полярность, обратную $(n-p)$ -переходу (положительный электрод соединяется с кристаллом n -типа, а отрицательный — p -типа). Чувствительным объемом полупроводникового счетчика является только зона $(n-p)$ -перехода. В поверхностно-барьерных и диффузионных $(n-p)$ -полупроводниках она очень мала (доли миллиметра). Для увеличения чувствительного объема применили счетчики с $(n-i-p)$ -структурой, в которой центральная часть полупроводниковой пластинки представляет собой или чистый полупроводник, или полупроводник, в котором проводящее действие примеси компенсируется. Счетчики с $(n-i-p)$ -структурой используют для спектрометрии заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов. Внешнее напряжение, необходимое для работы счетчика, равно 20—100 в. Разрешение для линии Cs^{137} достигает 1,4%, что почти на порядок выше, чем у сцинтилляционного счетчика.

В настоящее время полупроводниковые счетчики используют в научных экспериментах. Широкое производственное применение сдерживается трудностями изготовления счетчиков с большим рабочим объемом.

§ 1.2. γ -ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ (МЕТОДЫ РАСЧЕТА)

Основные понятия и определения

Даже в простейшем случае, когда в однородной среде имеется один источник, испускающий моноэнергетическое γ -излучение с энергией E_0 , γ -поле в каждой точке среды характеризуется сложным распределением первичного и многократно рассеянного γ -излучения. Рассеянные γ -кванты различаются по энергии, направлению движения и числу квантов каждой энергии. Рассмотрим некоторые величины, характеризующие γ -поле.

Наиболее полную информацию о поле γ -квантов в среде дает функция распределения квантов $N(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$, такая, что $N(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) d\mathbf{\Omega} \cdot dE$ определяет число γ -квантов в точке пространства $\mathbf{r}$, имеющих энергию в энергетическом интервале dE вблизи энергии E и двигающихся в направлении, характеризуемом единичным вектором $\mathbf{\Omega}$, расположенным в элементе телесного угла $d\mathbf{\Omega}^*$; при этом указанные кванты пересекают в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную направлению $\mathbf{\Omega}$. Аналогично определяется функция распределения потока энергии $I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E)$ причем

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) = EN(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E). \quad (1.28)$$

Если детектор не различает кванты по направлению движения, то его показания пропорциональны интегралу от N по всем углам:

$$N_0(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} N(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E) d\mathbf{\Omega}. \quad (1.29)$$

Величина $N_0(\mathbf{r}, E)$ называется дифференциальным потоком или энергетическим спектром γ -квантов. Величина $I_0(\mathbf{r}, E)$ называется потоком энергии γ -излучения.

Если детектор не различает кванты не только по направлению движения, но и по энергиям, то он измеряет интегральный поток квантов

$$N_1(\mathbf{r}) = \int N_0(\mathbf{r}, E) dE, \quad (1.30)$$

равный числу квантов, проходящих в единицу времени через сферу единичного сечения, помещенную в точку $\mathbf{r}$. Интегральный поток энергии

$$I(\mathbf{r}) = \int I_0(\mathbf{r}, E) dE \quad (1.31)$$

обычно называют интенсивностью излучения.

Применим введенные величины для характеристики первичного излучения изотопного источника. Если точечный источник,

* $d\mathbf{\Omega}$ — скаляр, равный в полярных координатах $\sin \vartheta \cdot d\vartheta d\varphi$.

расположенный в начале координат, испускает в единицу времени S квантов с энергией E_0 , то

$$I(\mathbf{r}, \Omega, E) = \frac{SE}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r} \frac{\delta(\cos \theta - 1)}{2\pi} \cdot \delta(E - E_0), \quad (1.32)$$

где μ_0 — коэффициент ослабления γ -излучения с энергией E_0 ; θ — угол между направлением движения кванта и вектором $\mathbf{r}$.

Две δ -функции в выражении (1.32) устанавливают естественные ограничения для первичного излучения: кванты могут иметь энергию только E_0 и двигаться только в направлении радиус-вектора $\mathbf{r}$. Интегрирование по всем возможным направлениям движения квантов $\Omega(\theta, \varphi)$, где φ — азимутальный угол, в точке $\mathbf{r}$ дает

$$I_0(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \Omega, E) d\Omega = \frac{SE}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r} \delta(E - E_0). \quad (1.33)$$

Интенсивность первичного излучения находят формальным интегрированием потока энергии (1.33) по всем энергиям:

$$I(r) = \int_0^\infty \frac{SE}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r} \delta(E - E_0) dE = \frac{SE_0}{4\pi r^2} e^{-\mu_0 r}. \quad (1.34)$$

Благодаря сферической симметрии интенсивность первичного излучения зависит только от одной пространственной координаты r .

Задача нахождения величин, характеризующих поле многократного рассеяния γ -излучения точечного источника, решается далеко не так просто, как для первичного излучения. Так как характеристики поля первичных квантов обычно известны, то результаты многократного рассеяния удобно выражать как отношение эффекта в условиях многократного рассеяния к эффекту от первичных квантов. Это отношение называют фактором или множителем накопления:

$$\text{фактор накопления} = \frac{\text{эффект, производимый всеми } \gamma\text{-квантами}}{\text{эффект от первичных } \gamma\text{-квантов}}.$$

Факторы накопления могут характеризовать различные величины. В частности, рассматривают факторы накопления для числа γ -квантов B_N и интегрального потока энергии (интенсивности излучения) B_E .

Кинетическое уравнение переноса γ -излучения и методы его решения

Исходным уравнением для расчета функции распределения γ -квантов и других величин является кинетическое уравнение, или уравнение переноса излучения [3]. Оно представляет собой

в стационарном случае уравнение баланса γ -квантов в шестимерном фазовом пространстве $(\mathbf{r}, \Omega, E)$:

$$\begin{aligned} & \operatorname{div} [\Omega \cdot \mathbf{N}(\mathbf{r}, \Omega, \alpha)] + \mu(\alpha) N(\mathbf{r}, \Omega, \alpha) = \\ & = m_e \int_{4\pi} d\Omega' \int_{\alpha}^{\infty} d\alpha' \sigma(\Omega' \rightarrow \Omega, \alpha' \rightarrow \alpha) N(\mathbf{r}, \Omega, \alpha) + S(\mathbf{r}, \Omega, \alpha), \end{aligned} \quad (1.35)$$

где $\alpha = \frac{E}{m_0 c^2}$ — безразмерная энергия; $\mu(\alpha)$ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения; m_e — электронная плотность среды; $\sigma(\Omega' \rightarrow \Omega, \alpha' \rightarrow \alpha)$ — вероятность рассеяния с изменением направления движения кванта с Ω' на Ω и энергии с α' на α [3]. В левой части уравнения первый член выражает утечку γ -квантов из элемента фазового пространства в результате их свободного движения, а второй член — убыль γ -квантов в результате взаимодействия с веществом. Слагаемые первой части уравнения выражают увеличение числа квантов в элементарном объеме за счет процесса рассеяния (первый член) и благодаря испусканию γ -квантов источником (второй член).

Основными методами решения уравнений переноса являются метод моментов и метод последовательных столкновений [3]. Кроме того, важным способом решения поставленной задачи является метод случайных испытаний (метод Монте-Карло), не использующий кинетическое уравнение [3].

Метод моментов наиболее точный. Он основан на численном решении уравнения переноса и позволяет непосредственно рассчитывать спектры $N_0(\mathbf{r}, E)$ и $I_0(\mathbf{r}, E)$, а также интегральный поток γ -квантов или интенсивность γ -излучения. Вычисления в методе моментов отличаются трудоемкостью и могут быть выполнены только на цифровых электронно-вычислительных машинах. Результаты расчетов γ -полей представлены в виде энергетических спектров точечного источника для энергий первичного излучения 0,5; 1, 2, 3, 4, 6, 8 и 10 Мэв, а также в виде факторов накопления энергии [10]. Расчеты произведены для однородных сред различного вещественного состава. Использование результатов расчетов [10] для конкретных источников и сред требует предварительной интерполяции по энергии первичного излучения и Z среды. Процедура интерполяции довольно трудоемкая, так что в некоторых случаях проще выполнить непосредственно расчет каким-либо приближенным методом.

Идея метода последовательных столкновений заключается в том, что решение ищут в виде суммы

$$N(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^M N_n(\mathbf{r}), \quad (1.36)$$

где $N_n(\mathbf{r})$ — число γ -квантов, испытавших n актов рассеяния и обладающих энергией E_n . Величину $N_n(\mathbf{r})$ находят либо точным расчетом, либо приближенно, причем M берется не очень

большим. Имеется ряд вариантов схем расчетов по этому методу [3]. Численные расчеты выполнены для отдельных случаев.

Метод Монте-Карло (случайных испытаний) является прямым стохастическим методом. Он основан на последовательном расчете траекторий отдельных квантов. Метод отличается трудоемкостью, но позволяет решать задачи при сложной геометрии среды.

Кроме перечисленных, имеются более простые, но существенно приближенные методы расчетов γ -полей. Некоторые из них рассмотрены ниже.

Метод однократно рассеянного γ -излучения

Замена многократно рассеянного γ -излучения однократным является очень грубым приближением, но полезным при решении некоторых вопросов.

Задача ставится следующим образом. В однородной среде размещаются источник и детектор γ -излучения (рис. 1.11). Источник испускает в 1 сек S квантов с энергией α_0 . Требуется рассчитать пространственное распределение и интенсивность однократно рассеянного γ -излучения, регистрируемого детектором P .

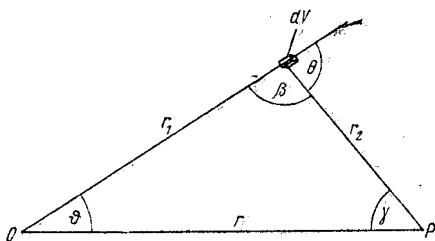


Рис. 1.11. Угловые соотношения при однократном рассеянии γ -излучения ($\cos \theta = \omega$, $\cos \gamma = \omega_1$).

Интенсивность первичного γ -излучения в элементе объема dV (см. рис. 1.11) выражается формулой (1.34). Чтобы рассчитать количество рассеянного в объеме dV излучения, которое дойдет до точки P , необходимо интенсивность излучения умножить на вероятность рассеяния на угол θ (в направлении точки P) с изменением энергии $\alpha_0 \rightarrow \alpha$ и учесть ослабление рассеянного излучения на пути r_2 , т. е.

$$dI_1 = \frac{\alpha_0 S}{4\pi r_1^2} e^{-\mu_0 r_1} m_e \sigma_K(\alpha_0, \omega) \frac{\alpha}{\alpha_0} \frac{e^{-\mu_\omega r_2}}{r_2^2} dV, \quad (1.37)$$

где m_e — электронная плотность среды; $\sigma_K(\alpha_0, \omega)$ — микросечение комптоновского рассеяния на угол $\arccos \omega$; μ_0 — линейный коэффициент ослабления γ -излучения, рассеянного на угол $\arccos \omega$; отношение α/α_0 учитывает изменение энергии первичных квантов при рассеянии.

Учитывая, что $dV = r_2^2 \sin \gamma d\gamma d\varphi dr_2$ (φ — азимутальный угол) и что $\sin \gamma d\gamma = -d\omega_1$, можно выполнить интегрирование по φ :

$$I_1 = Q \int_{-1}^1 \int_0^a f(\alpha_0, \omega) \frac{\exp[-\mu_0 r_1 - \mu_\omega r_2]}{r_1^2} d\omega_1 dr_2, \quad (1.38)$$

где $Q = \frac{\alpha_0 S r_0^2 m_e}{4}$ (r_0 — классический радиус электрона); a — предел интегрирования по r_2 , зависящий от угла рассеяния γ -кванта и координат элемента dV ;

$$f(\alpha_0, \omega) = \frac{1 + \omega^2}{[1 + \alpha_0(1 - \omega)]^3} + \frac{\alpha_0^2(1 - \omega)^2}{[1 + \alpha_0(1 - \omega)]^4}.$$

Интеграл (1.38) через элементарные функции не выражается и рассчитывается численно различными приближенными методами.

Если среда не однородная, то расчет однократного рассеяния выполняется по формуле (1.38) с предварительной заменой r_1 и r_2 , а также $\mu_0 r_1$ и $\mu_\omega r_2$ по формулам

$$r = \sum_{i=1}^k r_i \text{ и } \mu r = \sum_{i=1}^k \mu_i r_i, \quad (1.39)$$

где суммирование производится по всем составляющим сложной среды. Интеграл (1.38) делится на k частей (по числу составляющих сред) и вычисляется в пределах каждой подобласти V_i с использованием соответствующего значения электронной плотности $(m_e)_i$.

Расчет I_1 можно выполнить графически интегрированием выражения (1.38) в полуплоскости (учитывая симметрию поля), проходящей через линию OP (см. рис. 1.11). Для этого выделим в выражении (1.38) элемент площади $dS = r_2 dr_2 d\gamma$. Нормируя I_1 на величину первичного излучения $A = \frac{\alpha_0 S}{4\pi r^2}$, получаем

$$\frac{I_1}{A} = B \int F(S) ds, \quad (1.40)$$

где $B = \pi m_e r_0^2 r^2$;

$$F(S) = \frac{\exp[-\mu_0 r_1 - \mu_\omega r_2]}{r_1^2 r_2} \sin \gamma f(\alpha_0, \omega).$$

Расчет выполняют, построив предварительно изолинии функции $F(S)$.

Для численного интегрирования выражения (1.38) с помощью, например, квадратурных формул необходимо интеграл преобразовать к виду, удобному для вычислений. С этой целью следует перейти от ω_1 к ω , выразить r_1 через r_2 и r , уточнить a (предел интегрирования по r_2). Выполнив необходимые преобразования, получим [11]

$$I_1 = Q \int_{-1}^1 d\omega f(\alpha_0, \omega) \int_0^{\frac{r}{\sqrt{1-\omega^2}}} dr_2 \frac{r_2 \exp(-\mu_0 M - \mu_\omega r_2)}{r M} \times \\ \times \left(H + \frac{\omega^2}{H} - 2\omega \right), \quad (1.41)$$

где

$$M = [r^2 + r_2^2 (2\omega^2 - 2H\omega - 1)]^{1/2};$$

$$H = \left(\frac{r^2}{r_2^2} + \omega^2 - 1 \right)^{1/2}.$$

Лучевое (экспоненциальное) приближение

Во многих случаях интенсивность γ -излучения точечного источника в различных средах с учетом многократного рассеяния γ -квантов выражается функцией, близкой к экспоненте. Поэтому для расчетов часто используют выражение

$$I(r) = A(r) e^{-\bar{k} \rho r}, \quad (1.42)$$

где $A(r)$ — интенсивность γ -излучения источника в точке r в отсутствие поглощающей среды; $\bar{k}$ — средний (эффективный) массовый коэффициент ослабления γ -излучения; ρ — плотность среды.

Соотношение между лучевым приближением и точным расчетом показано на рис. 1.12 [12]. В этом примере совпадение экспоненциального графика с истинным в соответствующих точках происходит при значениях $\bar{k}$, приведенных в табл. 1.6.

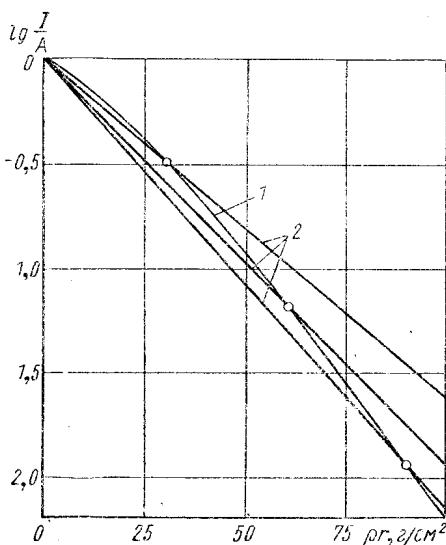


Рис. 1.12. Гамма-поле источника Cs^{137} в силикатной среде:

1 — точный график; 2 — экспоненциальное приближение, совпадающее с истинным полем в точках 30, 60 и 90 г/см^2 .

Таблица 1.6

Численные значения среднего массового коэффициента ослабления γ -излучения $\bar{k}$

$\rho r, \text{г/см}^2$	$\bar{k}, \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$	$\rho r, \text{г/см}^2$	$\bar{k}, \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$
30	0,0364	70	0,0472
40	0,0396	80	0,0487
50	0,0425	90	0,0499
60	0,0453		

Численные значения эффективных коэффициентов ослабления γ -излучения обычно определяют по экспериментальным данным. Следует иметь в виду, что значения $\bar{k}$ зависят от свойств среды, источника, детектора, геометрических условий измерений и пригодны для расчета $I(r)$ в определенном диапазоне pr .

Приближенный вариант метода последовательных столкновений

Рассмотрим решение задачи для точечного изотропного источника в однородной среде [11].

Источник, испускающий S квантов с энергией α_0 в 1 сек, размещается в начале сферической системы координат (рис. 1.13). Угловое распределение рассеянных квантов заменяется некоторым средним углом, так что все n -кратно рассеянные кванты движутся под одним и тем же углом в направлении распространения первичных квантов и имеют одну и ту же энергию.

Так как при n -ном акте кванты рассеиваются на один и тот же угол $\arccos \bar{\omega}_n$, то энергии n -кратно и $(n-1)$ -кратно рассеянных квантов связаны соотношением (см. § 1.1)

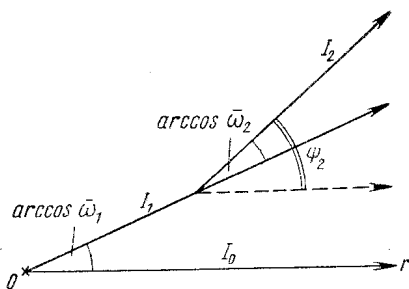


Рис. 1.13. Средние косинусы $\bar{\omega}$ последовательных актов рассеяния γ -излучения.

$$\alpha_n = \frac{\alpha_{n-1}}{1 + \alpha_{n-1}(1 - \bar{\omega}_n)} \quad (1.43)$$

Формула (1.43) дает возможность рассчитать последовательно все энергии рассеянных квантов, если известен средний косинус $\bar{\omega}_n$.

Направление движения n -кратно рассеянного кванта составляет с направлением движения первичного кванта угол ψ_n (см. рис. 1.13). Выразим ψ_n через углы, на которые рассеивается квант при последовательных актах рассеяния.

Используя формулы сферической геометрии, можно записать:

$$\cos \psi_2 = \bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2 + \sqrt{(1 - \bar{\omega}_1^2)(1 - \bar{\omega}_2^2)} \cos \varphi, \quad (1.44)$$

где φ — азимутальный угол при втором акте рассеяния.

Чтобы избежать неопределенности в связи с различным азимутом при втором акте рассеяния, усредним косинус угла рассеяния по азимуту, т. е. вычислим средний косинус угла откло-

нения ψ_2 от направления движения первичного кванта $\beta_2 = \cos \psi_2$:

$$\bar{\beta}_2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2 + \sqrt{(1 - \bar{\omega}_1^2)(1 - \bar{\omega}_2^2)} \cos \varphi] d\varphi. \quad (1.45)$$

После интегрирования имеем

$$\bar{\beta}_2 = \bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2. \quad (1.46)$$

Методом индукции легко получить

$$\bar{\beta}_n = \prod_{i=1}^n \bar{\omega}_i. \quad (1.47)$$

Установив упрощенную схему угловых и энергетических соотношений многократно рассеянных квантов, составим уравнение баланса энергии для n -кратно рассеянных квантов.

В силу симметрии γ -поля точечного источника в однородной среде поток энергии n -кратно рассеянных квантов через сферу радиуса r , если источник помещен в центр сферы, составит

$$j_n = I_n 4\pi r^2, \quad (1.48)$$

где I_n — интенсивность n -кратно рассеянного излучения.

Используя уравнение (1.48), составим уравнение баланса потока энергии n -кратно рассеянных квантов в сферическом слое dr :

$$d(4\pi r^2 I_n) = - \frac{4\pi r^2 \mu_n I_n}{\bar{\beta}_n} dr + \frac{4\pi r^2 \sigma_{n-1} I_{n-1}}{\bar{\beta}_{n-1}} \cdot \frac{\alpha_n}{\alpha_{n-1}} dr, \quad (1.49)$$

где μ и σ_{n-1} — полный и комптоновский линейные коэффициенты ослабления n и $(n-1)$ раз рассеянных квантов.

Физическое содержание уравнения баланса следующее. Изменение энергии в слое dr (левая часть уравнения) складывается из убыли энергии в результате поглощения средой (первый член правой части) и добавки в результате рассеяния квантов с меньшим номером n (второй член правой части). Средний косинус $\bar{\beta}_n$ в знаменателе учитывает, что кванты, рассеянные n раз, проходят в слое dr путь $dr/\bar{\beta}_n$.

Отношение α_n/α_{n-1} учитывает изменение энергии γ -кванта при рассеянии.

После тождественных преобразований получаем из выражения (1.49) линейное относительно I_n дифференциальное уравнение первого порядка

$$I'_n + \left(\frac{2}{r} + \frac{\mu_n}{\bar{\beta}_n} \right) I_n = \frac{\sigma_{n-1}}{\bar{\beta}_{n-1}} I_{n-1}, \quad (1.50)$$

решение которого при граничных условиях

$$\left. \begin{aligned} I_n|_{r=0} &= 0; \quad n \neq 0; \\ I_n|_{r=\infty} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.51)$$

следующее:

$$\frac{I_n}{A} = \sigma'_n \sum_{i=0}^n \prod_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^n \frac{e^{-\mu'_i r}}{\mu'_j - \mu'_i}, \quad (1.52)$$

где

$$A = \frac{\alpha_0 S}{4\pi r^2}; \quad \sigma'_n = \prod_{m=1}^n \frac{\sigma_{m-1}}{\beta_{m-1}} \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_{m-1}}; \quad \mu'_i = \frac{\mu_i}{\beta_i}.$$

Интегральная интенсивность многократно рассеянного излучения равна

$$\frac{I}{A} = \sum_{n=0}^M \frac{I_n}{A}. \quad (1.53)$$

В решение входит средний косинус рассеяния $\bar{\omega}_n$. Средний косинус однократного рассеяния ω_1 находят из условия равенства численных значений интенсивности I_1 , полученных точным расчетом [формулам (1.41)], и из уравнения (1.52). Полагают, что замена ω_n на ω_1 с учетом энергии квантов не внесет больших погрешностей в вычисления, и поэтому используют для расчета n -кратного рассеяния значения ω_1 . Результаты расчетов ω_1 для разных условий приводятся в табл. 1.7 [11].

Таблица 1.7

Интенсивность однократного рассеяния γ -излучения и средние косинусы углов рассеяния

α_0	$\mu_0 r$	I_1/A	$\bar{\omega}_1$
1,2	1	0,202	0,819
	2	0,124	0,824
	4	0,0259	0,834
	10	$8,5 \cdot 10^{-5}$	0,852
1,0	1,52	0,199	0,761
	3,04	0,0680	0,772
	6,08	0,00405	0,782
0,5	2,02	0,151	0,720
	4,04	0,0294	0,739
	9,08	$6,9 \cdot 10^{-4}$	0,764

Таким образом, метод последовательных столкновений дает возможность рассчитывать упрощенный спектр (1.52) и интегральную интенсивность (1.53) многократно рассеянного γ -излучения.

Расчет γ -поля в диффузионном приближении

Процесс распространения многократно рассеянного γ -излучения можно приближенно описать как диффузию частиц с ограниченным временем жизни [13, 14]. Диффузионная модель мало пригодна для описания γ -поля вблизи источника (на расстояниях порядка длины свободного пробега γ -квантов) * и в сильно поглощающих средах (элементы с большими Z). Однако в хорошо рассеивающих средах для расстояний от источника порядка 3—6 длин свободного пробега диффузионная теория удовлетворительно отражает основные особенности γ -поля. Знакомство с диффузионным приближением особенно интересно тем, что решение задачи получается в простой аналитической форме.

Уравнение диффузии для стационарных условий имеет вид

$$D \nabla^2 n - \frac{n}{T} = 0, \quad (1.54)$$

где D — коэффициент диффузии; ∇^2 — оператор Лапласа; n — плотность частиц (квантов); T — среднее время жизни кванта. Первый член выражает изменение числа квантов в результате их диффузии а второй член равен убыли квантов в связи с ограниченным временем их жизни.

Вводя сферическую систему координат, в начале которой размещается источник, и учитывая симметрию γ -поля, получаем

$$\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{n}{L^2} = 0, \quad (1.55)$$

где $L = \sqrt{DT}$ — диффузионная длина.

Уравнение (1.55) решают, используя следующие очевидные граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} n|_{r \rightarrow \infty} &= 0 \\ S &= \int_Q j(r) dq \end{aligned} \right\}, \quad (1.56)$$

где S — мощность источника; $j(r)$ — поток γ -квантов через поверхность Q сферы малого радиуса, окружающей источник; dq — элемент поверхности сферы.

Учитывая связь между потоком $N(r)$ γ -квантов и их плотностью $n(r)$

$$N(r) = n(r) c, \quad (1.57)$$

* Длина свободного пробега γ -квантов равна обратной величине коэффициента ослабления γ -излучения.

где c — скорость света, находят следующее решение уравнения (1.55):

$$N(r) = \frac{Sc}{4\pi D} \frac{e^{-r/L}}{r}. \quad (1.58)$$

Для расчетов γ -полей необходимо выразить параметры диффузии D и L через свойства γ -квантов и среды. Многократное рассеяние при этом заменяется следующей приближенной моделью.

Энергия γ -кванта в последовательных актах рассеяния уменьшается от начальной α_0 до некоторой минимальной энергии α_1 , величина которой определяется составом среды или порогом чувствительности детектора. Угловое распределение квантов заменяется равномерным рассеянием, характеризуемым средним косинусом $\bar{\omega}$. Тем самым устанавливается постоянное соотношение между энергиями кванта до и после рассеяния и определяется потеря энергии в одном акте рассеяния. Дальнейшие упрощения состоят в том, что для характеристики многократного рассеяния вводят величины, средние для всех актов рассеяния: косинус угла рассеяния $\bar{\omega}$ и свободный пробег $\bar{l}$ (пробег между двумя актами рассеяния). Зная энергетические потери при каждом акте рассеяния и пределы изменения энергии кванта, можно найти среднее число столкновений ν за время жизни кванта. Отсюда получают среднюю величину полного пробега кванта

$$\lambda = \bar{l}\nu, \quad (1.59)$$

а делением величины полного пробега на скорость движения кванта вычисляют среднее время жизни

$$\tau = \frac{\lambda}{c}. \quad (1.60)$$

Средний свободный пробег, скорость движения кванта и среднее время жизни определяют параметры диффузии γ -квантов. Для более точного учета направленности рассеяния в связи с его анизотропным характером вместо среднего свободного пробега используют длину переноса $\bar{l}$, которая тем больше $\bar{l}$, чем больше средний косинус угла рассеяния:

$$\bar{l} = \frac{\bar{l}}{1 - \bar{\omega}}. \quad (1.61)$$

Коэффициент диффузии и диффузионная длина равны

$$D = \frac{1}{3} \bar{l}c = \frac{1}{3} \frac{\lambda c}{\nu(1 - \bar{\omega})} \quad (1.62)$$

и

$$L = \sqrt{DT} = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{\lambda^2}{\nu(1 - \bar{\omega})}}. \quad (1.63)$$

Чтобы их рассчитать, необходимо знать следующие величины: λ , ν , $\bar{\omega}$, $\bar{\omega}$, которые вычисляются по формулам [13]:

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \int_{\kappa_0}^{\kappa_1} \frac{d\kappa}{\sigma_K (1 - \bar{\omega})}, \\ \nu &= \int_{\kappa_0}^{\kappa_1} \frac{d\kappa}{1 - \bar{\omega}}, \\ \bar{\omega} &= 1 - \frac{\kappa_1 - \kappa_0}{\nu}, \\ \bar{\omega} &= \frac{1}{\sigma} \int \omega d\sigma_K, \end{aligned} \right\} \quad (1.64)$$

где κ_1 — средняя длина волны, при которой происходит фотоэлектрическое поглощение γ -кванта; κ_0 — выраженная в комптоновских единицах длина волны первичного γ -излучения источника ($\kappa = 1/\alpha$ — величина, обратная безразмерной энергии); σ_K — дифференциальное сечение комптоновского рассеяния [см. формулу (1.7)]; σ — полное сечение комптон-эффекта; ω — косинус угла рассеяния γ -излучения при комптон-эффекте.

Вводя величину массового полного среднего пробега

$$\lambda_0 = \rho \lambda \quad (1.65)$$

и массовую толщину

$$X = \rho r, \quad (1.66)$$

где ρ — плотность среды, запишем решение (1.58) диффузионного уравнения в следующем виде:

$$N(X) = N_0 q_0^2 \lambda_0 X e^{-q_0 X}, \quad (1.67)$$

где

$$N_0 = \frac{S}{4\pi r^2}; \quad q_0 = \frac{\sqrt{3(\kappa_1 - \kappa_0)}}{\lambda_0}.$$

Таблица 1.8

Параметры диффузии при $\alpha_0 = 2,45$ ($\kappa_0 = 0,408$)

Эффективный атомный номер среды	κ_1	α_1	$\lambda_0, \text{г/см}^2$	$q_0, \text{см}^2/\text{г}$	ν
7,14	10,68	0,0936	98,4	0,057	11,51
11,4	7,77	0,1288	73,8	0,064	8,45
15,7	6,13	0,1632	57,7	0,072	6,69
19,3	4,52	0,2215	56,0	0,063	5,0
22,6	4,02	0,2490	39,6	0,083	4,45

Для иллюстрации результатов, получаемых при решении задачи в диффузионном приближении, в табл. 1.8 [15] приводятся численные значения параметров для источника Co^{60} ($E_0 = 1,25 \text{ Мэв}$) и сред различного состава.

Метод Монте-Карло

Рассмотрим общую схему расчета γ -поля методом случайных испытаний (Монте-Карло), который относится к числу наиболее перспективных при решении широкого круга задач.

Сущность метода состоит в том, что прохождение γ -кванта через вещество рассматривается как последовательность конечного числа случайных элементарных процессов (свободное движение кванта на некотором пути, комптоновское рассеяние в определенном направлении, исчезновение кванта в результате фотоэлектрического поглощения или процесса образования пар и т. д.). Поскольку вероятность каждого из этих процессов известна, можно с помощью источника случайных чисел (например, таблиц случайных чисел) воспроизвести шаг за шагом историю движения определенного кванта в исследуемом пространстве, «разыгрывая» все этапы движения кванта.

Проследив большое число индивидуальных историй квантов, получают полную картину γ -поля в конкретных условиях.

Последовательными этапами расчета отдельной траектории кванта являются розыгрыши длины пробега, типа взаимодействия γ -кванта с веществом, угла рассеяния при комптоновском процессе и азимутального угла рассеяния.

Расчет пробега γ -кванта. Вероятность того, что пробег кванта с энергией α лежит в интервале $(r, r + \Delta r)$, равна [3]

$$\Delta P(r) = e^{-\mu(\alpha)r} \mu(\alpha) \Delta r. \quad (1.68)$$

Интегрирование выражения (1.68) дает

$$P(r) = 1 - e^{-\mu(\alpha)r}. \quad (1.69)$$

Вероятность $P(r)$ приравнивают к случайному числу ξ , выбранному наугад из таблицы случайных чисел:

$$\xi = 1 - e^{-\mu(\alpha)r}. \quad (1.70)$$

Величину пробега r по случайному числу ξ находят, решая уравнение (1.70). Вероятность $P(r)$ нормирована на единицу, поэтому все случайные числа ξ должны лежать в интервале $[0, 1]$.

Расчет типа взаимодействия кванта с веществом. Полное сечение взаимодействия γ -кванта с веществом равно сумме сечений трех элементарных процессов [формула (1.17)]. Нормированные вероятности отдельных процессов равны

$$P_\phi = \frac{\tau}{\mu}; \quad P_\kappa = \frac{\sigma}{\mu}; \quad P_\pi = \frac{\kappa}{\mu}. \quad (1.71)$$

Отрезок $[0, 1]$ разобьем на три области: I — $[0, P_\phi]$; II — $[P_\phi, P_\phi + P_\kappa]$; III — $[P_\phi + P_\kappa, 1]$.

Величина каждой области пропорциональна вероятности соответствующего процесса взаимодействия. Выберем случайное число ξ . Если оно попадает в область I, то будем считать, что квант исчез в результате фотопоглощения. Область II соответствует комптоновскому рассеянию, а III — процессу образования пар.

Расчет угла комптоновского рассеяния. Дифференциальная нормированная вероятность комптоновского рассеяния в элемент телесного угла $\Delta\Omega$ равна (см. § 1.1):

$$\Delta P(\cos \theta) = \frac{\frac{d\sigma_K}{d\Omega} \Delta\Omega}{\int_{4\pi} \frac{d\sigma_K}{d\Omega} d\Omega}. \quad (1.72)$$

Интегрируя, получаем

$$P(\omega) = \frac{2\pi \int_0^\omega \frac{d\sigma_K}{d\Omega} \sin \omega d\omega}{\int_{4\pi} \frac{d\sigma_K}{d\Omega} d\Omega}, \quad (1.73)$$

где $\omega = \cos \theta$.

Приравнивая случайное число ξ к вероятности ($P(\omega)$), находим угол рассеяния из уравнения (1.73).

Азимутальный угол рассеяния. Рассеяние γ -кванта по азимуту симметричное, т. е. азимутальный угол φ равномерно распределен в интервале $(0, 2\pi)$. Отсюда

$$P(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \quad (1.74)$$

и

$$\varphi = 2\pi\xi. \quad (1.75)$$

Зная пробег кванта и углы рассеяния, можно определить координаты γ -кванта и рассчитать его энергию. Розыгрыш состояний и пространственных координат продолжается до поглощения кванта или его выхода из рассматриваемой области пространства.

Изложенная схема прямого расчета траекторий мало эффективна, так как для достижения приемлемой точности необходимо проследивать большое число индивидуальных историй квантов (при изучении γ -полей — до 10^8 — 10^9 [16]), что в настоящее время нереально даже при использовании цифровых электронновычислительных машин. Для повышения статистической эффективности метода Монте-Карло обычно используют различные приемы ускорения счета. Например, в работе [16] использованы метод локального вычисления потока в сочетании с ме-

тодом условных вероятностей и метод коррелированной выборки.

В методе условных вероятностей аналитически учитывается процесс фотопоглощения путем введения статистического веса, равного для n -го акта рассеяния

$$W_n = W_{n-1} \frac{\sigma(\alpha_{n-1})}{\mu(\alpha_{n-1})}. \quad (1.76)$$

В методе локального потока вычисляют непосредственно поток квантов в фиксированной точке пространства, аналитически учитывая вероятность того, что γ -квант после n -го рассеяния достигнет фиксированной точки без взаимодействий. Соответствующая вероятность с учетом статистического веса равна [16]

$$\xi_n = W_n \frac{e^{-\mu_n r_n}}{r_n^2} \frac{d\sigma_K(\alpha_{n-1}, \alpha_n, \cos \theta)}{d(\cos \theta) \sigma_K(\alpha_{n-1})}, \quad (1.77)$$

где r_n — расстояние до фиксированной точки.

Способ коррелированной выборки заключается в том, что поток γ -квантов рассчитывают одновременно для нескольких значений геометрических и физических параметров задачи (расстояний от источника, плотностей среды и т. д.), что дает экономию счетного времени.

При использовании способов ускорения счета изучение γ -полей методом Монте-Карло с погрешностью 3—5% можно осуществить ЦЭВМ, обладающими быстродействием порядка 10^3 — 10^4 операция/сек.

§ 1.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРИЕМЫ ИЗУЧЕНИЯ γ -ПОЛЕЙ

Общая характеристика экспериментальных методов

Точность расчета γ -полей редко превосходит 5—20%, поэтому основным источником численных характеристик γ -полей, особенно в сложных условиях, является эксперимент либо сочетание расчета и эксперимента.

В ядерной геофизике обычно изучают энергетические спектры рассеянного γ -излучения и интегральные потоки излучения с помощью счетчиков (реже ионизационных камер) и амплитудных анализаторов. При этом между истинным и регистрируемым γ -полями имеется существенная разница благодаря влиянию эффективности детектора и его геометрических размеров. На практике используют регистрируемые (аппаратурные) характеристики γ -полей. Следовательно, результаты экспериментов можно применить непосредственно для интерпретации, но при одном обязательном условии — идентичности характеристик детектора.

Кроме свойств детектора, источника и среды на результаты экспериментов влияют геометрические условия измерений.

Наиболее важные случаи взаимного размещения источника, детектора и среды показаны на рис. 1.14.

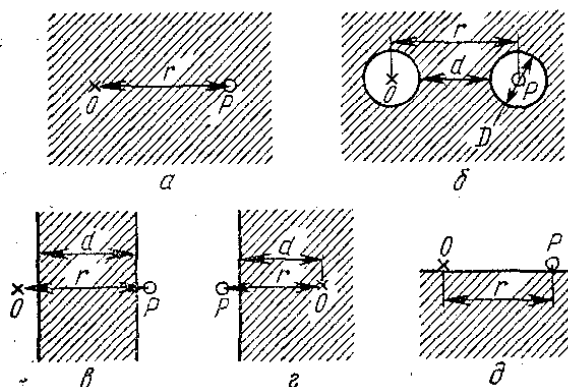


Рис. 1.14. Варианты размещения точечного источника O и детектора P :

a — в бесконечном поглотителе; $б$ — в бесконечном поглотителе с воздушными полостями вокруг источника и детектора; $в$ — между источником и детектором поглощающий барьер; $г$ — в полубесконечном поглотителе (источник в среде, детектор на границе); $д$ — в полубесконечном поглотителе (источник и детектор на границе среды).

Экспериментальное изучение γ -полей выполняют в естественных условиях или на моделях. Моделирование в масштабе 1:1 часто затруднительно, особенно при создании естественной плотности среды. В этом случае используют теорию подобия, которая рассматривается ниже.

Теория подобия

Основные условия применения принципов подобия при решении задач радиоактивного каротажа скважин сформулированы в работе [17]. Используя эти данные, а также общую теорию подобия [18], установим строгие критерии подобия, которые должны выполняться при преобразованиях γ -поля в связи с изменениями свойств среды.

Задача, решаемая точной теорией подобия, формулируется следующим образом: зная γ -поле в среде одной плотности, найти γ -поле в среде другой плотности, выполнив соответствующее преобразование. Для ее решения необходимо установить критерии подобия γ -полей в средах с различной плотностью и наметить конкретную схему пересчета γ -поля при изменении плотности среды.

Подобными называются такие однотипные явления, которые протекают в геометрически подобных системах и в которых отношение одноименных величин в сходственных точках сохраняется постоянным [18]. В рассматриваемом случае группу подобных явлений составляют γ -поля точечного источника в средах разной плотности. Величинами, определяющими γ -поле, являются интенсивность γ -излучения I , мощность источника S , плотность среды ρ и геометрические величины — расстояние r между центрами источника и детектора, толщина поглощающего слоя d , диаметр скважины D и детектора и т. д. Энергия E_0 первичного γ -излучения источника, средний атомный номер Z среды, массовый коэффициент ослабления k_0 первичного γ -излучения в преобразовании не участвуют и сохраняются постоянными для всего класса рассматриваемых явлений, так как их изменение нарушает критерии подобия.

Основное положение теории подобия о постоянстве отношения одноименных величин в сходственных точках математически выражается уравнениями подобия:

$$\begin{aligned} \frac{I'}{I''} = C_I; \quad \frac{S'}{S''} = C_S; \quad \frac{\rho'}{\rho''} = C_\rho; \quad \frac{r'}{r''} = \frac{d'}{d''} = \\ = \dots = \frac{D'}{D''} = C_r, \end{aligned} \quad (1.78)$$

где буквой C с соответствующими индексами обозначены константы подобия, постоянные для всех пар сходственных точек.

Константы подобия нельзя задавать произвольно. Они связаны условиями подобия, которые определяются из физических уравнений, граничных и начальных данных. Установим связь между константами подобия.

Согласно первой теореме подобия [18], безразмерные комплексы, составленные из величин, входящих в основное физическое уравнение, у подобных явлений численно одинаковы, т. е. их константы подобия равны единице. Безразмерным является комплекс $k_0 \rho d$, следовательно,

$$C_{k_0} C_\rho C_d = 1.$$

Так как $k_0 = \text{const}$, то

$$C_{k_0} \equiv 1 \text{ и } C_\rho C_d = 1$$

или

$$C_\rho = \frac{1}{C_d} = \frac{1}{C_r}. \quad (1.79)$$

Используя, например, формулу (1.34), найдем связь между остальными константами:

$$C_I = \frac{C_S}{C_r^2}. \quad (1.80)$$

Условия подобия (1.79) и (1.80) определяют правила преобразования среды и γ -поля, т. е. правила построения моделей и схемы пересчета γ -поля при переходе от модели к реальной среде или наоборот. Поясним использование условий (1.78) — (1.80) на конкретном примере.

Требуется создать модель, подобную горной породе с плотностью $\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$, из материала такого же состава, имеющего плотность $\rho = 1,5 \text{ г/см}^3$. Согласно уравнению (1.78), плотность всех элементов модели должна быть ровно в 1,67 раз меньше, чем плотность соответствующих элементов в естественных условиях ($C_p = 0,6$). Все геометрические размеры модели должны быть, согласно уравнению (1.79), в 1,67 раз больше, чем соответствующие элементы естественной среды ($C_r = 1,67$). Те же требования относятся к детектору и источнику, помещаемым в породу и модель.

Предположим, что на модели выполнены измерения интенсивности γ -излучения I' при использовании источника, имеющего мощность $S' = 100$ усл. ед., а измерения в естественных условиях будут производиться с источником, имеющим мощность $S'' = 50$ усл. ед. ($C_S = 2$). Тогда интенсивность I'' в сходственных точках горной породы, согласно условиям (1.78) и (1.80), следует рассчитывать по формуле

$$I'' = \frac{I'}{C_I} = \frac{I' C_r^2}{C_S} = 1,4 I'.$$

γ -Поле точечного источника в однородной среде можно изобразить в координатах [19]

$$(K, X), \quad (1.81)$$

где $K = A/I$ — фактор ослабления (кратность ослабления), равный отношению интенсивности γ -излучения A при отсутствии поглощающей среды к интенсивности γ -излучения I в той же точке при наличии среды; $X = \rho d$ — массовая толщина поглощающего слоя. В том, что любое γ -поле можно представить в координатах (1.81), нетрудно убедиться, проанализировав формулы (1.34), (1.42), (1.52), (1.67) и другие, полученные при решении задачи о поле точечного источника. Доказано [19], что

$$C_K = C_X = 1, \quad (1.82)$$

т. е. координаты (K, X) являются инвариантными при преобразовании γ -полей в средах различной плотности.

Практическое применение принципов подобия облегчается, если пользоваться инвариантными координатами: достаточно результаты эксперимента изобразить в координатах (K, X) , а затем, разделив A на K и X на ρ , перейти к γ - полю для конкретной мощности S источника, расстояния r между источником и детектором и толщины d поглощающего слоя.

Непосредственное применение уравнений (1.78) приводит к использованию формулы

$$I'(r', \rho') = \frac{C_S}{C^2} I''\left(\frac{r'}{C}, \rho' C\right). \quad (1.83)$$

Приближенные методы теории подобия

Строгое выполнение принципов подобия в большинстве случаев практически невозможно. Достаточно указать на требование подобного преобразования детектора. Поэтому важной задачей является разработка приближенных методов, обеспечивающих подобие γ -полей при нарушении ряда второстепенных условий. Рассмотрим приближенные способы применительно к решению задач гамма-методов.

Моделирование в неоднородных средах. Для геометрических условий, когда между источником и детектором расположен поглощающий слой, через который проходит γ -излучение (см. рис. 1.14, $a-g$), допустимы следующие нарушения требований теории подобия. Геометрические размеры и плотность источника и детектора не меняются. Однородная среда заменяется слоистой с произвольной плотностью каждого слоя (но вещественный состав слоев сохраняется). В частности, между слоями и вокруг источника и детектора могут быть воздушные промежутки. Толщина d поглощающего слоя и расстояние r между источником и детектором преобразуются независимо.

Математическим выражением допущенных нарушений являются неравенства

$$C_r \neq C_d \neq C_D \neq C_{r_i}, \quad (1.84)$$

где r_i — размеры источника и детектора.

Плоскости слоев перпендикулярны линии OP источник — детектор, поэтому

$$X = \sum_j X_j = \sum_j \rho_j d_j, \quad (1.85)$$

где индексом j обозначены отдельные слои.

Единственным условием, при выполнении которого наблюдается подобие γ -полей, является условие (1.82). Справедливость приближенного метода доказана экспериментально [19], причем точность приближения высокая.

В методе рассеянного γ -излучения, являющемся разновидностью гамма-гамма-метода, широко используется геометрическая схема, показанная на рис. 1.14, g . Между источником и детектором непосредственно на поверхность среды помещают свинцовый экран, поглощающий прямое γ -излучение источника. Размер установки (длина зонда) $R=r$ обычно изменяется от 15 до 70 см, а диаметр зонда равен 30—60 мм и более. Длина детектора достигает 10—15 см.

В этих условиях с удовлетворительной точностью можно применить следующее приближение [19]: сохраняются неизменными все элементы зонда, кроме его длины R , и взаимное размещение зонда и поверхности среды. Длина зонда увеличивается или уменьшается за счет соответствующего изменения свинцового экрана. Математическая формулировка приближения следующая:

$$\left. \begin{aligned} r &= d = R \\ C_{r_i} &\neq C_r \end{aligned} \right\}, \quad (1.86)$$

где r_i — все размеры зонда, кроме его длины.

Применительно к рассмотренным геометрическим условиям исследована возможность замены однородной среды слоистой и наоборот по формуле, аналогичной (1.85):

$$R_p = \sum_i \rho_i d_i, \quad (1.87)$$

где суммирование выполняется в пределах длины зонда R . Приближенное подобие γ -полей наблюдается, если плотности ρ_i отличаются на небольшую величину (до 30%) [19].

Моделирование вещественного состава пород и руд. Преобразование гамма-полей в средах различного вещественного состава возможно при соблюдении следующих условий подобия:

$$\left. \begin{aligned} C_\mu &= C_\sigma = C_\rho = C_{m_e} = \frac{1}{C_r} = \frac{1}{C}; \\ C_I &= \frac{C_S}{C^2}; \\ C_{E_0} &= 1, \end{aligned} \right\} \quad (1.88)$$

где μ и σ — полное и комптоновское макроскопические сечения; ρ и m_e — плотность и электронная плотность среды. Вместо уравнений подобия воспользуемся инвариантными координатами

$$(K, X_\gamma, Z_{\text{эфф}}). \quad (1.89)$$

Рассмотрим эти координаты более подробно: K — кратность ослабления γ -излучения; X_γ — приведенная массовая толщина поглощающего слоя, равная

$$X_\gamma = \rho d m_\gamma, \quad (1.90)$$

где m_γ — коэффициент аномальной электронной плотности, который определяется отношением атомного номера Z к атомному весу A и для сложной среды равен

$$m_\gamma = 2 \sum_i \frac{Z_i}{A_i} p_i, \quad (1.91)$$

где p_i — весовая доля i -го компонента, а эффективный атомный номер равен

$$Z_{\text{эфф}} = \sqrt[n-1]{\frac{2}{m_\gamma} \sum_i \frac{Z_i^n}{A_i} p_i} \quad (1.92)$$

(более подробно о $Z_{\text{эфф}}$ см. § 1.4).

Показатель n , входящий в формулу (1.92), совпадает с показателем в выражении микроскопического сечения фотоэффекта

$$\sigma_{\text{ф}} \sim Z^n \quad (1.93)$$

и, по данным различных исследователей, в зависимости от диапазона рассматриваемых энергий γ -излучения меняется в пределах 2,9—4,4 [15].

Применительно к инвариантным координатам (1.89) очевидными условиями подобия являются следующие:

$$C_K = 1; C_{X_\gamma} = 1; C_{Z_{\text{эфф}}} = 1. \quad (1.94)$$

Приближенный характер преобразования γ -полей в средах различного вещественного состава связан с тем, что $C_\mu \neq C_\sigma$ и что в строгом смысле эффективный атомный номер не существует для сред, состоящих из легких и тяжелых элементов. Условия (1.88) выполняются лишь приближенно.

Экспериментально доказано*, что подобие γ -полей в средах произвольного состава наблюдается для диапазона энергий γ -квантов 50—2500 кэв, если $Z_{\text{эфф}}$ рассчитывать по формуле (1.92) при $n = (3,8 \pm 0,1)$. Изменение n на 3—6% практически не влияет на результат, поэтому для простоты расчетов можно принять $n = 4,0$.

§ 1.4. ЯДЕРНОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД ПО ОТНОШЕНИЮ К γ -ИЗЛУЧЕНИЮ

Естественная радиоактивность

Содержание радиоактивных элементов в горных породах. Для радиоактивных элементов характерно рассеяние в земной коре, поэтому уран, радий, торий и другие встречаются во всех типах горных пород и в рудах.

Среди изверженных горных пород максимальное содержание радиоактивных элементов наблюдается в гранитах (оно постепенно убывает по мере увеличения основности породы и умень-

* Арцыбашев В. А. Подобие γ -полей в средах различного вещественного состава. В сб. «Вопросы разведочной геофизики». Вып. 11. Л., «Недра», 1969, стр. 64—70.

Таблица 1.9

Содержание радиоактивных элементов в изверженных горных породах, %

Породы	SiO ₂	Ra, 10 ⁻¹⁰	U, 10 ⁻⁴	Th, 10 ⁻⁴	K
Кислые	60—75	1,34	4,0	13,4	2,6
Средние	52—60	0,51	1,4	4,4	2,0
Основные	40—52	0,38	1,1	4,0	1,4
Ультраосновные	40	0,2	0,6	2,0	0,4

шения содержания SiO₂ — табл. 1.9). Отношение содержания тория к урану во всех типах изверженных пород примерно одинаково и равно 3,3. Содержание калия также коррелирует с содержанием других радиоактивных элементов.

Для гранитов характерна неравномерность в распределении радиоактивности как в пределах одного массива, так и в региональном масштабе. Колебания в содержании достигают 1—2 порядков. Например, в гранитах Финляндии содержание радия в два раза выше, чем в гранитах США и Японии, и в 4—6 раз выше, чем в гранитах Антарктиды. Основные породы отличаются более равномерным распределением радиоактивных элементов.

Таблица 1.10

Содержание радиоактивных элементов в осадочных горных породах, %

Породы	Ra, 10 ⁻¹⁰	U, 10 ⁻⁴	Th, 10 ⁻⁴	K
Известняк	0,5	1,4	0,5	0,2
Доломит	0,1	0,3	—	—
Песчаник	0,6	2,0	5,0	1,1
Глинистые сланцы	1,1	3,0	10,0	2,4
Глины	1,3	4,3	13,0	2,7

Средние данные, характеризующие радиоактивность осадочных горных пород, приведены в табл. 1.10. Меньшей радиоактивностью отличаются карбонатные породы, максимальные содержания радиоактивных элементов наблюдаются в глинах и глинистых породах. Однако для осадочных пород часто отмечают отступления от общей закономерности. Некоторые карбонатные породы имеют повышенные концентрации урана, а среди полимиктовых песчаников встречаются разности с повышенным содержанием калия.

В целом содержание радиоактивных элементов в осадочных породах несколько ниже, чем в изверженных.

γ-Излучение горных пород. Для методов ядерной геофизики существенное значение имеет естественное γ-излучение горных пород. Суммарное γ-излучение можно оценить, выразив содержание всех радиоактивных элементов в единицах, эквивалентных содержанию урана по γ-излучению: 1 г тория эквивалентен 0,4 г равновесного урана, 1 г калия — примерно $2,5 \cdot 10^{-4}$ г урана. В табл. 1.11 приведено эквивалентное содержание радиоактивных элементов, характеризующее γ-активность основных типов изверженных и осадочных горных пород.

Таблица 1.11

Составные части и суммарная γ-активность горных пород

Породы	γ-Активность, $10^{-4}\%$ экв. U			
	U—Ra	Th	K	U—Ra+Th+K
Изверженные:				
кислые	4,0	5,4	6,5	15,9
средние	1,4	1,8	5,0	8,2
основные	1,1	1,6	3,5	6,2
ультраосновные	0,6	0,8	1,0	2,4
Осадочные:				
известняки	1,4	0,2	0,5	2,1
песчаники	2,0	1,9	2,7	6,6
глины	4,3	5,1	6,7	16,1

Отмеченные выше закономерности изменения среднего содержания радиоактивных элементов в различных горных породах в полной мере относятся к суммарной γ-активности.

В суммарном γ-излучении горных пород преобладает излучение тория и калия. Исключение составляют карбонатные породы, γ-излучение которых обусловлено в основном элементами ряда урана. Локальные и региональные отклонения от общих закономерностей приводят к тому, что в отдельных горных породах преобладает γ-излучение одного из радиоактивных элементов.

γ-Лучевые свойства горных пород

Плотностные параметры. Горные породы отличаются друг от друга характером взаимодействия с γ-излучением благодаря различному вещественному составу и плотности.

Плотность, в том числе электронная, является фактором, непосредственно влияющим на распространение γ-излучения в веществе, поэтому относится к γ-лучевым параметрам среды. Кроме плотности, выраженной в граммах на 1 см^3 , для характеристики свойств породы вводят нормированный на единицу

коэффициент аномальной электронной плотности m_γ [формула (1.91)]. Для элементов средней части таблицы Менделеева отношение $\frac{Z}{A} \approx 0,5$, поэтому нормальной принимается величина $m_\gamma = 1$.

Таблица 1.12

Плотностные свойства пород и руд [15]

Породы и рудные минералы	Плотность, г/см ³		m_γ	Линейный коэффициент ослабления γ -излучения, см ⁻¹	
	средняя	пределы изменения		$E_\gamma = 0,5 \text{ Мэв}$	$E_\gamma = 2,0 \text{ Мэв}$
Гранит	2,78	2,46—3,10	0,987	0,236	0,122
Песчаник	2,30	1,80—2,80	1,002	0,198	0,102
Известняк	2,75	2,50—3,00	1,00	0,237	0,122
Глина	2,10	2,00—2,20	1,002	0,181	0,093
Диабаз	3,05	2,90—3,20	0,989	0,260	0,134
Мергель	2,40	2,20—2,60	0,997	0,206	0,107
Доломит	2,67	2,44—2,90	0,997	0,229	0,119
Бурый уголь	1,18	1,10—1,25	1,050	0,107	0,055
Каменный уголь	1,30	1,26—1,33	1,038	0,116	0,060
Вода	1,00	—	1,111	0,096	0,050
Карналлит	1,65	1,60—1,70	1,022	0,145	0,075
Халькопирит	4,20	4,10—4,30	0,955	0,345	0,179
Пирит	5,05	4,90—5,20	0,967	0,419	0,217
Хромит	4,55	4,50—4,60	0,943	0,369	0,191
Магнетит	5,05	4,90—5,20	0,946	0,411	0,212
Гематит	5,10	4,90—5,30	0,946	0,415	0,214
Ганит	4,45	4,30—4,60	0,892	0,340	0,176
Галенит	7,50	7,40—7,60	0,895	0,577	0,298

Различия в плотностях пород и руд (табл. 1.12) влияют прежде всего на количественную характеристику процесса распространения γ -излучения, изменяя величину линейных коэффициентов ослабления. В табл. 1.11 приведены величины линейных коэффициентов ослабления γ -излучения, рассчитанные на некоторую усредненную по вещественному составу породу, но обладающую реальными плотностями различных пород и руд.

Плотности горных пород и руд одинакового состава изменяются в зависимости от геологических условий и исторического развития региона. Несмотря на слабую дифференцированность большинства пород по средней плотности и значительные колебания средних величин (см. табл. 1.12), плотностной параметр мало меняется в пределах отдельных районов и рудных полей и благодаря своей устойчивости для каждой породы и руды имеет характерную величину.

Эффективный атомный номер. Влияние вещественного состава горных пород на их γ -лучевые свойства проявляется в изменении массового коэффициента ослабления γ -излучения.

Типичными элементами горных пород являются кремний, кислород, алюминий, углерод, магний, кальций и др. В породах часто присутствует вода. Массовые коэффициенты ослабления для перечисленных сред, а также для бетона, состав которого отражает свойства большинства горных пород, приведены на рис. 1.15.

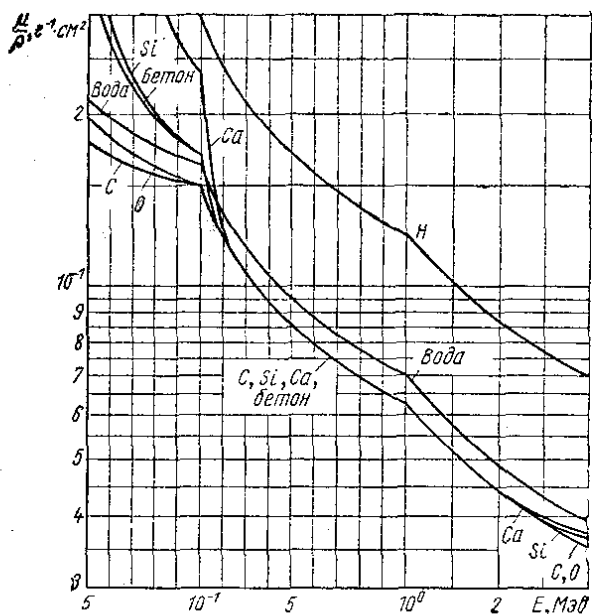


Рис. 1.15. Массовый коэффициент ослабления γ -излучения для различных веществ.

Анализ графиков рис. 1.15 показывает, что в области энергий γ -излучения примерно от 0,15 до 2,5 МэВ γ -лучевые свойства горных пород не зависят от их состава. Отличие графиков для H_2O и H от графиков для остальных сред объясняется тем, что массовый коэффициент зависит от электронной плотности, а для воды и водорода m_γ равен соответственно 1,12 и 2,00.

В низкоэнергетической области, а также в области больших энергий влияние вещественного состава весьма значительно. Оно сказывается прежде всего на изменении удельного веса различных элементарных процессов и, как следствие, меняет качественную картину распространения γ -излучения в горной породе.

Количественную оценку γ -лучевых свойств породы или руды как функцию вещественного состава дают с помощью эффективного атомного номера. Эффективным атомным номером сложной среды (горной породы) называют атомный номер такой моносреды, для которой полный коэффициент

ослабления γ -излучения на электрон равен таковому для сложной среды [20]. По определению,

$$\sigma(Z_{\text{эфф}}) = \sigma_{\Sigma}, \quad (1.95)$$

где $\sigma(Z_{\text{эфф}})$ — сечение для эквивалентной по γ -лучевым свойствам моносрединной среды; σ_{Σ} — сечение на электрон для горной породы.

Для сложной среды полное сечение на электрон рассчитывают, суммируя сечения по всем составляющим среды с учетом доли электронов каждого элемента:

$$\sigma_{\Sigma} = \frac{\mu}{m_e} = \frac{\sum_i m_{ei} \sigma_i}{\sum_i m_{ei}} = \frac{\sum_i \frac{Z_i}{A_i} p_i \sigma_i}{\sum_i \frac{Z_i}{A_i} p_i}, \quad (1.96)$$

где m_{ei} — электронная плотность i -того элемента; σ_i — полное сечение на электрон для i -того элемента; p_i — весовая доля i -того элемента. Вводя микросечения элементарных процессов взаимодействия γ -излучения с веществом (см. § 1.1), запишем уравнение (1.95), из которого находят $Z_{\text{эфф}}$, в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \sigma_{\Phi}(Z_{\text{эфф}}) + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\Pi}(Z_{\text{эфф}}) = \\ & = \frac{2}{m_{\gamma}} \left(\sum_i \frac{p_i}{A_i} \sigma_{\Phi i} + \frac{m_{\gamma}}{2} \sigma_{\kappa} + \sum_i \frac{p_i}{A_i} \sigma_{\Pi i} \right), \end{aligned} \quad (1.97)$$

где $\sigma_{\Phi i}$, $\sigma_{\Pi i}$ — сечения, отнесенные к одному атому; σ_{κ} — комптоновское микросечение.

Решение уравнения (1.97) значительно упрощается, если его рассматривать для двух энергетических областей: первая (низкоэнергетическая) область, в которой можно пренебречь процессом образования пары и принять $\sigma_{\Pi} = 0$; во второй (высокоэнергетической) области можно принять $\sigma_{\Phi} = 0$.

Микроскопическое сечение фотоэффекта, отнесенное к одному атому, в области энергий γ -квантов, превышающих энергию связи K -электронов в атомах, можно представить в виде функции

$$\sigma_{\Phi} = bZ^n, \quad (1.98)$$

где b — коэффициент, не зависящий от Z .

Используя равенства (1.97) и (1.98), получаем для первой области

$$b \frac{Z_{\text{эфф}}^n}{Z_{\text{эфф}}} = \frac{2b}{m_{\gamma}} \sum_i \frac{p_i}{A_i} Z_i^n, \quad (1.99)$$

откуда

$$Z_{\text{эфф}} = \sqrt[n-1]{\frac{2}{m_{\gamma}} \sum_i \frac{Z_i^n}{A_i} p_i} . \quad (1.100)$$

Как отмечено в § 1.3, с учетом экспериментальных данных можно принять $n=4,0$.

В области больших энергий

$$\sigma_n = cZ^2 \quad (1.101)$$

и эффективный атомный номер

$$Z_{\text{эфф}} = \frac{2}{m_{\gamma}} \sum_i \frac{Z_i^2}{A_i} p_i. \quad (1.102)$$

Для области, в которой единственным практически важным процессом является комптон-эффект, введение эффективного атомного номера не имеет смысла, так как σ_n не зависит от Z . В этом случае свойства среды характеризует средний атомный номер, рассчитанный по формуле

$$\bar{Z} = \sum_i p_i Z_i. \quad (1.103)$$

Эффективные атомные номера большинства горных пород различаются мало (табл. 1.13). Наиболее существенные разли-

Таблица 1.13

Эффективные атомные номера некоторых пород, руд и минералов [15, 20]

Среда	Область фотоэффекта		Область процесса образования пар
	средний	пределы изменения	
Гранит	13,64	13,28—14,00	—
Диабаз	15,92	15,42—16,41	—
Пегматит	13,45	13,0 —13,9	—
Песчаник	12,39	11,63—13,15	10,80
Глина	13,07	11,42—14,72	—
Мергель	14,74	14,38—15,10	—
Известняк	15,13	14,84—15,53	12,56
Доломит	13,80	13,67—13,92	11,17
Бурый уголь	6,67	6,55—6,79	—
Гипс	14,55	—	11,86
Ангидрит	15,60	—	13,42
Пирит	22,0	—	20,06
Магнетит	23,55	—	20,75
Галенит	77,62	—	70,09
Медно-никелевая руда:			
брекчиевая	19,1	—	15,3
богатая вкрапленная	17,6	—	13,8
оруденелые серпентиниты	16,5	—	12,8
оруденелые филлиты	16,9	—	13,2

ция $Z_{эфф}$ наблюдаются в рудах и минералах, содержащих тяжелые элементы, причем, как показывают расчеты, на величину $Z_{эфф}$ влияют даже небольшие (несколько процентов) примеси элементов с большими атомными номерами.

§ 1.5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ γ -ПОЛЕЙ

Интегральные характеристики γ -поля точечного источника

Основными интегральными компонентами γ -поля точечного источника в поглощающей среде являются первичное γ -излучение (рис. 1.16, кривая 2), сумма первичного и многократно рассеянного излучения (кривая 1) и рассеянное γ -излучение (кривая 3). Экспериментальное изучение первичного γ -излучения выполняют, создавая с помощью свинцовых диафрагм-коллиматоров узкий пучок излучения. Кривая 1 соответствует так называемому широкому пучку, а выделение рассеянного γ -излучения достигается, как указывалось, поглощением первичного излучения источника в свинцовом экране, расположенном между источником и детектором.

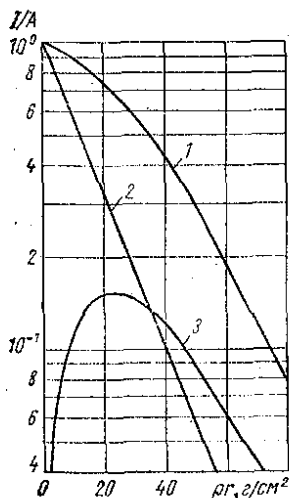


Рис. 1.16. γ -Поле источника Co^{60} в песчаной среде:

1 — интенсивность многократно рассеянного γ -излучения (широкий пучок); 2 — первичное γ -излучение источника; 3 — рассеянное γ -излучение.

Поглощение γ -излучения в узком пучке увеличивается по мере роста толщины поглощающего слоя [формула (1.34)], причем угол наклона кривой 2 пропорционален массовому коэффициенту ослабления первичного γ -излучения источника и, следовательно, растет при уменьшении энергии γ -излучения E_0 и увеличении атомного номера Z среды.

Поглощение γ -излучения в широком пучке (кривая 1) происходит значительно медленнее, чем в узком, причем угол наклона графика увеличивается по мере роста толщины поглощающего слоя, достигая асимптотического значения при $\rho r > 40 \text{ г/см}^2$. Влияние энергии γ -излучения E_0 источника здесь такое же, как в узком пучке.

Влияние вещественного состава показано на рис. 1.17, где изображены графики ослабления γ -излучения Cs^{137} в случае газоразрядного счетчика типа СТС или МС. Если использовать сцинтилляционный счетчик, имеющий высокую эффективность регистрации в области малых энергий γ -излучения, влияние Z будет еще большим.

График 3 изменения интенсивности рассеянного γ -излучения на рис. 1.16 имеет максимум, образовавшийся благодаря конкуренции двух процессов: накопления рассеянных квантов при комптон-эффекте и их поглощения в процессе фотоэффекта. По-

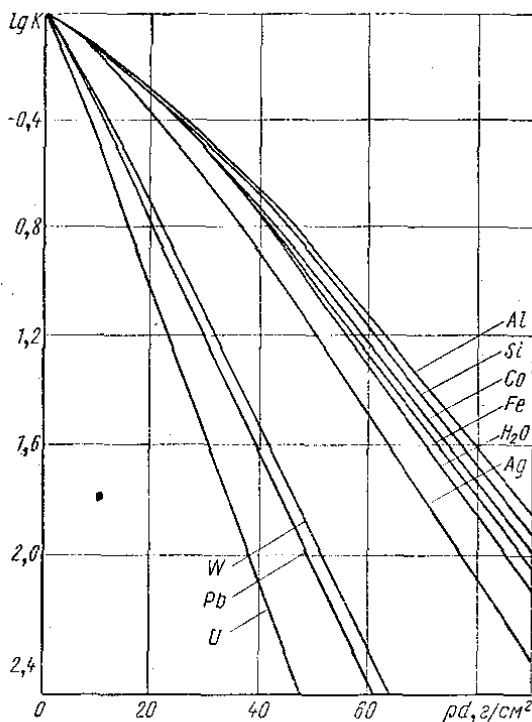


Рис. 1.17. Графики ослабления γ -излучения источника Cs^{137} (детектор — газоразрядный счетчик типа СТС):

экспериментальные — для Si, Fe, Pb; рассчитанные методом последовательных столкновений — для Al, Co, Ag, H_2O , W, U.

ложение максимума на оси $X = \rho r$ найдем дифференцированием формулы (1.67):

$$X_{\text{макс}} = \frac{1}{q_0}. \quad (1.104)$$

Величина q_0 зависит от вещественного состава среды (см. табл. 1.8) и энергии E_0 первичного γ -излучения: чем больше Z и чем меньше E_0 , тем ближе к началу координат точка максимума $X_{\text{макс}}$.

Влияние вещественного состава среды и энергии γ -излучения источника на поглощение рассеянного γ -излучения такое же, как для широкого пучка.

Графики, аналогичные изображенным на рис. 1.16, можно получить экспериментально или численным расчетом. Все они хорошо аппроксимируются следующей эмпирической формулой [12]:

$$\frac{I}{A} = \sum_{i=1}^n Q_i e^{-c_i X}, \quad (1.105)$$

где Q_i и c_i — постоянные числа.

Для узкого пучка $n=1$, широкого пучка $n=2$ и рассеянного γ -излучения $n=3$.

Спектральное распределение рассеянного γ -излучения

Спектр рассеянного γ -излучения точечного источника зависит от рассеяния между источником и детектором, состава среды и энергии первичного γ -излучения.

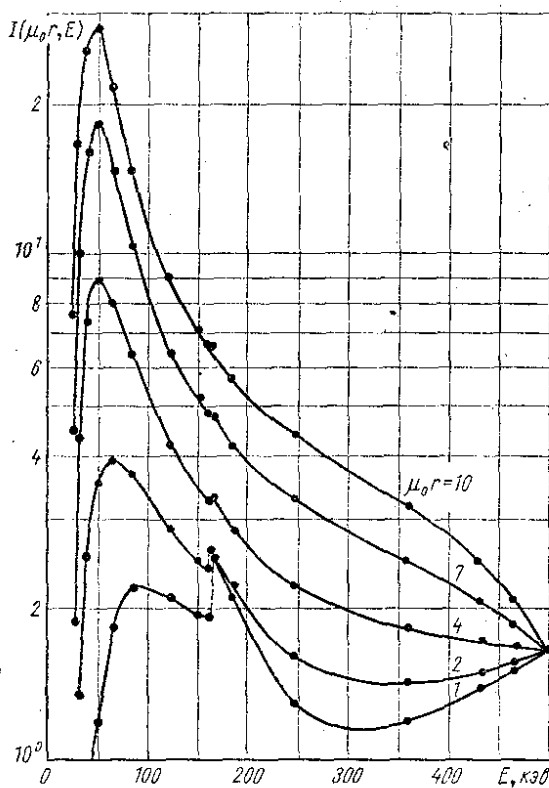


Рис. 1.18. Спектры рассеянного γ -излучения в воде на различных расстояниях от источника ($E_0=500$ кэв). Цифры на кривых — расстояние до источника в единицах $\mu_0 r$. Графики совмещены в точке $E_0=500$ кэв.

В поглощающей среде постоянного состава ($Z=\text{const}$) по мере удаления от источника растет относительное количество рассеянных γ -квантов (рис. 1.18) [10]. На небольших расстояниях, равных одной-двум длинам свободного пробега γ -квантов ($\mu_0 r = 1 \div 2$), спектр быстро обогащается в низкоэнергетической области, где благодаря конкуренции фотоэффекта и комптон-эффекта формируется максимум

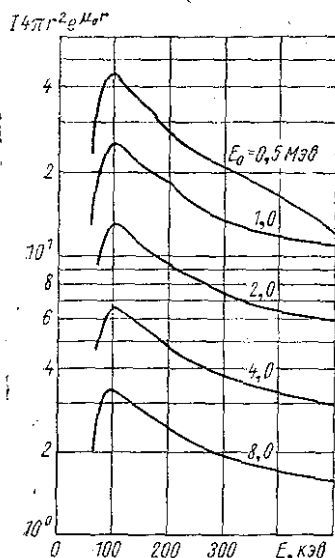


Рис. 1.19. Спектр $I(\mu_0 r, E)$ в алюминии на расстоянии $\mu_0 r = 7$ от источника при разной энергии E_0 источника.

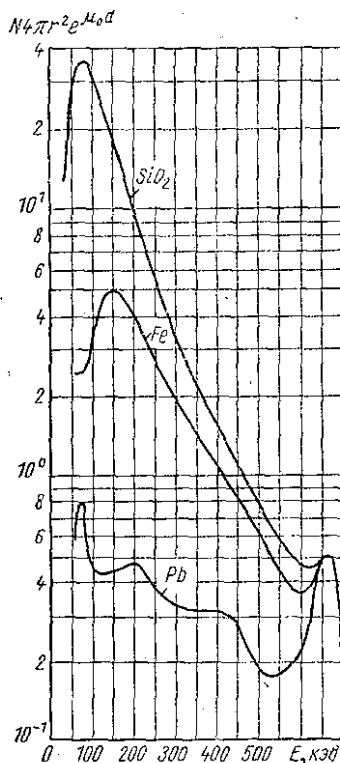


Рис. 1.20. Аппаратурные спектры Cs^{137} в различных средах на расстоянии $r = 60 \text{ г/см}^2$ от источника (детектор — кристалл NaI(Tl) с фильтром 2 мм Al).

многократного рассеянного γ -излучения. Начиная с расстояний $\mu r \geq 2 \div 4$ форма спектра стабилизируется и в дальнейшем мало меняется, причем максимум многократного рассеяния занимает вполне определенное положение, зависящее от Z среды.

В спектре наблюдается разрыв, положение которого на энергетической шкале соответствует минимальной энергии однократно рассеянного γ -излучения:

$$\alpha_{\text{мин}} = \frac{\alpha_0}{1 + 2\alpha_0}. \quad (1.106)$$

Для спектров, изображенных на рис. 1.18 (они получены расчетом метода моментов), $\alpha_{\min}=0,331$ или $E_{\min}=169$ кэв.

Форма спектра рассеянного γ -излучения в низкоэнергетической области ($E < 500$ кэв) не зависит от энергии E_0 источника [10] при условии, что $E_0 \geq 500$ кэв (рис. 1.19). Как видно из рис. 1.19, спектры при различных значениях E_0 идентичны; некоторое отличие имеется только для графика $E_0=500$ кэв на участке 200—500 кэв из-за близости E_0 к границе рассматриваемой области.

Если энергия $E_0 < 100 \div 150$ кэв, то спектр рассеянного γ -излучения формируется слабо из-за значительного влияния фотопоглощения. Образуется главным образом однократно рассеянное γ -излучение.

Влияние состава среды на характер спектров рассмотрим на экспериментальном материале (рис. 1.20 [21]). По мере роста Z среды уменьшается количество рассеянного γ -излучения, а максимум многократного рассеяния смещается в область более высоких энергий вплоть до положения пика однократного рассеяния (см. кривую для свинца), являющегося элементом аппаратурной линии счетчика с кристаллом NaI(Tl). В тяжелых элементах (свинец) наблюдается характеристическое рентгеновское излучение наиболее жесткой K_{α} -линии благодаря уменьшению рассеянного γ -излучения в этой области спектра (см. пик $E=75$ кэв на рис. 1.20).

Предельное положение максимума многократного рассеяния в спектре $N_0(\mu_r, E)$ γ -квантов точечного источника по результатам расчетов методом моментов следующее [10]: для H_2O 42 кэв, для алюминия 78 кэв, для железа 170 кэв.

Влияние условий измерения на спектр γ -излучения

Регистрируемый спектр рассеянного γ -излучения зависит от геометрических условий эксперимента и свойств детектора. Рассмотрим особенности спектров, регистрируемых детектором NaI(Tl), который широко применяют для исследований в области ядерной геофизики.

Влияние фильтра, окружающего детектор, показано на рис. 1.21. Оно особенно сильно проявляется при измерениях в хорошо рассеивающих γ -излучение средах, к которым относятся большинство горных пород. Увеличение Z материала, из которого изготовлен фильтр, и толщины фильтра снижает долю мягкого γ -излучения в регистрируемом спектре и уменьшает интегральную интенсивность γ -излучения. Максимум многократного рассеяния смещается в область больших энергий (если Z фильтра больше Z среды). В спектре, измеренном со свинцовым фильтром, образуется фотопик характеристического излучения значительной амплитуды (см. рис. 1.21) [21].

Изменение спектров в зависимости от геометрических условий (см. рис. 1.14) показано на рис. 1.22 [21]: переход от бесконечного поглотителя к поглотителю в виде барьера при одной и той же толщине поглощающего слоя вызывает уменьшение

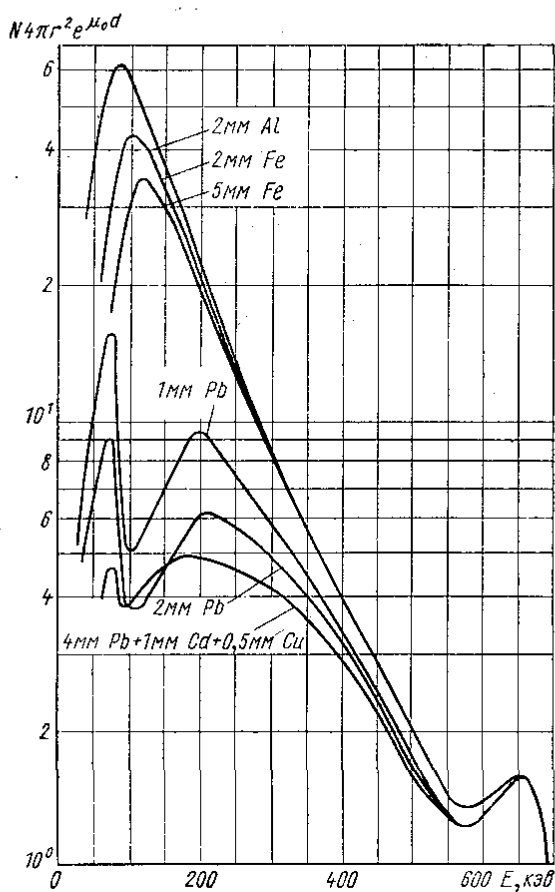


Рис. 1.21. Влияние различных фильтров на регистрируемый спектр источника Cs^{137} в бесконечной песчаной среде ($X=40$ г/см²).

скорости счета, главным образом в низкоэнергетической области. Разница уменьшается, если использовать фильтры из материала с высоким Z , а также в средах с большим Z . Два положения — источник в полубесконечной среде, а детектор на ее поверхности и наоборот — симметричны, если измерения выполняются в хорошо рассеивающей среде с легкими фильтрами (см. рис. 1.22, а, б). Другими словами, поле многократно рассеянного γ -излучения симметрично относительно точек разме-

щения источника и детектора. Симметрия нарушается, если в регистрируемом спектре существенно уменьшена доля многократно рассеянного γ -излучения (см. рис. 1.22, в).

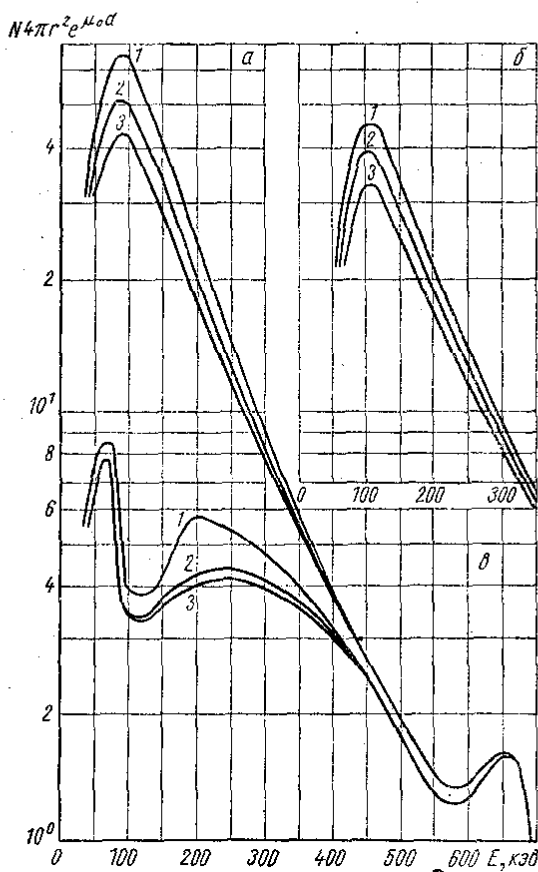


Рис. 1.22. Аппаратурные спектры Cs^{137} в песке ($X=40 \text{ г/см}^3$), измеренные при разной геометрии поглотителя и различных фильтрах:

а — 2 мм Al; б — 2 мм Fe; в — 3 мм Pb; геометрия поглотителя: 1 — бесконечная; 2 — полубесконечная (источник в среде); 3 — барьер.

ГЛАВА 2. ГАММА-ГАММА-МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ

§ 2.1. СУЩНОСТЬ МЕТОДА И ЕГО ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Изучение плотности пород и руд гамма-гамма-методом (ГГМ-П) выполняют, помещая в среду или на поверхность среды источник γ -излучения и детектор, регистрирующий γ -поле на

небольших расстояниях от источника (до 50—70 см). При некоторых условиях поглощение и рассеяние γ -квантов, испускаемых источником, зависят только от плотности среды, поэтому измерение ослабленного γ -излучения позволяет определять плотность.

Существует три модификации ГГМ-П: метод просвечивания узким пучком γ -излучения (МПГу), или метод первичного γ -излучения; метод просвечивания широким пучком (МПГш), или метод широкого пучка, и метод регистрации рассеянного γ -излучения (МРГ).

В методе узкого пучка с помощью свинцовых диафрагм или радиотехническим путем выделяют первичное γ -излучение источника, проходящее через образец или слой горной породы. МПГу применяют главным образом в лабораторных условиях.

В методе широкого пучка источник и детектор, не имеющие коллиматоров, помещают в две параллельные скважины и просвечивают слой породы между ними. При этом детектор регистрирует как первичное, так и многократно рассеянное γ -излучение.

В методе рассеянного γ -излучения детектор и источник соединены в единую конструкцию (зонд). Между ними находится свинцовый экран, поглощающий первичное γ -излучение источника. Зонд помещают в скважину или на поверхность горной породы и регистрируют только γ -излучение, рассеянное породой.

С помощью ГГМ-П определяют абсолютные значения плотности пород и руд в лаборатории, в полевых условиях и в скважинах. Точность измерений высокая (погрешность 1—3%), что достаточно при использовании ГГМ-П для изучения плотности горных пород в процессе геофизических исследований (методами гравirazведки и сейсморазведки), при расчленении геологического разреза и идентификации пород, а также для использования значений плотности руд при подсчете запасов полезных ископаемых.

Детальному изложению ГГМ-П посвящена работа [12].

Связь между γ -полем точечного источника и плотностью среды

В гл. 1 показано, что γ -поле точечного источника зависит от свойств источника, детектора, геометрии измерений, вещественного состава и плотности среды. В конкретных условиях три первых фактора не меняются и γ -поле является функцией вещественного состава и плотности:

$$\frac{I}{A} = f(Z, \rho). \quad (2.1)$$

Если состав постоянен, то между I и ρ имеется однозначная связь. В частности, для первичного γ -излучения из формулы (1.34) следует:

$$\rho = \frac{1}{k_0 d} \ln \frac{A}{I}, \quad (2.2)$$

где $k = \frac{k_0}{\rho}$ — массовый коэффициент ослабления первичного γ -излучения; d — толщина поглощающего слоя.

Состав пород и руд изменяется в широких пределах, поэтому главное в ГГМ-П — выбрать такие условия измерений, в которых влияние Z среды минимально, и найти способы учета влияния вещественного состава в тех случаях, когда устранить это влияние не удастся.

Из трех элементарных процессов взаимодействия γ -излучения с веществом лишь комптон-эффект не зависит от Z среды (см. гл. 1). Следовательно, ГГМ-П необходимо осуществлять в таких условиях, когда преобладает комптоновское рассеяние γ -излучения, а именно в энергетическом интервале примерно 0,2—3,0 Мэв. Так как при многократном рассеянии γ -излучения в среде образуется низкоэнергетическая часть спектра, выходящая за указанный интервал, устранить влияние фотоэффекта можно соответствующим выбором энергии первичного γ -излучения источника и применением детекторов, имеющих низкую эффективность в низкоэнергетической области.

Оптимальная энергия γ -излучения источников в ГГМ-П равна 0,5—3,0 Мэв. Обычно используют изотопы Cs^{137} ($E_0 = 0,66$ Мэв), Co^{60} ($E_0 = 1,25$ Мэв), реже Ra^{226} , спектр γ -излучения которого лежит главным образом в интервале 0,35—1,7 Мэв.

Низкую эффективность в области мягкого γ -излучения имеют газоразрядные счетчики типа МС и СТС и сцинтилляционные счетчики с кристаллом NaI(Tl) в металлических фильтрах (см. гл. 1). Они применяются в ГГМ-П.

Эквивалентность моноэлементных сред по отношению к измерениям их плотности зависит от двух факторов — атомного номера Z и электронной плотности m_e (см. гл. 1). Первый фактор действует плавно и тем сильнее, чем больше Z . Электронная плотность меняется по более сложному закону.

Анализ свойств моноэлементных сред приближенными методами теории подобия и непосредственный расчет γ -полей для ГГМ-П показали [12], что элементы можно объединить в группы по признаку близости регистрируемых в них γ -полей (табл. 2.1). В таблицу включены элементы, встречающиеся в породах и рудах в заметных количествах. Вместо водорода дано его наиболее распространенное соединение. Первым в каждой группе поставлен характерный элемент. Эквивалентность свойств элементов внутри групп такая, что обеспечивает точ-

Номер группы	Характерный элемент или соединение	Другие элементы	Интервал изменения Z
1	Si	C, N, O, Mg, S, K, Ca	6—20
2	Al	Na, P, Cl	11—17
3	Fe	Ni, Cu, Zn	26—30
4	Co	Ti, V, Cr, Mn	22—27
5	Ag	Mo, Sn, I, Ba	42—56
6	H ₂ O	—	7—6
7	W	—	74
8	Pb	Pt, Au, Hg, Bi	78—83
9	U	Th	90—92

ность $\pm 1\%$ X для первых пяти групп и $\pm (1,5 \div 2,0)\%$ X для трех последних групп.

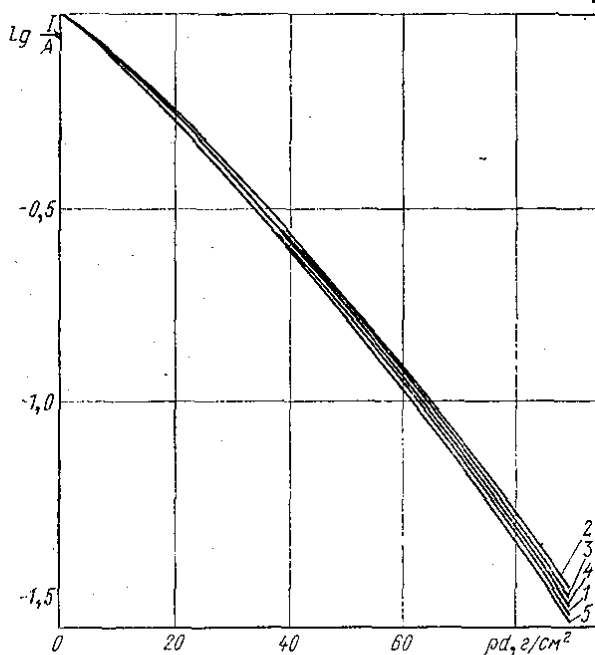


Рис. 2.1. Графики ослабления γ -излучения Co^{60} в различных горных породах (детектор — газоразрядный счетчик):

1 — основной график группы кремния; 2 — марганцевые породы; 3 — железистые породы; 4 — щелочные изверженные породы; 5 — гипс и ангидрит.

В пределах указанной точности каждая группа характеризуется единой зависимостью

$$\frac{I}{A} = F(X), \quad (2.3)$$

где $X = \rho d$ — толщина поглощающего слоя. Примеры γ -полей в выделенных моноэлементных средах показаны на рис. 1.17.

Изучение плотности сред сложного состава

Чтобы измерить плотность полиэлементной среды (породы или руды), необходимо иметь соответствующую зависимость (2.3). Ее можно определить экспериментально или рассчитать, зная зависимости (2.3) в моноэлементных средах (см. табл. 2.1) и весовые доли p_i элементов каждой группы в среде:

$$\frac{I}{A} = \exp \left[\sum_{i=1}^L p_i \left(\ln \frac{I}{A} \right)_i \right], \quad (2.4)$$

где $\left(\ln \frac{I}{A} \right)_i$ относятся к i -тому компоненту сложной среды.

Учет вещественного состава облегчается тем, что большинство горных пород состоят преимущественно из элементов группы кремния. Графики зависимости (2.3) для большинства пород совпадают (рис. 2.1).

Если среда содержит тяжелые элементы (группы вольфрама, свинца, урана), то формула (2.4) непригодна. Для этого случая в работе [12] приводятся графики зависимостей (2.3), полученные более сложным расчетом, включающим интерполяцию по спектру.

§ 2.2. МЕТОД ПРОСВЕЧИВАНИЯ УЗКИМ ПУЧКОМ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Методика и техника работ

Схема установки, используемой для измерения плотности образцов методом просвечивания узким пучком (МПГу), показана на рис. 2.2. Узкий пучок γ -излучения создают свинцовым коллиматором. Оптимальные размеры коллимационного канала: диаметр 5—10 мм, общая длина 6—7 см для Cs^{137} и 10—15 см для Co^{60} . Примерно 2/3 общей длины приходится на коллиматор, расположенный перед детектором. Расстояние между источником и детектором равно 20—50 см в зависимости от размеров образцов.

В установках с коллиматорами можно использовать как газоразрядные, так и сцинтилляционные счетчики. Предпочтение заслуживают последние из-за высокой эффективности регистрации γ -излучения.

Выделение первичного γ -излучения возможно также с помощью порогового спектрометра, если источник γ -излучения моноэнергетический (Cs^{137} , Co^{60}). Этот способ имеет преимущество при измерениях в параллельных скважинах в полевых ус-

ловиях, но в этом случае вместо МПГУ обычно применяют более простую аппаратуру МПГШ.

Основная зависимость, используемая в МПГУ:

$$\frac{I_0}{A} = e^{-\eta k_0 \rho d}, \quad (2.5)$$

где η — поправка на неполную коллимацию или неполную дискриминацию. Произведение $\eta k_0 = c_0$ называют массовым эффективным коэффициентом ослабления первичного γ -излучения.

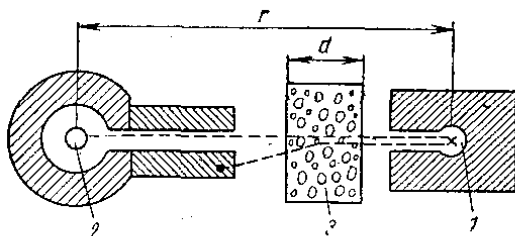


Рис. 2.2. Схема установки со свинцовыми коллиматорами для измерения плотности МПГУ:

1 — источник γ -излучения; 2 — детектор; 3 — образец, плотность которого измеряется.

Поправка η обычно равна 0,8—0,9. Установлено [12], что она слабо зависит от состава среды, но может отличаться для сред, состоящих из легких и средних (первые шесть групп табл. 2.1) и тяжелых (три последние группы) элементов. Например, для источника Cs^{137} и детектора $\text{NaI}(\text{Tl})$ при работе на установке со свинцовыми коллиматорами (диаметр коллимационного отверстия 10 мм) получены следующие данные:

Элемент	Si	Fe	Pb
$k_0, \text{г}^{-1} \text{см}^2$	0,0775	0,0735	0,107
$c_0, \text{г}^{-2} \text{см}^2$	0,0745	0,0710	0,1065
η	0,960	0,965	0,995

Рекомендуется для той или иной аппаратуры определять поправку η экспериментально с помощью образцов, плотность которых известна.

Нормальный цикл операций при измерении плотности образцов МПГУ следующий. После включения радиометра и его на-

стройки измеряют фон I_{ϕ} , удалив источник. Интенсивность A измеряют в отсутствие образца. Затем помещают образец, измеряют его толщину d по оси коллимационного канала и ослабленную интенсивность I_0 . I_{ϕ} можно не учитывать, если $I_{\phi} \leq 0,01 I_0$.

Предложена методика ускоренного анализа МПГУ с помощью эталонов плотности [12]. Эталонами служат 5—10 железных и свинцовых пластинок толщиной 3—5 г/см² каждая. Выполнив определение η и нормальный цикл измерений, определяют X_{zi} — массовую толщину каждой пластинки. При этом из-за различия в вещественном составе горных пород и материала эталонов значения X_{zi} отличаются от произведения плотности эталонов на их толщину. С помощью эталонов получают зависимость

$$N = \varphi(X), \quad (2.6)$$

где N — показания радиометра; $X = \sum_i X_{zi}$ — толщина эталонов.

Для определения плотности образцов измеряют только N и толщину d , при этом I_{ϕ} и A остаются постоянными и на результаты определения плотности не влияют. Измерения эталонов периодически повторяют, чтобы исключить влияние нестабильной работы аппаратуры.

Обработка измерений и вычисление плотности

Плотность вычисляют по формуле

$$\rho = \frac{1}{\eta k_0 d} \ln K, \quad (2.7)$$

где

$$K = \frac{A - I_{\phi}}{I_0 - I_{\phi}}.$$

Если канал регистрации γ -излучения нелинеен, то значения I_0 , A , I_{ϕ} предварительно выражают с помощью обычного градуировочного графика в условных единицах. Значения коэффициентов k_0 приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Массовые коэффициенты ослабления γ -излучения, г⁻¹.см²

Источ- ник	Группы элементов								
	Si	Al	Fe	Co	Ag	H ₂ O	W	Pb	U
Cs ¹³⁷	0,0775	0,0750	0,0735	0,0710	0,075	0,0860	0,098	0,0107	0,128
Co ⁶⁰	0,0570	0,0550	0,0535	0,0515	0,052	0,0635	0,058	0,060	0,066

Если состав породы или руды сложный, то k_0 вычисляют по формуле

$$k_0 = \sum_i p_i k_{0i}, \quad (2.8)$$

где p_i — весовая доля элементов i -той группы; k_{0i} — соответствующий коэффициент.

При использовании эталонов плотности для $k_0 = \text{const}$ и $\gamma = \text{const}$ строят график зависимости (2.6) и по измеренному N определяют с помощью графика толщину образца X . Плотность равна $\rho = \frac{X}{a}$.

При измерении плотности влажных образцов вместо расчетов по формуле (2.8) удобнее вводить в виде множителя поправку b_0 в величины плотности, рассчитанные по значениям k_0 для элементов группы кремния; поправка равна

$$b_0 = \frac{100 + W}{100 + 1,11W}, \quad (2.9)$$

где W — влажность, равная отношению массы воды к массе сухого скелета, вес. %.

МПГУ обладает высокими производительностью (на одно определение плотности тратится от 10 до 30 сек) и точностью (0,5—1,0%). Его преимущество — возможность зональных определений плотности с детальной толщиной 1—2 см и сохранение естественного состояния образца в процессе измерения.

Специальная аппаратура для измерений плотности МПГУ в настоящее время не выпускается. Обычно для этой цели используют многоцелевые серийные радиометры, снабжая их несложными приспособлениями (коллиматорами, измерителями толщины и т. д.).

§ 2.3. МЕТОД ПРОСВЕЧИВАНИЯ ШИРОКИМ ПУЧКОМ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение плотности поверхностных слоев

В инженерно-геологических исследованиях применяют метод просвечивания широким пучком (МПГШ) для определения плотности рыхлых сред (почв, грунтов и т. д.) в поверхностных слоях мощностью до 50 см. Для этих целей служат зонды, схемы которых показаны на рис. 2.3. Вилочный зонд Q применяют в тех случаях, когда необходимо измерить плотность на некоторой глубине, исключив самый верхний слой. Из трех схем (b , $в$, $г$) с размещением детектора на поверхности среды наиболее удобен штыревой зонд b , в котором длину стержня с изотопом можно менять в некоторых пределах.

Экспериментально доказано [12], что угол между линией источник — детектор и перпендикуляром к поверхности среды

не влияет на результаты измерений, если он не превышает 60° , поэтому измерения плотности можно выполнять при наклонном положении стержня с источником. Неоднородность среды (слоистость, мелкие включения материала повышенной плотности) не влияют на правильное определение средней плотности).

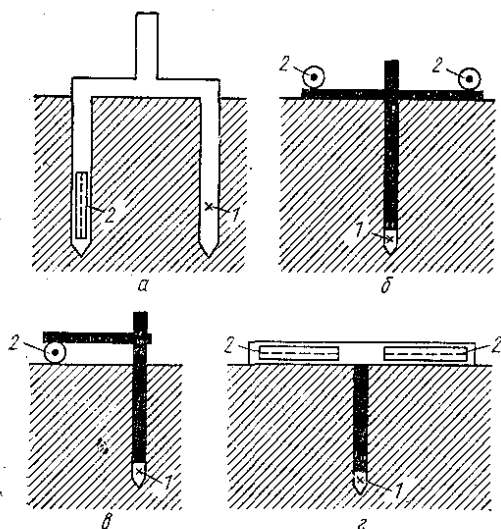


Рис. 2.3. Схемы измерения плотности поверхностных слоев МППш:

1 — источник γ -излучения; 2 — детектор.

Оптимальная толщина просвечиваемого слоя равна $\rho d = 40 \div 80 \text{ г/см}^2$. Рекомендуется использовать интегральные радиометры на газоразрядных счетчиках типа СТС и источники Co^{60} и Cs^{137} активностью 0,5—1,5 мз-экв радия. Поскольку серийные плотнометры промышленностью в настоящее время не выпускаются, зонды обычно изготавливают, используя радиометры общего назначения.

Для вычисления плотности по зависимости (2.3) необходимо знать I , A и d . Жесткая конструкция зонда обеспечивает $A = \text{const}$ и $d = \text{const}$ в процессе измерений, поэтому достаточно определить ослабленное γ -излучение I . Фон $I_{\text{ф}}$ может влиять на определение плотности. Так как он обычно мало меняется в пределах конкретного участка, его принимают постоянным, определяя по нескольким измерениям. Чтобы учесть нелинейность канала регистрации радиометра и устранить аппаратные погрешности, радиометр градуируют с помощью того же источника, который используют при измерении плотности; мощность источника принимают равной $S = 1000$ усл. ед.

При измерении плотности штыревым или другим зондом можно применить систему контроля и воспроизводства основной зависимости (2.3) с помощью эталонов плотности аналогично тому, как это делается в МПГУ. Для этого зонд помещают в контейнер-калибратор, где источник и детектор закрыты свинцом, в котором имеется коллимационный канал. Последовательно перекрывая канал эталонами (пластинки железа или свинца различной толщины), можно воспроизвести зависимость

$$I = f(\rho) \quad (2.10)$$

в заданном диапазоне ρ . Номинальные значения плотности ρ_{0i} эталонов устанавливаются с помощью известной зависимости (2.3) по величинам I_{0i} , выраженным в условных единицах. В дальнейшем, когда ρ_{0i} определены, зависимость (2.10) строят для значений I , выраженных в делениях шкалы стрелочного индикатора или в импульсах в 1 мин. Номинальные значения ρ_{0i} эталонов справедливы только для определенной толщины d просвечиваемого слоя и расстояния r между центрами источника и детектора. При изменении параметров зонда их определяют заново.

Измерение плотности слоев на большой глубине

Плотность пород и руд в горных выработках и на поверхности в целиках размером до 2 м определяют МПГШ, выполняя измерения в параллельных шпурах (скважинах). Хотя шпуры проходят, используя кондукторы (в виде двух жестко соединенных параллельных труб), шпуры получаются не строго параллельные. В полевые измерения входят определение ослабленной интенсивности γ -излучения I , фона I_{ϕ} и геометрические измерения для определения расстояния r между центрами источника и детектора (рис. 2.4). Рассмотрим подробнее учет непараллельности шпуров.

Обычно перекося скважин не превосходит $1-2^\circ$. В этом случае для его учета измеряют расстояния a_1 и a_0 между осями двух шаблонов, вставленных в шпуры, и, зная базисное расстояние b , рассчитывают r на глубине h_0 :

$$r = a_0 + (a_0 - a_1) \frac{h_0}{b}. \quad (2.11)$$

Толщина поглощающего слоя равна

$$d = r - D, \quad (2.12)$$

если при бурении шпура весь материал из его объема удаляется. Если же во время проходки, например, ломиком происходит уплотнение стенок шпура, то для правильного определения плотности следует принимать

$$d = r. \quad (2.13)$$

Более общий случай перекося шпуров в нескольких плоскостях на большие углы рассматривается в работе [12].

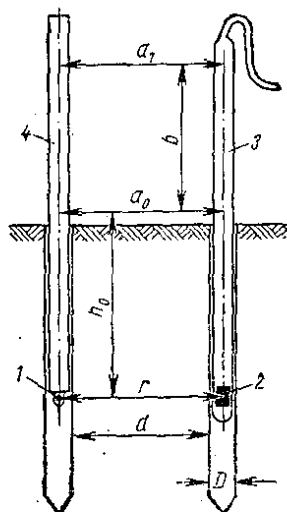


Рис. 2.4. Схема измерений в параллельных шпурах (скважинах):

1 — источник γ -излучения; 2 — детектор; 3 — гильза радиометра; 4 — держатель источника.

Диаметр шпуров обычно равен 30—50 мм. Расстояние между центрами шпуров выбирают такое, чтобы $\rho d = 50 \div 100 \text{ г/см}^2$ (это оптимальная толщина поглощающего слоя). Плотность определяют вдоль оси шпуров в отдельных точках с шагом 10—20 см. При определении плотности руд для использования в подсчете запасов шпуры располагают группами: один центральный и 4—6 шпуров вокруг него. В каждой паре шпуров выполняют 5—7 измерений и результаты усредняют. Такая методика обеспечивает высокую точность и представительность средней величины плотности.

Для определения плотности МПГш используют серийные радиометры, чаще всего на газоразрядных счетчиках, и источники активностью 1—2 мк-экв радия. Радиометры градуируют по обычной методике с помощью того же источника, который используют для определения плотности, принимая его мощность $S = 1000$ усл. ед.

Исходными данными для расчета плотности с помощью известной зависимости (2.3) являются ослабленная интенсивность γ -излучения I , выраженная с помощью градуировочного графика в условных единицах и исправленная на величину фона I_{ϕ} , расстояния r и d . Нормировочную величину A рассчитывают по формуле

$$A = \frac{1000}{r^2} \text{ [усл. ед.]}. \quad (2.14)$$

Влияние вещественного состава пород и руд

В § 2.1 показано, что большинство горных пород по γ -квантовым свойствам близки к элементам группы кремния (см. табл. 2.1), поэтому зависимость (2.3) для элементов группы кремния можно считать основной. В табл. 2.3 указаны количе-

Таблица 2.3

Минимальные примеси к Si-среде, которые можно не учитывать при измерениях плотности МПГш, вес. %

Источник и детектор	Группы элементов							
	Al	Fe	Co	Ag	H ₂ O	W	Pb	U
Co ⁶⁰ , Г-М*	14	14	7	80	7	3,0	2,0	1,2
Co ⁶⁰ , NaI**	13	10	15	5	6	2,0	1,6	1,1
Cs ¹³⁷ , Г-М	15	11	25	3	6	1,0	0,8	0,5
Cs ¹³⁷ , NaI	12	7	10	2	7	1,0	0,9	0,6
Ra ²²⁶ , Г-М	14	25	10	5	7	2,0	1,8	1,0
Ra ²²⁶ , NaI	14	6	9	3	6	1,0	0,9	0,7

* Счетчик Гейгера—Мюллера типа СТС или МС с фильтром 3—5 мм Fe.

** Сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI (Тl) и с фильтром 1,2 мм Pb+3 мм Fe.

ства элементов других групп, добавление которых в двухкомпонентную смесь с элементами группы кремния не влияет (в пределах $\pm 0,5\%$) на определение плотности [12].

Так как влияние вещественного состава незначительно, содержание различных элементов в породах и рудах можно оценивать по усредненным данным групповых, валовых проб в пределах участков и целых месторождений.

Влажность W пород и руд рекомендуется учитывать, как и в методе МПГу [формула (2.9)], вводя поправку

$$b = \frac{100 + W}{100 + 1,08W}. \quad (2.15)$$

При измерениях плотности руд тяжелых элементов может возникнуть необходимость учитывать содержание полезного ископаемого в каждой точке или в каждом шпуре. В этом случае целесообразно использовать методику измерений с двумя источниками (Cs^{137} и Co^{60}), с помощью которой одновременно определяются плотность руды и содержание тяжелого элемента [12].

Абсолютные определения плотности

Зависимость [2.3], необходимая для определения плотности, установлена применительно к МПГш для девяти групп элементов (см. табл. 2.1) и следующих источников и детекторов: Cs^{137} , Co^{60} , Ra^{226} ; счетчики типа СТС и МС с фильтрами 2 мм Al, 3 мм Fe, 5 мм Fe (или 2 мм Pb + 2 мм Al), счетчик с NaI(Tl) и с фильтром 1,2 мм Pb + 3 мм Fe. Если пользоваться

Таблица 2.4
Зависимости $K^* = F(\rho d)$ для элементов группы кремния

$\rho d, \frac{\text{г}}{\text{см}^2}$	lg K					
	Полупространство, источник в среде; Cs^{137} , счетчик СТС		Безграничное пространство			
			Co^{60} , счетчик СТС		Ra^{226} , счетчик СТС, фильтр 5 мм Fe	Cs^{137} , счетчик NaI(Tl), фильтр 1,2 мм Pb + 3 мм Fe
	фильтр 1—2 мм Al	фильтр 3 мм Fe	фильтр 1—2 мм Al	фильтр 5 мм Fe		
10	0,14	0,14	0,12	0,12	0,11	0,10
20	0,31	0,31	0,25	0,26	0,26	0,26
30	0,50	0,50	0,40	0,42	0,41	0,43
40	0,74	0,74	0,57	0,59	0,58	0,63
50	0,99	0,99	0,74	0,77	0,76	0,87
60	1,26	1,27	0,92	0,95	0,94	1,12
70	1,54	1,55	1,10	1,15	1,12	1,40
80	1,83	1,84	1,29	1,34	1,31	1,68
90	2,11	2,13	1,48	1,54	1,49	1,96
100	2,39	2,41	1,67	1,74	1,68	2,24

перечисленными источниками и детекторами, то необходимые данные для абсолютных определений плотности в виде палеток, таблиц и формул можно найти в работе [12]. В качестве примера в табл. 2.4 приводится зависимость (2.3) для некоторых условий.

§ 2.4. МЕТОД РАССЕЯННОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Схемы измерения плотности МРГ и конструкции зондов

Зонды различных конструкций, применяемые для изучения скважин и поверхности методом рассеянного γ -излучения (МРГ), показаны на рис. 2.5.

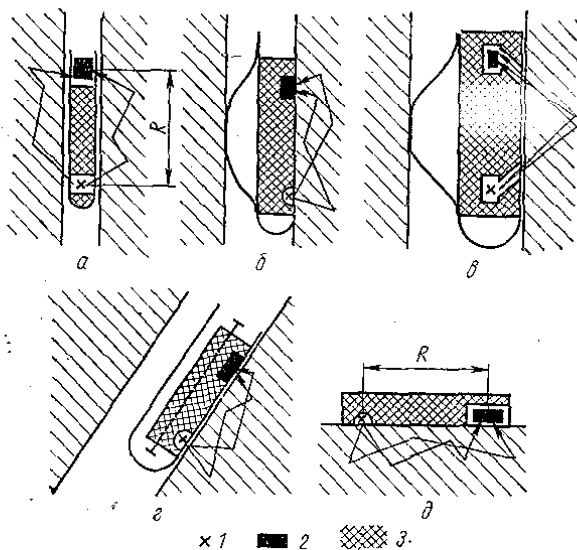


Рис. 2.5. Схемы зондов МРГ:

1 — источник γ -излучения; 2 — детектор; 3 — свинцовый экран.

Зонд типа а используют для изучения скважин малого (30—60 мм) диаметра при инженерно-геологических изысканиях и почвенных исследованиях. Это так называемый 4 π -зонд с симметричным испусканием и регистрацией γ -квантов.

Зонд типа б применяют на рудных и угольных месторождениях для изучения скважин диаметром от 59 до 110 мм. Он относится к 2 π -зондам с односторонним испусканием и регистрацией γ -излучения. Пружина, прижимающая зонд к стенке скважины, и свинцовые экраны, закрывающие источник и детектор со стороны бурового раствора, исключают влияние переменного диаметра скважины и больших каверн.

В зонде типа *в*, который используется для изучения скважин большого диаметра (более 150—200 мм) на нефтяных месторождениях, имеются коллиматоры испускаемого и регистрируемого γ -излучения. Кроме того, с помощью фильтров или пороговой дискриминации отсекается мягкое γ -излучение, что в сочетании с коллимацией обеспечивает регистрацию однократно рассеянного γ -излучения. При измерениях по этой схеме увеличивается глубинность исследования и уменьшаются помехи, вызываемые мелкими кавернами и глинистой коркой. Недостаток зонда — большой диаметр и низкие скорости счета по сравнению с другими схемами.

Зонд типа *г* применяют для изучения наклонных скважин большого диаметра (на нефтяных и газовых месторождениях). Источник и детектор вращаются вокруг эксцентричной оси. Зонд обладает лучшей проходимостью в скважине, чем зонд с фонарем.

Схему *д* используют в приставных плотномерах, применяемых для изучения поверхностных слоев пород и руд.

Основной геометрической характеристикой зонда является его длина R , равная расстоянию между центрами источника и детектора. В МРГ оптимальный размер зонда, выраженный в массовых единицах, равен $\rho d = 40\text{—}100 \text{ г/см}^2$, так что в зависимости от плотности пород следует менять длину зонда R . Зонды указанной длины обеспечивают использование нисходящей (заниверсионной) части графика основной зависимости МРГ, расположенной справа от максимума (см. рис. 1.16, кривая 3).

Длина свинцового экрана должна быть не менее 5—7 см, если применяется источник Cs^{137} , и 10—12 см для источника Co^{60} . Длина экрана может быть меньше расстояния между источником и детектором. В таком случае его следует разделить на две части и приблизить их к источнику (1/3) и детектору (2/3 длины экрана), оставив между ними промежуток.

В МРГ интенсивность регистрируемого γ -излучения при одинаковом источнике примерно на порядок меньше, чем в МПГШ (см. рис. 1.16). Так как использование мощных источников нежелательно по соображениям безопасности работ, рекомендуется применять в МРГ источники Cs^{137} и Co^{60} активностью 1—5 мкэкв радия и сцинтилляционные счетчики с кристаллом NaI(Tl) [12].

Эталонирование зондов в единицах плотности

В МРГ интенсивность рассеянного γ -излучения существенно зависит от особенностей зонда и условий контакта зонда с поверхностью горной породы. В частности, достаточно увеличить или уменьшить промежуток между зондом и средой на 1—2 мм, чтобы показания изменились. Технология бурения скважины и свойства пород, влияющие на образование глинистой корки и

микронеровностей стенок, также влияют на показания МРГ. Из-за перечисленных причин в МРГ нельзя определить стандартные условия измерений и для них заранее установить зависимость (2.3), как это сделано в МПГш. Зонды МРГ эталонируют непосредственно на месторождении, чтобы учесть одновременно и влияние вещественного состава, и особенности скважин или поверхности пород в обнажениях.

Существует два способа эталонирования [12]. Первый способ состоит в том, что по результатам измерений интенсивности γ -излучения I^γ в нескольких опорных слоях, плотность которых определена независимым методом, строят для $R = \text{const}$ зависимость

$$I^\gamma = f(\rho). \quad (2.16)$$

Детектор предварительно градуируют обычным способом и выражают I^γ в условных единицах, принимая мощность источника $S = 1000$ усл. ед. Очевидный недостаток способа — трудности создания набора опорных пластов во всем диапазоне изменения плотности пород и особенно руд.

Второй способ пригоден для эталонирования 2π -зондов (скважинных и поверхностных). Он основан на измерениях I^γ в одном опорном пласте известной плотности при различной длине зонда R с последующей обработкой результатов приближенными методами теории подобия (см. § 1.3). Эталонировочный график вначале строят в инвариантных координатах

$$\frac{I^\gamma}{A} = \Phi(X), \quad (2.17)$$

где $A = \frac{1000}{R^2}$ — нормировочная величина; $X = \rho R$ — массовая длина зонда, а затем переходят к зависимости (2.16).

При градуировании детектора принимают интенсивность γ -излучения источника в воздухе равной

$$I_0 = \frac{1000}{R^2} \text{ [усл. ед.]}, \quad (2.18)$$

где R — расстояние между источником и детектором, м. Погрешности метода эталонирования на среде одной плотности из-за его приближенного характера не превосходят $\pm 1\%$ величины плотности, если плотность породы или руды отличается от плотности опорного пласта не более чем на $\pm 10\%$.

Усредняя результаты эталонирования первым или вторым способом, необходимо учитывать, что в диапазоне $\rho R = 40 \div 100 \text{ г/см}^2$ графики зависимостей (2.16) и (2.17), построенные в полулогарифмических координатах, прямолинейны (см. § 1.5) и хорошо аппроксимируются формулой

$$\frac{I^\gamma}{A} = B e^{-\alpha \rho R}. \quad (2.19)$$

где B — постоянная; α — угловой коэффициент графика зависимости (2.16) или (2.17).

Вещественный состав среды влияет на основную зависимость (2.16) МРГ примерно так же, как и в МПГШ. Поэтому для оценки влияния изменений вещественного состава рекомендуется пользоваться табл. 2.3, а влажность учитывать введением поправки (2.15).

Методика и техника полевых работ

В число подготовительных операций входят выбор длины зонда и эталонирование аппаратуры в естественных условиях. В дальнейшем стабильность эталонировочного графика прове-

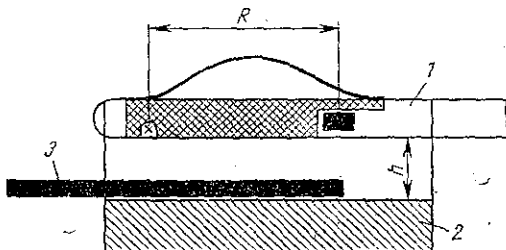


Рис. 2.6. Схема контрольно-калибровочного устройства;

1 — зонд МРГ; 2 — слой, рассеивающий γ -излучение;
3 — слой, поглощающий γ -излучение.

ряется контрольными операциями (повторное градуирование, замеры интенсивности γ -излучения рабочих эталонов).

Контроль аппаратуры существенно упрощается, а точность работ повышается, если пользоваться контрольно-калибровочным устройством (ККУ), схема которого показана на рис. 2.6 [22]. Выбирая расстояние h между зондом и рассеивателем (пластина из алюминия или другого материала с малым Z), можно получить максимальное значение $I_{\text{макс}}^{\gamma}$. Постепенное введение в промежуток между зондом и рассеивателем поглощающего слоя (свинец) уменьшает интенсивность γ -излучения до $I_{\text{мин}}^{\gamma}$. Фиксируя промежуточные положения поглощающего слоя, получают с любой детальностью набор значений

$$I^{\gamma} = I_{\text{макс}}^{\gamma}, I_1^{\gamma}, I_2^{\gamma}, \dots, I_n^{\gamma}, \dots, I_{\text{мин}}^{\gamma}, \quad (2.20)$$

которым соответствуют значения плотности ρ . Таким образом, с помощью ККУ воспроизводят эталонировочный график, учитывая изменения режима работы радиотехнической схемы, измерительных устройств и изменение мощности источника γ -излучения. ККУ транспортабельны, поэтому воспроизведение с

их помощью шкалы плотности выполняют непосредственно на месте работ.

Как правило, изменение I^γ , соответствующее колебаниям плотности различных типов пород в скважине или обнажении, не превосходит 20—30%, т. е. в МРГ приходится измерять преимущественно небольшие изменения величины I^γ . Целесообразно компенсировать постоянную составляющую I^γ , сдвинув нуль шкалы интенсивности, например, с помощью компенсатора постоянного тока в приборах с интегрирующей РС ячейкой. Применение компенсатора значительно улучшает условия регистрации рассеянного γ -излучения. Контроль и учет степени компенсации производятся автоматически с помощью ККУ.

Плотность пород и руд в обнажениях и горных выработках изучают по измерениям в отдельных точках приставным гамма-плотномером.

Исследование скважин (плотностной гамма-гамма-каротаж — ГГК-П) выполняют, непрерывно регистрируя I^γ с помощью перописущего прибора или аналогичного ему устройства.

Следует определить и учесть следующие поправки: естественное γ -излучение пород и руд (измеряют тем же прибором, удалив источник) и собственный фон зонда, включая прямое γ -излучение источника, проникающее через экран (определяют, выполняя измерения зондом в воздухе на расстоянии 2—3 м от ближайших предметов). Обычно поправки малы и постоянны, и ими можно пренебречь, но всегда необходимо оценивать их влияние.

Чувствительность метода к плотности равна [см. формулу (2.19)]

$$g = \left| \frac{\Delta I^\gamma}{I^\gamma \Delta \rho} \right| = \alpha R, \quad (2.21)$$

т. е. увеличивается с ростом длины зонда R и пропорциональна угловому коэффициенту α эталонировочного графика. Коэффициент α зависит главным образом от энергии излучения. Для Co^{60} $\alpha = 0,037 \pm 0,004 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$, для Cs^{137} $\alpha = 0,050 \pm 0,005 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$.

Точность измерения плотности формально можно определить, дифференцируя выражение (2.19):

$$\Delta \rho = \frac{1}{g} = \frac{\Delta I^\gamma}{I^\gamma}, \quad (2.22)$$

т. е. погрешность измерения плотности обратно пропорциональна чувствительности и прямо пропорциональна точности измерения интенсивности рассеянного γ -излучения. Но в формуле (2.22) не учтено влияние скважинных условий (переменная толщина глинистой корки, микронеровности стенок), которые оказывают решающее влияние на точность измерений. По эк-

спериментальным данным, точность определения плотности после осреднения диаграммы ГГК-П в интервале 1—5 м равна 1—3%. В отдельных же точках возможны значительные погрешности из-за неровностей поверхности пород и руд.

Слой насыщения при измерениях МРГ составляет примерно 20—22 г/см² для источника Cs¹³⁷ и 35—40 г/см² для источника Co⁶⁰. Он несколько меньше, если длина зонда $\rho R \leq 30$ г/см². Глубинность исследований при помощи МРГ, характеризуемая толщиной слоя, из которого поступает 90% рассеянного γ -излучения, равна 10—15 г/см² для Cs¹³⁷ и 25—30 г/см² для Co⁶⁰ [12].

Влияние промежуточной зоны

Как было показано, измерения МРГ существенно зависят от толщины слоя между зондом и породой (промежуточная зона). Это может быть воздушный промежуток, слой воды или бурового раствора, глинистая корка, обсадная железная труба или цементное заполнение.

Промежуточную зону и горную породу можно рассматривать как двуслойную среду с небольшой мощностью верхнего слоя. Интенсивность рассеянного γ -излучения I^γ будет зависеть от аргумента X_{12} , равного произведению некоторой средней плотности ρ_{12} двуслойной среды на длину зонда R , причем характер этой зависимости будет такой же, как в случае однородной среды (см. рис. 1.16, кривая 3).

Положим, что промежуточная зона имеет плотность ρ_1 меньшую, чем плотность ρ_2 породы. Тогда при изменении мощности h промежуточной зоны ρ_{12} и X_{12} будут меняться в пределах

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &\leq \rho_{12} \leq \rho_2 \\ X_1 &\leq X_{12} \leq X_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

Если промежуточная зона заполнена воздухом, для которого можно принять $\rho_1 = 0$, то

$$0 \leq X_{12} \leq X_2. \quad (2.24)$$

В соответствии с основной зависимостью МРГ (кривая 3 на рис. 1.6) I^γ будет изменяться при изменении плотности и мощности промежуточной зоны от точки X_2 до точки X_1 . Например, если X_2 находится на правой, заинверсионной ветви эталонировочного графика и $\rho_1 R = 0$ (воздушный слой), то I^γ будет изменяться при увеличении h в соответствии с постепенным уменьшением X_2 (рис. 2.7, кривые 3 и 4): вначале I^γ растет, а после перехода через максимум уменьшается. Если X_2 находится в области максимума эталонировочного графика (для условий,

в которых получены кривые рис. 2.7, область максимума 13—17 г/см²) или на левой (доинверсионной) части графика (кривые 1 и 2), то уменьшению X_2 при росте h соответствует монотонное уменьшение рассеянного γ -излучения.

Наличие промежуточной зоны как бы смещает рабочую точку $\rho_2 R$ зонда, причем если зона имеет малую плотность, то при большой мощности можно попасть в область инверсии эталонировочного графика, где зонд потеряет чувствительность к плотности.

Если плотность промежуточной зоны велика, то чувствительность к плотности породы исчезнет, как только мощность зоны превысит глубинность МРГ.

Небольшая (1—2 см) мощность промежуточной зоны, заполненной воздухом или буровым раствором, вызывает почти параллельное смещение эталонировочного графика, построенного в полулогарифмическом масштабе. Следовательно, поправку B_1 на промежуточную зону в этом случае нужно вводить так:

$$\frac{I\gamma}{A} = B_1 B e^{-\alpha \rho R}. \quad (2.25)$$

По экспериментальным данным, изменение воздушного промежутка на 1 мм вызывает увеличение

$I\gamma$ (для заинверсионных зондов) на 4—6%. В скважине, заполненной буровым раствором, влияние промежуточной зоны меньше.

Радикальный способ учесть влияние небольшой по мощности промежуточной зоны — выполнить эталонировку зонда при наличии зоны с последующей стабилизацией ее мощности в процессе полевых измерений.

Для учета влияния промежуточной зоны большой мощности (более 10 мм) в настоящее время разработаны специальные методики, основанные на использовании двухзондовых (большой и малый зонд) снарядов ГГК-П [23, 24].

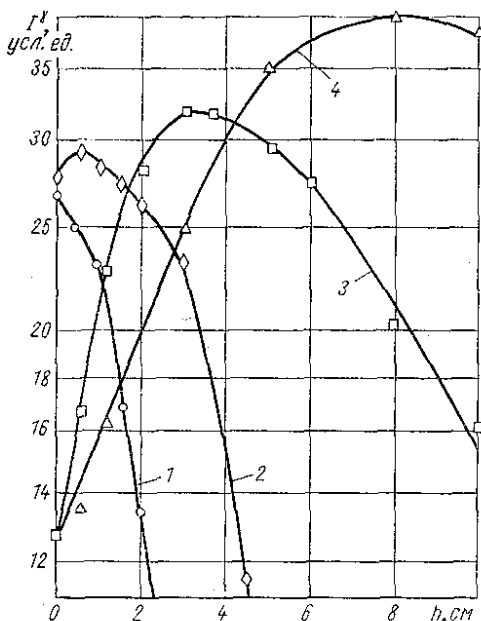


Рис. 2.7. Зависимость рассеянного γ -излучения Cs^{137} (2л-зонд) от величины воздушного зазора:

1 — $X_2=11,3$ г/см² (песок, $\rho=1,63$ г/см³); 2 — $X_2=18,7$ г/см² (гранит, $\rho=2,66$ г/см³); 3 — $X_2=34,6$ г/см² (гранит); 4 — $X_2=34,6$ г/см² (песок).

Интерпретация результатов ГГК-П

При исследовании скважин ГГК-П необходимо определить границы пород и их плотность, в том числе границы и плотность маломощных слоев (меньше длины зонда). Рассмотрим методы интерпретации ГГК-П применительно к изотропным (не коллимированным) 2 π -зондам, которые обычно применяются при каротаже.

Идеализированные формы аномалий ГГК-П, являющиеся хорошей аппроксимацией реальных аномалий, показаны на рис. 2.8. Выделяются следующие элементы аномалии: ее ширина L , горизонтальный участок P при вершине («плато»), крылья аномалии и ее амплитуда $I_{\text{макс}}^y$.

Элементы аномалии, длина зонда R и мощность пласта h связаны следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} L &= R + h; \\ P &= |h - R|; \\ L + P &= 2h, \quad h \geq R; \\ L + P &= 2R, \quad h \leq R. \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

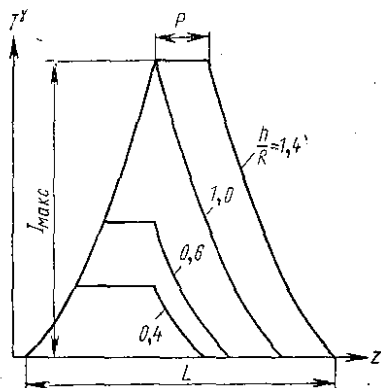


Рис. 2.8. Формы аномалий ГГК-П при различном соотношении между длиной зонда R и мощностью пласта h .

Из уравнений (2.26) вытекают следующие способы определения мощности одиночного пласта:

$$h = L - R \quad (2.27)$$

и

$$\left. \begin{aligned} h &= \frac{L+P}{2}, \quad h \geq R; \\ h &= \frac{L-P}{2}, \quad h \leq R \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

Положение границ пласта устанавливают, исходя из симметричного положения аномалии относительно центра пласта (запись диаграммы ГГК-П относится середине зонда).

Возможности интерпретации расширяются, если с помощью шкалы плотности построить диаграмму

$$\rho(z) = f(z). \quad (2.29)$$

Аномалия плотности (2.29) имеет над одиночным пластом форму трапеции, причем

$$h = L_2 - L_1, \quad (2.30)$$

где L_2 и L_1 — ширина аномалии на двух уровнях, отличающихся на $0,5 \rho_{\text{макс}}$. Если мощность пласта больше длины зонда, то границе пласта соответствует точка $\rho = 0,5 \rho_{\text{макс}}$. Следует предупредить, что точка $0,5 I_{\text{макс}}^V$ находится внутри пласта и ее нельзя использовать для определения границ.

При сложной конфигурации аномалии, соответствующей неравномерному распределению плотности, границы пачки пластов с пониженной или повышенной плотностью определяют с помощью соотношения (2.27).

Плотность одиночного пласта, мощность которого превышает длину зонда, определяют по $I_{\text{макс}}^A$ с помощью эталонировочного графика. На диаграмме $\rho(z)$ плотность такого пласта равна $\rho_{\text{макс}}$.

В случае маломощного пласта, а также при неравномерном распределении плотности выделяют площадь S аномалии, ограниченную диаграммой $\rho(z)$ и линией ρ_0 , соответствующей плотности вмещающих пород. Плотность пласта (или средняя плотность при неравномерном распределении) равна

$$\rho = \rho_0 + \frac{S}{h}, \quad (2.31)$$

где площадь S имеет положительный знак при $\rho(z) > \rho_0$ и отрицательный, если $\rho(z) < \rho_0$.

Наконец, существует еще один способ интерпретации, основанный на дифференцировании диаграммы $\rho(z)$ [12]. Он применим для определения плотности и границ тонких слоев. Истинное распределение плотности $f_0(z)$ вдоль оси скважины находят по диаграмме плотности (2.29) с помощью рекуррентного соотношения

$$f_0\left(z + \frac{1}{2}R\right) = R \frac{df(z)}{dz} + f_0\left(z - \frac{1}{2}R\right). \quad (2.32)$$

Чтобы пользоваться формулой (2.32), необходимо знать истинное распределение плотности на примыкающем к аномалии участке длиной R . Это всегда возможно, так как вне аномалии $f(z) = f_0(z)$. Формула (2.32) дает хорошие результаты, если длина аномального участка не превышает $2R$.

Современная аппаратура МРГ

Для измерения плотности методом рассеянного γ -излучения обычно используют интегрирующую аппаратуру, преимущественно на сцинтилляционных счетчиках.

Приставные плотномеры. Для измерения плотности поверхностных слоев при инженерно-геологических изысканиях, а также в строительстве и мелиорации разработаны и выпускаются промышленностью некоторых стран (СССР, ПНР, США, Фран-

ция, ФРГ и др.) приставные плотномеры или плотномеры-влажномеры [25].

Основной тип выпускаемого в СССР плотномера — ПГП-1. Прибор состоит из датчика-зонда, пульта и контрольно-защитного устройства. Вес комплекта аппаратуры 20 кг. Пределы измерения плотности 1,0—2,3 г/см³ при погрешности $\pm 0,1$ г/см³. В качестве источника используется Cs¹³⁷ активностью 5—10 мюри, а детектором служат восемь газоразрядных счетчиков типа СТС-5.

Прибор ПГП-1 по некоторым показателям не соответствует уровню современных методических разработок ГГМ-П. Более совершенный плотномер (сцинтилляционный детектор, источник Cs¹³⁷ активностью 0,24 мюри, диапазон измерения плотности 1,3—3,5 г/см³, погрешность $\pm 0,02$ —0,03 г/см³, вес 5,3 кг) создан в Институте геологии и геофизики СО АН СССР и готовится к промышленному выпуску [26].

Аппаратура ГГК-П. Для каротажа неглубоких скважин при инженерно-геологических исследованиях в ряде стран изготавливают комплекты переносной аппаратуры ГГК-П [25]. В СССР выпускают аппаратуру типа ГГП-1, имеющую такие же технические показатели, как у приставного плотномера ПГП-1. Скважинный снаряд представляет собой 4 π -зонд. Длина кабеля 7 м.

Для каротажа короткометражных скважин подземного бурения можно использовать комплект переносной аппаратуры РСР-2, предназначенной для проведения селективного ГГК. Зонд РСР-2 снабжен прижимной пружиной (2 π -зонд). В нем имеется сцинтилляционный детектор. Длину зонда можно регулировать. Для проведения ГГК-П необходимо использовать источник Cs¹³⁷ или Co⁶⁰ и закрыть детектор дополнительным фильтром.

Для ГГК-П глубоких скважин на нефтяных и газовых месторождениях наша промышленность выпускает комплексную аппаратуру радиоактивного каротажа типа НГГК-62 (на газоразрядных счетчиках) и ДРСТ-1 (на сцинтилляционных счетчиках) [27]. Аппаратура состоит из наземной панели и скважинного снаряда с симметричным 4 π -зондом (диаметр 90—95 и 102 мм). Длину зонда можно изменять в пределах от 20 до 60—70 см. Отсутствие прижимных устройств и сильное влияние скважинных условий не позволяют проводить с указанной аппаратурой количественные измерения плотности.

В США налажен промышленный выпуск аппаратуры ГГК-П для исследования нефтяных и газовых скважин [28], в которую входят скважинные 2 π -зонды с прижимными устройствами. Выпуском такой аппаратуры занимаются три фирмы — «Шлюмберже», «Лейн уэлс» и «Мак-Каллоу» [28].

Для изучения угольных и рудных скважин методом ГГК-П служит аппаратура ДРСТ-2 (диаметр скважинных снарядов 80 и 60 мм), РСК-М (диаметр 48 мм) и ДРСА (диаметр 36 мм)

[27]. Все типы аппаратуры имеют скважинные снаряды с 4 π -зондами, сцинтилляционные детекторы и допускают использование источников Co^{60} и Cs^{137} активностью до 3—5 мз-экв радия. В комплект аппаратуры ДРСА входит съемное прижимное устройство, с помощью которого скважинный снаряд работает в геометрии 2 π -зонда.

В настоящее время аппаратура ГГК-П модернизируется (переход к 2 π -зондам, снабженным контрольно-калибровочными устройствами многопозиционного действия). Макеты такой аппаратуры разработаны и используются в Ленинградском горном институте [29].

О спектрометрии в МРГ

Роль порогового дискриминатора, отсекающего мягкое γ -излучение, играют фильтры, закрывающие детектор, поэтому в рассмотренной выше интегральной модификации МРГ по существу частично осуществляется пороговая спектрометрия.

При решении отдельных задач, например при одновременном измерении плотности и $Z_{\text{эфф}}$ среды, возникает необходимость

Таблица 2.5

Коэффициенты формулы (2.33) при различных уровнях дискриминации
(кристалл 30×20 мм)

Cs^{137}			Co^{60}		
Нижний уровень дискриминации, кэв	$\alpha, \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$	B	Нижний уровень дискриминации, кэв	$\alpha, \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$	B

Пороговая дискриминация

20	0,0502	1,00	20	0,0414	1,00
100	0,0498	0,67	100	0,0353	0,68
150	0,0481	0,38	200	0,0332	0,30
200	0,0469	0,21	300	0,0330	0,12
250	0,0465	0,11	400	0,0307	0,051
300	0,0444	0,055	500	0,0284	0,012
350	0,0427	0,026	600	0,0276	0,010
400	0,0418	0,012	700	0,0253	0,004

Дифференциальная дискриминация при ширине энергетического окна 50 кэв (Cs^{137}) и 100 кэв (Co^{60})

100	0,0486	0,27	100	0,0361	0,39
150	0,0474	0,17	200	0,0376	0,18
200	0,0477	0,11	300	0,0362	0,070
250	0,0460	0,057	400	0,0335	0,029
300	0,0448	0,029	500	0,0307	0,012
350	0,0435	0,014	600	0,0311	0,0059
400	0,0418	0,010	700	0,0291	0,0028

применять пороговую и дифференциальную спектрометрию со значительно более высоким уровнем дискриминации, чем в детекторах с фильтрами. Рассмотрим особенности МРГ при использовании спектрометрии и оценим при этом чувствительность и точность измерений.

Экспериментально установлено, что для заинверсионных зондов ($\rho R = 40 \div 90 \text{ г/см}^2$) зависимость между потоком рассеянного γ -излучения, измеренным с пороговой или дифференциальной дискриминацией, и плотностью среды хорошо аппроксимируется формулой

$$\frac{N}{A} = B e^{-\alpha \rho R}, \quad (2.33)$$

аналогичной формуле (2.19).

Нормированные значения коэффициента B и значения углового коэффициента α при различных условиях измерений приведены в табл. 2.5 (по данным В. А. Арцыбашева и Г. А. Иванюковича). Так как чувствительность и точность измерения плотности [см. формулы (2.21) и (2.22)] пропорциональны α и B , то из табл. 2.5 следует вывод, что применение спектрометрии ухудшает показатели метода. Уменьшение углового коэффициента α можно компенсировать, увеличивая длину зонда. Значительное уменьшение коэффициента B , пропорционального регистрируемой скорости счета N , можно компенсировать только за счет увеличения мощности источника, что не всегда возможно по соображениям безопасности работ.

§ 2.5. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ГГМ-П

Плотность горных пород и полезных ископаемых является важным параметром, который либо непосредственно используется для изучения геологического разреза и подсчета запасов полезного ископаемого, либо необходим для интерпретации других методов геофизики (в том числе ядерной геофизики). Важное значение имеют сведения о плотности для инженерно-геологического изучения свойств грунтов и оснований сооружений. Остановимся более подробно на применении ГГП-П для решения различных задач.

Определение плотности горных пород и руд при подсчете запасов полезных ископаемых

Основными параметрами, характеризующими разведанные запасы, являются геометрические размеры рудного тела, плотность (объемный вес) руды в естественном залегании и содержание полезного компонента. Плотность руд изучается на всех стадиях разведки по образцам керна, полученного из буровых скважин, по образцам руды, отобранным в горных выработках,

и, наконец, с помощью валовых проб (целиков), отбираемых в горных выработках. Весовые методы определения плотности отличаются трудоемкостью или имеют другие недостатки и в большинстве случаев могут быть с успехом заменены ГГМ-П.

Применение МПГУ следует рекомендовать при массовых измерениях плотности образцов горных пород и керна в случае трещиноватых или пористых руд.

Наиболее ответственные определения плотности, используемые при подсчете запасов высоких категорий, проводят в горных выработках. Применение ГГМ-П в модификации просвечивания широким пучком γ -излучения при системе измерения абсолютных величин плотности полностью решает задачу. Наряду с экспрессностью и высокой представительностью ГГМ-П обеспечивает учет всех особенностей руд в массиве — пористости, естественной влажности, микро- и макротрещиноватости и т. д.

При буровой разведке низкая представительность или плохой выход керна по рудному интервалу затрудняют изучение руд по образцам. В этих условиях применение ГГК-П дает неоспоримые преимущества. Во-первых, достигается большая представительность определений плотности благодаря непрерывным измерениям по всему разрезу рудного тела. Во-вторых, учитываются макротрещиноватость и другие особенности руд непосредственно в естественном залегании без нарушения структуры.

ГГМ-П обеспечивает измерение плотности руд с точностью $\pm 1-3\%$.

Другие возможности применения ГГМ-П

Широкое использование геофизических методов при решении разнообразных геологических задач вызывает необходимость систематического изучения физических свойств горных пород, в частности такого важного параметра, как плотность. Изучение плотности на воздушно-сухих образцах имеет некоторые недостатки. Применение приставных гамма-плотномеров для изучения плотности в коренных выходах горных пород и в горных выработках и особенно ГГК-П скважин полностью решает задачу.

ГГК-П находит широкое применение на нефтяных и газовых месторождениях для изучения пористости пород (по изменению плотности) и на угольных месторождениях для выделения угольных пластов и определений их мощности и строения.

Почти на всех месторождениях целесообразно применение ГГК-П с целью расчленения геологического разреза по плотности (в комплексе с другими видами каротажа). Успех обеспечивается при высокой точности измерений ($\pm 1-2\%$) благодаря тому, что плотность является весьма стабильным пара-

метром горной породы, так что породы различаются по диаграммам ГГК-П при небольшой ($0,1—0,005 \text{ г/см}^3$) разнице в плотности.

При инженерно-геологических работах ГГМ-П в различных модификациях применяют как для измерения плотности (особенно рыхлых сред), так и для наблюдения за динамикой влажности (по изменению плотности) [12].

ГЛАВА 3. ГАММА-ГАММА-МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОГО АТОМНОГО НОМЕРА ПОРОД И РУД

§ 3.1. СУЩНОСТЬ И ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Если создать такие условия, при которых основным процессом взаимодействия γ -излучения с веществом является фотоэффект, то γ -поле точечного источника будет зависеть преимущественно от $Z_{\text{эфф}}$ породы или руды. В частности, в указанных условиях интенсивность γ -излучения меняется при добавлении в породу с малым $Z_{\text{эфф}}$ небольших примесей (доли процентов и несколько процентов) элементов с большими Z , поэтому метод условно назван селективным (ГГМ-С) [30].

Теоретические расчеты и эксперименты показали [30, 31, 32], что ГГМ-С можно осуществить, наблюдая рассеяние и поглощение γ -излучения в области энергий $E < 100 \div 200 \text{ кэВ}$. Создание и использование поля мягкого γ -излучения возможны двумя путями: либо применением источников мягкого γ -излучения ($E_0 < 200 \text{ кэВ}$), либо регистрацией низкоэнергетической области спектра многократно рассеянного γ -излучения на достаточно больших расстояниях от источника (4—7 длин свободного пробега первичных γ -квантов). В последнем случае для ГГМ-С можно использовать источники жесткого γ -излучения ($E_0 = 0,5 \div 2,0 \text{ МэВ}$).

Связь между γ -полем и $Z_{\text{эфф}}$ среды

Основной в ГГМ-С является зависимость между интенсивностью γ -излучения I^γ и $Z_{\text{эфф}}$ среды:

$$I^\gamma = \varphi(Z_{\text{эфф}}). \quad (3.1)$$

В моноэлементных рудах $Z_{\text{эфф}}$ определяется содержанием тяжелого элемента. Обычно интенсивность I^γ нормируют, выражая в единицах I_0^γ интенсивности γ -излучения в определенной горной породе.

Функция (3.1) в общем случае отличается от уравнения прямой линии, хотя в ограниченных интервалах $Z_{\text{эфф}}$ она близ-

ка к нему. Ее характер зависит от энергии E γ -излучения и интервала изменения $Z_{эфф}$ (рис. 3.1).

Чувствительность метода к изменению $Z_{эфф}$

$$G = \left| \frac{dI^{\gamma}}{dZ_{эфф}} \right| \quad (3.2)$$

максимальна при использовании γ -излучения небольшой энергии в области относительно малых значений $Z_{эфф}$. При увеличении $Z_{эфф}$ чувствительность (для $E = \text{const}$) уменьшается (см. рис. 3.1). Для заданного интервала ($Z_{эфф}, Z_{эфф} + \Delta Z_{эфф}$) существует оптимальная энергия γ -излучения, при которой достигается максимальная чувствительность.

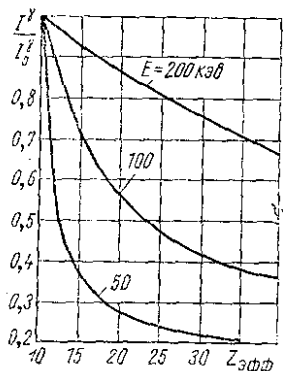


Рис. 3.1. Основная зависимость ГГМ-С при различной энергии регистрируемого γ -излучения.

Оптимальные условия применения ГГМ-С

Выбор энергии γ -излучения для анализа на элементы с повышенным Z определяется стремлением обеспечить максимальную чувствительность и линейность зависимости (3.1) во всем диапазоне изменения содержания тяжелого элемента. Иногда приходится выбирать два источника γ -излучения для анализа бедных и богатых руд. Например, при изучении руд железа ($Z=26$) ГГМ-С оптимальная энергия источника равна 50—100 кэВ, бедные руды свинца ($Z=82$) целесообразно анализировать с помощью источника Se^{75} ($E_0=76 \div 405$ кэВ), а для богатых руд свинца наиболее целесообразно использовать источники Cs^{137} ($E_0=0,66$ МэВ) и Co^{60} ($E_0=1,25$ МэВ).

Характер функции (3.1) зависит не только от типа источника (энергии γ -излучения) и интервала изменения $Z_{эфф}$, но и от других условий, влияющих на формирование спектра рассеянного γ -излучения. В частности, спектр меняется при изменении расстояния между источником и детектором и других геометрических размеров (см. гл. 1, § 1.5). Выбрав источник, энергия γ -излучения которого $E_0 > 200$ кэВ, т. е. находится за пределами области ГГМ-С, можно увеличить чувствительность измерений за счет увеличения длины зонда R и наоборот.

Зависимость (3.1) устанавливают экспериментально для тех или иных руд, учитывая тем самым вещественный состав, плотность и другие особенности вмещающих пород и руд. При этом следует пользоваться всеми перечисленными выше способами воздействия на характер зависимости (3.1), чтобы изменить ее в нужном направлении, добиваясь максимальной чувствительности и линейности.

Кроме перечисленных факторов при использовании ГГМ-С необходимо учитывать помехи, уровень которых может быть очень высоким. Выбор оптимальных условий требует специального рассмотрения.

В ГГМ-С, как и в ГГМ-П, возможны три варианта измерений — два метода просвечивания (узким и широким пучками) и метод рассеянного γ -излучения. Широкое практическое применение находит только метод рассеянного γ -излучения, поэтому все дальнейшее изложение относится именно к этой модификации ГГМ-С.

§ 3.2. ПОМЕХИ И БОРЬБА С НИМИ

Влияние плотности и неровностей поверхности среды

В ГГМ-С применяют такие же зонды, как в плотностной модификации МРГ (см. рис. 2.5), с некоторыми отличиями, которые будут рассматриваться ниже. Естественно, сходство в конструкциях зондов не распространяется на типы и характеристики источников и детекторов.

Если в ГГМ-П влияние вещественного состава в большинстве случаев уменьшено до пренебрежимой величины, то этого нельзя сказать о влиянии плотности в ГГМ-С. В энергетическом интервале, характерном для ГГМ-С ($E < 100 \div 200$ кэв), зависимость рассеянного γ -излучения от плотности несколько не меньше, чем в области более высоких энергий. Доказательства тому можно найти, например, в табл. 2.5. Поэтому все закономерности изменения рассеянного γ -излучения как функции плотности, установленные в ГГМ-П (см. гл. 2), относятся и к ГГМ-С. В частности, влияние промежуточной зоны и, следовательно, неровностей поверхности среды при использовании ГГМ-С такие же, как ГГМ-П (см. гл. 2).

Лишь в наиболее благоприятных условиях (когда плотность пород и руд меняется незначительно — не более чем на $\pm 5\%$), стенки скважины или исследуемая поверхность пород в горной выработке ровные и, следовательно, сохраняются постоянными мощность и свойства промежуточной зоны, зависимость рассеянного γ -излучения от $Z_{\text{эфф}}$ однозначна. Во многих случаях изменения плотности, состава и мощности промежуточной зоны создают эффект, соизмеримый с эффектом изменения $Z_{\text{эфф}}$ на значительную величину. Для выделения влияния вещественного состава при наличии плотностного эффекта (или эффекта промежуточной зоны) применяют два способа.

Первый способ — одновременная регистрация двух энергетических составляющих γ -поля, одна из которых зависит только от плотности, а вторая — от плотности и $Z_{\text{эфф}}$, с последующим расчетом величины $Z_{\text{эфф}}$. Способ основан на спектрометрии рассеянного γ -излучения (рассматривается ниже).

Второй способ — использование инверсии, наблюдаемой при изменении плотности среды ρ или мощности промежуточной зоны h (см. рис. 1.16 и 2.7). Очевидно, что инверсионный зонд, рабочая точка которого лежит в области максимума зависимости I^γ от ρ или h , не будет реагировать на изменения плотности среды и свойств промежуточной зоны.

Применение инверсионных зондов при опробовании руд ГГМ-С [33—35] оказалось настолько эффективным и простым способом устранения помех, что эти зонды заслуживают более подробного рассмотрения.

Инверсионные зонды

Основными помехами при использовании ГГМ-С являются изменения плотности пород и колебания мощности промежуточной зоны малой плотности (воздушный промежуток или слой бурового раствора). В гл. 2 показано, что действие промежуточной зоны эквивалентно влиянию изменений плотности среды. Такой подход удобен при объяснении свойств инверсионных зондов и при выборе их параметров [36].

Примерное положение точки инверсии для однородной среды (промежуточный слой отсутствует) можно найти, используя решение задачи о γ -поле точечного источника в диффузионном приближении (см. гл. 1, § 1.2):

$$X_{\text{макс}} = \frac{1}{k_0}, \quad (3.3)$$

где $X_{\text{макс}} = \rho R_{\text{ин}}$ — точка инверсии; k_0 — массовый коэффициент ослабления γ -излучения.

Из формулы (3.3) следует, что длина инверсионного зонда зависит от типа источника, вещественного состава и плотности пород. Например, для Cs^{137} (при $Z_{\text{эфф}} = 10 \div 15$) $X_{\text{макс}} = 13$ г/см², а для Co^{60} $X_{\text{макс}} = 18$ г/см² и т. д.

Экспериментальные исследования зависимости рассеянного γ -излучения от плотности среды показали [36, 37], что существует не точка, а область инверсии, соответствующая широкому максимуму. Например, при $Z_{\text{эфф}} = 10 \div 15$ область инверсии равна 10—16 г/см² для Se^{75} , 12—18 г/см² для Cs^{137} , 14—28 г/см² для Co^{60} . Область $X_{\text{макс}}$ смещается в сторону меньших значений X при уменьшении энергии γ -излучения источника и увеличении $Z_{\text{эфф}}$ пород и руд. Если выбрать длину зонда так, что рабочая точка ρR будет в средней части инверсионной области, такой зонд будет не чувствителен к изменениям плотности на ± 20 —30% [36]. Кроме того, инверсионный зонд не реагирует на изменения в широких пределах мощности промежуточной зоны (табл. 3.1).

Положение точки инверсии зависимости I^γ от мощности h воздушной промежуточной зоны изучено недостаточно. Резуль-

таты экспериментов, выполненных с источниками Co^{60} и Cs^{137} на средах, имеющих плотность примерно $1,5\text{--}2,5 \text{ г/см}^3$, приведены в табл. 3.1 [37].

Таблица 3.1

Изменение интенсивности I^γ рассеянного γ -излучения в зависимости от воздушного зазора

$\rho R, \text{ г/см}^2$	Воздушный зазор, мм		
	0	6	30
<i>Источник Cs^{137}</i>			
10	1,00	0,89	0,30
12	1,00	1,03	0,95
24	1,00	1,15	2,10
<i>Источник Co^{60}</i>			
16	1,00	1,09	0,96
32	1,00	1,18	1,86

Как и следовало ожидать, для зондов, рабочая точка которых при $h=0$ лежит в заинверсионной области ($\rho R_{\text{ин}} > X_{\text{макс}}$), наблюдается рост I^γ при увеличении h с последующим переходом через максимум. Средняя точка максимума $h_{\text{макс}} \approx (0,2\div 4)R$; ее точное положение зависит от типа источника, плотности и вещественного состава среды.

Двойной инверсионный зонд

Кроме инверсионного зонда с одним источником γ -излучения и рабочей точкой в области инверсии можно использовать зонд с двумя и более источниками. При этом хотя бы один из зондов, входящих в сложный инверсионный зонд, должен иметь $R_i < R_{\text{ин}}$, а остальные — $R_j > R_{\text{ин}}$ или наоборот. Двойной инверсионный зонд описан в работах [34, 35]. В сложном инверсионном зонде используется одновременное действие доинверсионной и заинверсионной областей, компенсирующее изменения плотности пород и мощности промежуточной зоны.

Теория сложных зондов. Условие нечувствительности сложного зонда гамма-гамма-метода к плотности (и промежуточной зоне) можно выразить следующим образом:

$$\sum_{k=1}^n \frac{\partial I_k^\gamma}{\partial \rho} \Delta \rho = 0, \quad (3.4)$$

где n — число простых зондов, входящих в сложный зонд; I_k^γ — интенсивность рассеянного γ -излучения, регистрируемая k -тым

зондом; ρ — плотность; $\Delta\rho = \rho - \rho_0$ — интервал компенсации плотности. Очевидно, чтобы удовлетворить условию (3.4), необходимо среди n зондов иметь как доинверсионные ($\Delta I^\gamma > 0$), так и заинверсионные ($\Delta I^\gamma < 0$). В частности, если сложный зонд состоит из двух зондов различной длины (R_1 и R_2), то один зонд должен быть доинверсионным, а второй — заинверсионным, и в этом случае основное условие будет

$$\Delta I_1^\gamma + \Delta I_2^\gamma = 0. \quad (3.5)$$

Зависимость рассеянного γ -излучения от плотности в достаточно широких диапазонах изменения плотности можно выразить следующей эмпирической формулой [12]:

$$I^\gamma = Q \frac{S}{r^2} e^{\pm \alpha \rho R}, \quad (3.6)$$

где Q и α — постоянные величины для конкретного зонда (для доинверсионного зонда коэффициент α берется со знаком плюс, а для заинверсионного — со знаком минус); S — мощность источника γ -излучения; r — расстояние между центрами источника и детектора; R — длина зонда.

Приращение интенсивности рассеянного γ -излучения для доинверсионного зонда равно

$$\Delta I_1^\gamma = \frac{Q_1 S_1}{r_1^2} e^{\alpha_1 \rho_0 R_1} (e^{\alpha_1 R_1 \Delta \rho} - 1) \Delta \rho, \quad (3.7)$$

а для заинверсионного —

$$\Delta I_2^\gamma = \frac{Q_2 S_2}{r_2^2} e^{-\alpha_2 \rho_0 R_2} (e^{-\alpha_2 R_2 \Delta \rho} - 1) \Delta \rho. \quad (3.8)$$

Используя основное условие (3.5), получаем следующую связь между параметрами двойного инверсионного зонда:

$$\frac{Q_2}{Q_1} \frac{S_2}{S_1} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 e^{-\rho_0 (\alpha_1 R_1 + \alpha_2 R_2)} = \frac{e^{\alpha_1 R_1 \Delta \rho}}{1 - e^{-\alpha_2 R_2 \Delta \rho}}. \quad (3.9)$$

Анализ формулы (3.9) показывает, что в инверсионном зонде существует определенное соотношение между мощностью Q источников γ -излучения, длинами R зондов и расстояниями r от центра источника до центра детектора. Для точечных источников и детектора $r=R$; в реальных зондах между этими величинами существует некоторая разница, о которой более подробно будет сказано при обсуждении конструкции инверсионных зондов. Если источники для инверсионного зонда выбраны, т. е.

$$\frac{S_2}{S_1} = \text{const},$$

и если выбрана длина доинверсионного зонда R_1 , то существует вполне определенная длина R_2 заинверсионного зонда,

при которой инверсионный зонд компенсирован в интервале плотности $[\rho_0, \rho]$, и наоборот: если выбраны R_1 и R_2 , то для инверсионного зонда необходимы источники определенной мощности.

Чтобы оценить степень компенсации плотностных помех и выбрать оптимальные параметры инверсионного зонда, необходимо знать зависимость (3.6) для конкретных условий. На рис. 3.2 показаны поля рассеянного γ -излучения источников Se^{75} , Cs^{137} и Co^{60} , используемых при опробовании руд тяжелых ($Z > 50$) элементов. В доинверсионной области зависимость рассеянного γ -излучения от плотности установлена расчетом; она оказалась близкой для разных источников и поэтому представлена одним графиком; в заинверсионной области γ -поля установлены экспериментально, причем расчеты в доинверсионной области и эксперименты в заинверсионной согласованы между собой.

Длину доинверсионного зонда для трех рассматриваемых типов источников можно выбрать в диапазоне

$$\rho R_1 = 0 \div 8 \text{ г/см}^2, \quad (3.10)$$

а длина заинверсионного зонда должна быть

$$\rho R_2 = 15 \div 30 \text{ г/см}^2. \quad (3.11)$$

На чувствительность сложного инверсионного зонда к содержанию тяжелых элементов в рудах влияют соотношение между I_1^Y и I_2^Y и спектральный состав излучений. Известно (см. гл. 1), что доля мягкого γ -излучения в спектре увеличивается при росте длины зонда и для малых зондов зависит от энергии первичного γ -излучения. Чувствительность заинтересованных зондов к содержанию тяжелых элементов существенно выше, чем доинверсионных. Следовательно, при прочих равных условиях желательно, чтобы доля I_2^Y в суммарном излучении была наибольшей.

Соотношение между I_2^Y/I_1^Y определяется выражением

$$\frac{I_2^Y}{I_1^Y} = \frac{Q_2}{Q_1} \frac{S_1}{S_2} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 e^{-\rho(\alpha_1 R_1 + \alpha_2 R_2)}, \quad (3.12)$$

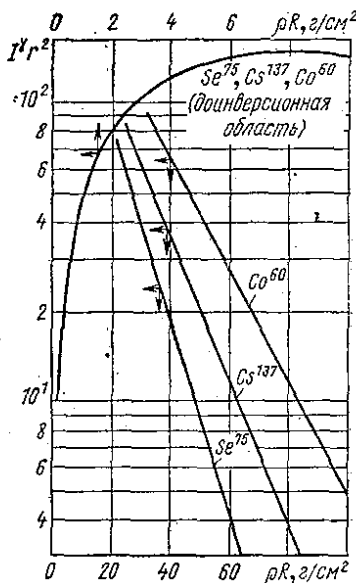


Рис. 3.2. Поля рассеянного γ -излучения для доинверсионных и заинверсионных зондов.

Таблица 3.2

Характеристики двойного инверсионного зонда с источниками Cs^{137}
[кристалл $\text{NaI}(\text{TI})$ размером 30×20 мм]

Зонд	ΔI_1^γ	$S_2 S_1$	I_2^γ / I_1^γ	
			$\rho = 2,0 \text{ г/см}^3$	$\rho = 3,0 \text{ г/см}^3$
$R_1 = 2 \text{ см}$ $R_2 = 20 \text{ см}$	$5,05 S_1$	88	0,24	0,07
$R_1 = 2 \text{ см}$ $R_2 = 10 \text{ см}$	$5,05 S_1$	12	0,39	0,20
$R_1 = 2 \text{ см}$ $R_2 = 6 \text{ см}$	$5,05 S_1$	5,3	0,69	0,46
$R_1 = 0,2 \text{ см}$ $R_2 = 20 \text{ см}$	$270 S_1$	$4,7 \cdot 10^3$	0,73	0,13

т. е. зависит от параметров инверсионного зонда и компенсируемого значения плотности. В табл. 3.2 показаны значения I_2^γ / I_1^γ для некоторых зондов. Анализ приведенных данных показывает, что доля I_2^γ уменьшается при увеличении длины зонда R_2 . Спектр рассеянного γ -излучения при удалении от источника вначале быстро обогащается низкоэнергетическими квантами, а затем его форма стабилизируется (см. гл. 1, § 1.5). Учитывая закономерности изменения спектра и соотношение (3.12), следует считать оптимальными следующие длины ρR_2 заинверсионных зондов: 20—25 г/см² для Se^{75} , 30—35 г/см² для Cs^{137} и 35—45 г/см² для Co^{60} .

Для увеличения чувствительности инверсионных зондов к $Z_{\text{эфф}}$ желательно использовать различные источники γ -излучения: в доинверсионном зонде — источник более мягкого γ -излучения, в заинверсионном — источник более жесткого излучения.

Методика создания двойного инверсионного зонда. Предварительный выбор размеров зондов, типов и мощностей источников можно сделать, воспользовавшись приведенными выше рекомендациями и формулами. При этом можно использовать значения постоянных Q и a , указанные в табл. 3.3.

Окончательный выбор параметров малого и большого зондов следует делать на основе экспериментальных данных, используя две модели руд, плотность которых близка или равна начальной и конечной точкам рабочего диапазона. Рекомендуются следующая последовательность действий.

Изготавливают доинверсионный зонд и с помощью моделей находят величину

$$\Delta I_1^\gamma = a S_1, \quad (3.13)$$

Постоянные Q и α для различных зондов

Источник	$\rho R, \text{г/см}^2$	$\alpha, \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$	Q
<i>Доинверсионные зонды</i>			
$\text{Se}^{75}, \text{Cs}^{137}, \text{Co}^{60}$	0,4—0,6	2,0	9,9
»	2,0—3,0	0,26	50
»	4,0—6,0	0,074	94
<i>Заинверсионные зонды</i>			
Se^{75}	30—100	0,075	350
Cs^{137}	30—100	0,055	310
Co^{60}	30—100	0,042	360

где $a = \frac{I_1^Y(\rho) - I_1^Y(\rho_0)}{S_1}$ определяется экспериментально. Затем с помощью заинверсионного зонда, меняя его длину, строят график зависимости (3.6) в инвариантных координатах

$$\left(\frac{I_2^Y R_2^2}{S_2}, \rho R_2 \right) \quad (3.14)$$

и определяют для конкретной конструкции зонда постоянные α (угловой коэффициент) и Q (отрезок, отсекаемый графиком на оси $I_2^Y R_2^2 / S_2$). Зная отношение мощностей источников $S_2/S_1 = m$ и используя установленные выше константы, записывают условие компенсации (3.9) в следующем виде:

$$aS_1 = S_2 f_2(R_2), \quad (3.15)$$

$$\text{где } f_2(R_2) = \frac{Q_2}{R_2^2} (e^{-\alpha_2 \rho_0 R_2} - e^{-\alpha_2 \rho R_2}).$$

Построив график функции $f_2(R_2)$ (рис. 3.3) и определив из уравнения (3.15) значение $f_2(R_2)$:

$$f_2(R_2) = \frac{a}{m}, \quad (3.16)$$

находят точную величину R_2 , принимая $r_2 = R_2$. Если найденная длина заинверсионного зонда не подходит, следует изменить соотношение мощностей источников или длину зонда R_1 и выбрать новый заинверсионный зонд.

Конструкция двойного инверсионного зонда. Примерная конструкция двойного зонда показана на рис. 3.4. Ее особен-

ностью является воздушный промежуток между кожухом и свинцовым экраном, разделяющим детектор и источник в доинверсионном зонде. Благодаря такой конструкции эффективная

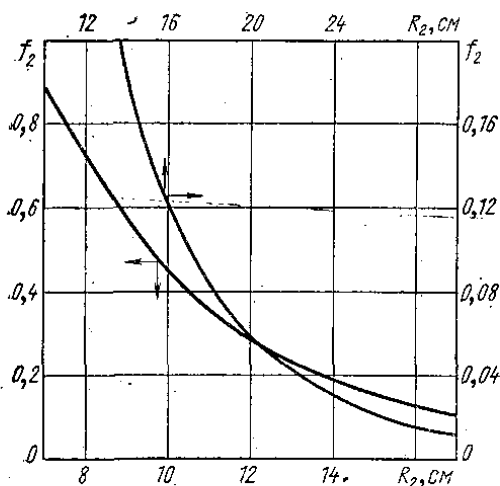


Рис. 3.3. Графики функции $f_2(R_2)$.

длина зонда R_1 близка к расстоянию между центрами коллимационных каналов, а расстояние между источником и детектором (r_1) и толщина свинцового экрана значительно больше R_1 , что обеспечивает поглощение первичного излучения источника.

В зонде предусмотрена возможность менять r_1 и r_2 без перемещения свинцовых экранов; при этом величины R_1 и R_2 остаются прежними. Путем изменения r_1 или r_2 можно в некоторых пределах регулировать величины ΔI_1^y и ΔI_2^y .

Определим требования к жесткости конструкции, установив допуски ΔR_1 и ΔR_2 при изготовлении зонда. За меру точности примем такие изменения, при которых

$$\Delta I^y = \Delta I_1^y + \Delta I_2^y = 0,02 I^y. \quad (3.17)$$

Результаты расчетов приведены в табл. 3.4: судя по этим данным, особенно жесткие требования предъявляются к доинверсионному зонду. Необходимо обеспечить неподвижность не только ампулы источника, но и активного вещества внутри ампулы.

Кроме 2π-зондов целесообразно применять двойные 4π-зонды для каротажа сухих подземных скважин малого диаметра.

Таблица 3.4

Допуски для R_1 и R_2 при $\frac{\Delta I^y}{I^y} = 0,02$ (источник Cs^{137})

Зонд	$\Delta R_1, \text{мм}$		$\Delta R_2, \text{мм}$	
	$\rho = 2 \text{ г/см}^3$	$\rho = 3 \text{ г/см}^3$	$\rho = 2 \text{ г/см}^3$	$\rho = 3 \text{ г/см}^3$
$R_1 = 2 \text{ см}$ $R_2 = 20 \text{ см}$	0,29	0,28	5,0	11,6
$R_1 = 2 \text{ см}$ $R_2 = 6 \text{ см}$	0,40	0,37	1,1	1,3

В качестве примера укажем двойной зонд, в котором источники (Se^{75}) имели активность 0,25 и 2,5 мкюри, а длина зондов составляла 1,9 и 19,0 см [34, 35]. Зонд был не чувствителен к

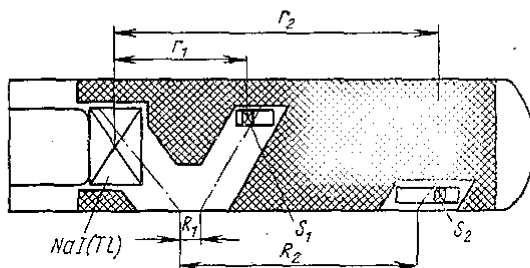


Рис. 3.4. Двойной инверсионный зонд.

изменению диаметра скважины в пределах от 40 до 230 мм и плотности пород от 1,5 до 3,0 г/см³.

§ 3.3. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА РАБОТ

ГГМ-С применяют в лабораторных условиях для анализа проб и образцов, в полевых условиях для опробования на поверхности, в канавах и подземных горных выработках и для каротажа скважин (ГГК-С). Во всех случаях, несмотря на отличие в конструкциях зондов, имеются общие методические и технические приемы.

Общие вопросы ГГМ-С

В интегральной модификации ГГМ-С регистрируемую величину рассеянного γ -излучения I^{γ} уточняют, вычитая гамма-фон пород и гамма-фон зонда (прямое γ -излучение источника). Если шкала интенсивности не линейная, то прибор градуируют обычным способом. Другими словами, в ГГМ-С применяют ту же систему измерений, что и в плотностной разновидности ГГМ. Отличие состоит в том, что величину I^{γ} нормируют на величину рассеянного γ -излучения во вмещающих горных породах (среда, в которой не содержится тяжелый элемент) и для вычисления содержания пользуются отношением I^{γ}/I_0^{γ} (см. рис. 3.1).

Как и в ГГМ-П, в интегральной модификации ГГМ-С целесообразно компенсировать постоянную составляющую рассеянного γ -излучения I^{γ} и применять систему оперативной проверки и настройки аппаратуры с помощью контрольно-калибровочного устройства (см. рис. 2.6).

В спектрометрическом варианте ГГМ-С основное внимание уделяют контролю стабильности энергетической шкалы. Настройку каналов спектрометра выполняют с помощью источ-

ников γ -излучения с хорошо разрешенными линиями первичного излучения.

Эталонирование аппаратуры ГГМ-С производят в тех же условиях, что и обычные измерения. Наибольшие затруднения встречаются при эталонировании зондов ГГК-С, так как для этого необходимы достаточно надежные результаты опробования керна буровых скважин. Использование моделей возможно для предварительного изучения характера основной зависимости метода.

Выбор варианта метода (интегрального или спектрального), типа источника и детектора, длины и конструкции зонда определяется стремлением обеспечить максимальную чувствительность, линейность эталонировочного графика и устранить помехи. Здесь возможны равноценные варианты, между которыми иногда трудно сделать выбор. Основываясь на опыте производственных работ и учитывая выводы теории, изложим некоторые рекомендации.

При опробовании руд тяжелых элементов ($Z > 70$) используют источники Se^{75} , Cs^{137} и Co^{60} , детектор $\text{NaI}(\text{Tl})$ с алюминиевым фильтром и заинверсионные зонды. Опробование возможно в лабораторных условиях, в горных выработках и скважинах. Для устранения плотностных помех и влияния неровностей опробуемой поверхности применяют инверсионные зонды.

Для опробования руд элементов со средними атомными номерами ($Z = 20 \div 30$) оптимальная энергия источника равна 80—120 кэв. В качестве детектора используют сцинтилляционные счетчики с кристаллом $\text{NaI}(\text{Tl})$ и тонким фильтром из алюминия, плексигласа или аналогичных материалов. Применяют интегрирующую аппаратуру, обеспечивающую достаточную чувствительность. В лабораторных условиях и при опробовании стенок горных выработок для увеличения чувствительности метода используют источники мягкого γ -излучения (Tm^{170} и др.). В скважинах, заполненных буровым раствором или водой, использование источников с оптимальной энергией γ -излучения затруднено из-за малой глубинности измерений (примерно 1—3 г/см²). Поэтому в этих случаях применяют источник Se^{75} . Для устранения помех широко используют инверсионные зонды.

Изучение $Z_{\text{эф}}$ в интервале 6—12 (определение зольности углей) выполняют с помощью спектрометрии рассеянного γ -излучения [38], так как интегральные измерения не обеспечивают достаточной чувствительности. Выбор энергии источника при исследовании в скважинах определяется глубинностью измерений, поэтому применение очень мягкого γ -излучения невозможно. Обычно длина зонда соответствует заинверсионной области. Для уменьшения влияния каверн и мелких неровностей стенок скважин Г. М. Воскобойниковым предложены специальные выносные блоки небольшой длины, в которых размещают

только счетчик и источник [38]. Блок прижимают к стенке скважины и экранируют со стороны бурового раствора. С основной частью скважинного снаряда выносной блок соединяется кабелем и шарнирами (рис. 3.5).

Активность источников γ -излучения, применяемых в ГГМ-С, колеблется в широких пределах в зависимости от конструкции

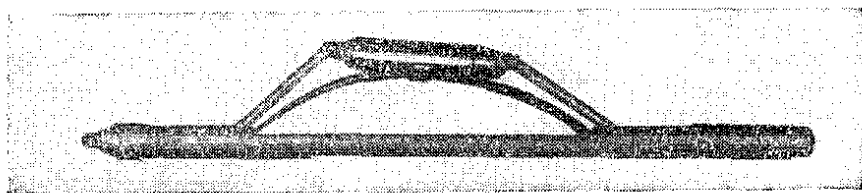


Рис. 3.5. Скважинный снаряд ГГК-С с выносным блоком (разработан под руководством А. П. Очкура).

и длины зонда и энергии γ -излучения. Максимальная активность, однако, не превышает нескольких миллиграмм-эквивалентов радия, т. е. примерно такая же, как при использовании ГГМ-П.

Интерпретация результатов ГГМ-С выполняется простейшими приемами. Обычно считают, что диаграмма рассеянного γ -излучения соответствует содержанию тяжелого элемента, поэтому мощность и границы рудных тел определяют по изменению I^γ . При использовании заинверсионных зондов, длина которых может превышать 20—25 см, рекомендуется применять способы определения границ пластов, разработанные для ГГК-П (см. гл. 2).

Спектрометрия γ -излучения в ГГМ-С

Общий характер изменения интегральной интенсивности и спектров рассеянного γ -излучения в зависимости от Z среды рассмотрен в гл. 1. Отметим особенности, имеющие важное значение для разработки методики ГГМ-С.

Если в руде имеются примеси тяжелых элементов ($Z > 70$), то в спектре рассеянного γ -излучения наблюдается провал (минимум), соответствующий K -скачку фотоэлектрического поглощения [32]. Положение провала характерно для каждого элемента и может быть использовано для идентификации тяжелых элементов в рудах. Пример спектров γ -излучения Cs^{137} в свинцовой руде (однородная смесь песка и измельченной руды) показан на рис. 3.6 [40]. Спектры измерены при толщине слоя $\rho d = 40 \text{ г/см}^2$ и совмещены в области фотопика первичного излучения, так что различия между спектрами зависят только от $Z_{эф}$ руды.

Чтобы исключить влияние плотности и повысить чувствительность измерений, предложили спектральную модификацию ГГМ-С [41]: регистрация мягкой I_M^γ ($E < 150 \div 200$ кэв) и жесткой I_J^γ ($E < 150 \div 200$ кэв) составляющих γ -поля, из которых

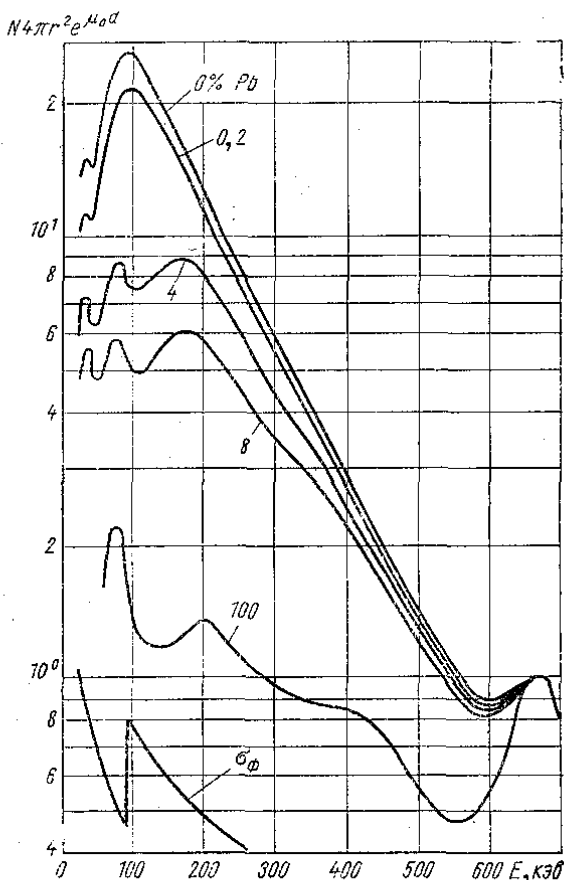


Рис. 3.6. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} в однородной свинцовой руде.

первая зависит от $Z_{эфф}$ и плотности, а вторая — от плотности. Отношение I_M^γ/I_J^γ будет зависеть от вещественного состава. Вместо I_M^γ можно регистрировать интегральную интенсивность γ -излучения, но при этом чувствительность метода к $Z_{эфф}$ несколько снижается [41].

Более подробная характеристика возможностей спектрометрии при анализе руд тяжелых элементов дана в табл. 3.5 [40], где приведен параметр

$$\eta = \frac{N_0}{N}, \quad (3.18)$$

Таблица 3.5

Относительные скорости счета η в различных энергетических интервалах спектров Cs^{137} в свинцовой руде

Содержание, %	η			
	50—200 кэв	200—400 кэв	400—600 кэв	50—600 кэв
0	1,00	1,00	1,00	1,00
0,2	1,16	1,09	1,00	1,14
4,0	2,28	1,28	1,06	1,86
8,0	3,26	1,58	1,10	2,44
100	14,80	5,40	2,35	8,86

равный отношению скоростей счета N_0 в породе к N в свинцовой руде. Величина η пропорциональна чувствительности измерений к содержанию тяжелого элемента.

В породах, состоящих из элементов с $Z < 20$ (например, угли различной зольности), характерным изменением спектра является смещение максимума многократного рассеяния в сторону более высоких энергий при увеличении $Z_{\text{эфф}}$ [38]. Например, максимум в спектре рассеянного γ -излучения (точнее, тормозного рентгеновского излучения) Tl^{204} смещается от 45 кэв в углях с нулевой зольностью до 95 кэв в породе (зольность 100%). В этом случае определение $Z_{\text{эфф}}$ возможно двумя путями: измерением небольшого участка спектра и по отношению скоростей счета в двух энергетических интервалах в районе пика многократного рассеяния (40—70 кэв и $E > 120$ кэв). Предпочтения заслуживает метод спектральных отношений.

По сравнению с регистрацией интегральной интенсивности спектрометрия дает следующие преимущества: значительное уменьшение плотностного эффекта и влияния каверн, улучшение дифференциации разреза и увеличение точности определения $Z_{\text{эфф}}$ (в интервале 6—12) примерно в 3,5 раза [38].

В Казахском филиале ВИРГа разработана методика спектрометрического ГГК-С на свинец при наличии в рудах бария, железа и других элементов с высоким атомным номером (М. М. Шварцман, И. П. Кошелев и др.). Коротаж выполняют прижимным 2 π -зондом ГГК-С длиной 5—7 см с источником Se^{75} и детектором $\text{NaI}(\text{Tl})$. Регистрируют спектральную интенсивность γ -излучения в трех энергетических интервалах: 75—85 кэв (N_1), 95—105 кэв (N_2) и 150—165 кэв (N_3). Для интерпретации используют два параметра:

$$\eta_1 = \frac{N_1}{N_3} \quad \text{и} \quad \eta_2 = \frac{N_2}{N_3}, \quad (3.19)$$

которые по-разному зависят от содержания в руде свинца, с одной стороны, и прочих элементов — с другой. Это легко понять, если обратиться к спектрам, изображенным на рис. 3.6. Параметр η_1 соответствует области характеристического рент-

геновского излучения свинца, параметр η_2 — области фотопоглощения. Для бария и других, более легких элементов оба параметра лежат в области фотопоглощения рассеянного γ -излучения. Величина N_3 используется в качестве внутреннего

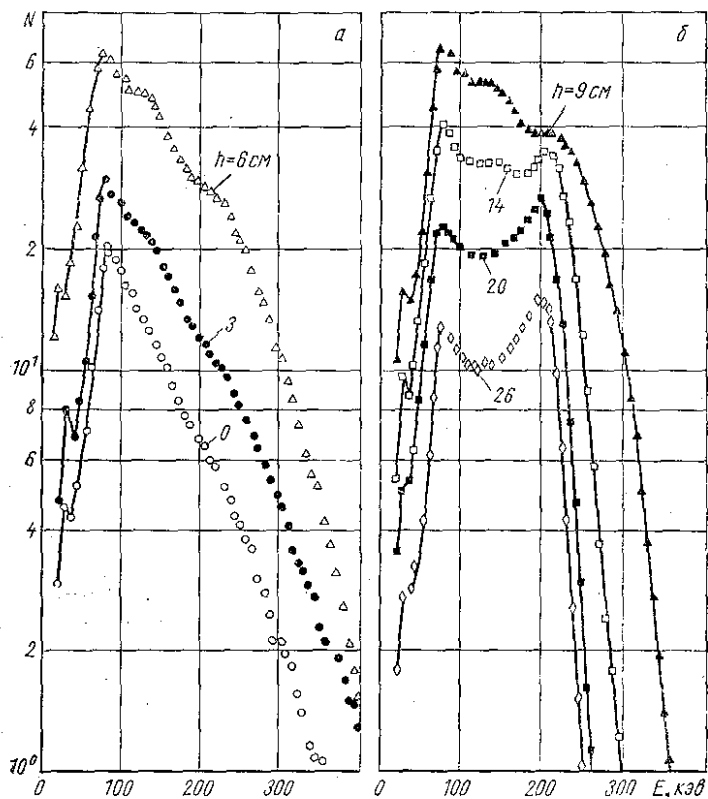


Рис. 3.7. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} в песчаной среде ($\rho = 1,6 \text{ г/см}^3$) в доинверсионной (а) и заинверсионной (б) областях зависимости $I^\gamma = \Phi(h)$ (длина зонда $R = 22 \text{ см}$; h — мощность воздушного промежутка между зондом и поверхностью среды).

стандарта для исключения влияния помех переменной плотности, кавернозности стенок) аналогично рассмотренному выше способу отношений $I_M^\gamma/I_{\text{ж}}^\gamma$. Содержание свинца рассчитывают по измеренным значениям η_1 и η_2 с помощью построений по экспериментальным данным номограммы.

В заключение рассмотрим особенности спектров рассеянного γ -излучения, регистрируемых инверсионными зондами. На их характер влияют следующие обстоятельства. Во-первых, не-

большая толщина поглощающего слоя (порядка длины свободного пробега) не обеспечивает накопления многократно рассеянных квантов и в спектре преобладают γ -кванты, рассеянные до трех раз. Во-вторых, при малой энергии первичного γ -излучения ($E_0 < 100 \div 150$ кэв) даже в хорошо рассеивающих средах наблюдается почти исключительно однократно рассеянное γ -излучение [42]. В-третьих, на спектр влияют геометрические условия измерений: если инверсия достигается за счет увеличения воздушного промежутка между зондом и поверхностью среды, то в спектре даже при большой энергии первичного излучения начинают преобладать γ -кванты, испытавшие однократное рассеяние на углы $45\text{—}180^\circ$ (рис. 3.7). В последнем случае имеет место так называемая геометрия прямой видимости [43], при которой телесные углы, ограничивающие испускаемое источником и регистрируемое детектором γ -излучение, пересекаются на поверхности среды или в непосредственной близости от поверхности. Условия геометрии прямой видимости благоприятствуют отражению γ -излучения от поверхности среды.

Влияние структуры руд, содержащих тяжелые элементы

Спектр и интегральная интенсивность γ -излучения, рассеянного в рудах, содержащих тяжелые ($Z > 70$) элементы, зависят от распределения тяжелого элемента в рудной массе. При равномерном распределении наблюдается максимальное поглощение рассеянного γ -излучения; в области K -скачка фотоэлектрического поглощения фиксируется четкий провал. При переходе к ячеистой структуре, когда рудный элемент размещается в виде включений диаметром $2,5\text{—}5,8$ мм, характерный провал в спектре рассеянного γ -излучения исчезает и чувствительность измерений к содержанию тяжелого элемента уменьшается в $2,0\text{—}2,5$ раза [44].

На рис. 3.8 приведены спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} в руде, содержащей 8% свинца [40]. Они служат иллюстрацией отмеченных выше закономерностей и показывают, что ячеистая структура более существенно влияет на измерения при большой длине зонда. Изменение скорости счета N_0/N в различных энергетических интервалах спектра в зависимости от структуры показано в табл. 3.6. Влияние структурного фактора в этом случае эквивалентно уменьшению содержания свинца от 8 до $0,3\text{—}0,5\%$. Уменьшение чувствительности измерений к содержанию тяжелого элемента в зависимости от структуры руды показано в табл. 3.7.

Аналогичное влияние структуры наблюдается для слоистой среды, когда слой (скопление) тяжелого элемента расположен между источником и детектором. В этом случае спектр существенно зависит от положения слоя с высоким Z [40]: чем

ближе слой к детектору, тем меньше спектр отличается от спектра в однородной среде, и наоборот. Исключить влияние положения измерительной установки относительно рудного скопления можно, очевидно, статистическим усреднением результатов

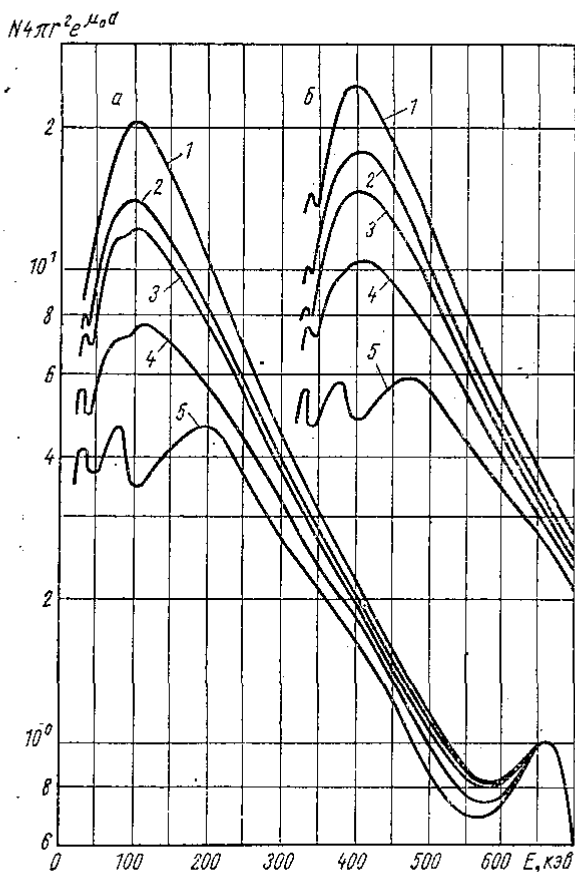


Рис. 3.8. Спектры рассеянного γ -излучения Cs^{137} в ячеистой среде (кварцевый песок и свинцовая дробь) при различном диаметре свинцовых включений:

a — длина зонда 20 г/см²; *b* — длина зонда 40 г/см²; 1 — песок без свинца; 2, 3, 4, 5 — песок с включениями свинца диаметром соответственно 7, 4, 2 и 0,05 мм.

нескольких измерений, выполненных при различных положениях зонда.

Существенное влияние структуры руд тяжелых элементов на результаты их опробования ГГМ-С диктует следующие методические выводы. Количественные зависимости между интенсивностью γ -излучения и содержанием тяжелого элемента не-

Таблица 3.6

Влияние ячеистой структуры свинцовой руды (8% Pb) на спектры
рассеянного γ -излучения

Диаметр включений Pb, мм	Скорость счета N_0/N в энергетических интервалах			
	50—200 кэв	200—400 кэв	400—600 кэв	50—600 кэв
0,05	3,26	1,58	1,10	2,44
2,0	2,02	1,42	1,07	1,78
4,0	1,48	1,26	1,04	1,39
7,0	1,28	1,19	1,01	1,23

обходимо устанавливать в условиях естественного залегания руд. Одним из этапов работ на конкретном месторождении должна быть типизация руд по структурному признаку.

По данным Ю. Б. Бурдина, на одном из полиметаллических месторождений результаты определения содержания свинца

Таблица 3.7

Чувствительность измерений к содержанию свинца
в рудах разной структуры (источник Cs^{137})

Диаметр вклю- чений Pb, мм	Изменение скорости счета, %, при изменении содержания Pb на 1 %	
	50—200 кэв	200—400 кэв
0,05	12,4	6,0
2,0	7,2	4,5
4,0	2,5	1,8
7,0	1,5	1,0

(методом ГГК-С), искаженные влиянием структурного фактора, исправляли, вводя статистический поправочный множитель, равный $2,77 \pm 0,27$ (аппаратуру предварительно эталонировали на средах с равномерным распределением свинца). Как следует из сравнения с данными табл. 3.7, в рассматриваемом случае свинцовая руда по своим свойствам оказалась близкой к среде с ячеистой структурой при размере включений около 3 мм.

Глубинность ГГМ-С

Как и в других методах ядерной геофизики, глубинность ГГМ-С характеризуют толщиной плоского или цилиндрического слоя породы, из которого поступает 90% регистрируемого излучения. Глубинность существенно зависит от энергии γ -излучения источника, длины зонда и $Z_{эфф}$ породы или руды.

Имеющиеся в литературе численные данные о глубинности ГГМ-С неполны и часто противоречивы из-за их низкой точности. Обобщенные расчетные и экспериментальные данные приведены в табл. 3.8. Глубинность исследования заинверсион-

Таблица 3.8
Глубинность инверсионных зондов ГГМ-С

Энергия γ -излучения, кэв, или тип источника	Глубинность, г/см ²	
	$Z_{\text{эфф}}=10 \div 15$	$Z_{\text{эфф}}=25 \div 40$
30	0,5	—
50	2,5	—
100	4,5	2,0
300	5,7	2,8
600	7,0	4,0
Se ⁷⁵	4,8	2,5
Cs ¹³⁷	7,5	4,0

ными зондами для энергий источников $E_0 > 100$ кэв примерно в два раза больше, чем инверсионными.

Аппаратура ГГМ-С

Для изучения скважин и шпуров подземного бурения, а также стенок горных выработок и порошковых проб применяют серийно выпускаемый радиометр РСР-3, представляющий собой одноканальный интегральный радиометр со стрелочным индикатором [детектор сцинтилляционного типа с кристаллом NaI(Tl)].

В комплект аппаратуры входят скважинный снаряд диаметром 36 мм в дюралюминиевом кожухе со съемным прижимным устройством и датчик для опробования стенок горных выработок и порошковых проб. Скважинный снаряд можно использовать как 4π- или 2π-зонд. В датчиках обоих типов применены инверсионные зонды (одиночные и двойные). Все датчики снабжены контрольно-калибровочными устройствами. Переносная лебедка и набор дюралевых штанг для перемещения скважинного снаряда рассчитаны на каротаж скважин глубиной до 50 м.

Для каротажа глубоких скважин, пробуренных с поверхности, используют как интегральную, так и спектрометрическую сцинтилляционную аппаратуру, входящую в комплект автоматических каротажных станций типа АЭК-900, АКС-1000 и др. Широко распространены макеты аппаратуры и скважинных снарядов с выносными блоками [38, 39 и др.].

Подготовлен для серийного выпуска скважинный гамма-спектрометр ДСГС-3, который можно использовать для ГГК-С. В комплект аппаратуры ДСГС-3 входят два выносных блока

ГГК-С диаметром 60 мм. Прибор имеет два дифференциальных канала, канал для регистрации отношений двух дифференциальных потоков квантов и канал интегральной скорости счета.

§ 3.4. ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГГМ-С

Возможности ГГМ-С

Селективный метод по существу является методом изучения $Z_{эфф}$ среды, поэтому его можно самостоятельно применять только для опробования однокомпонентных руд.

ГГМ-С успешно используют для опробования руд свинца, ртути, вольфрама, сурьмы и других тяжелых элементов. Чувствительность измерений равна примерно 0,1—0,2 абс.% для элементов, имеющих $Z \approx 80$, и 0,2—0,4% для таких элементов, как барий, сурьма, олово ($Z=50 \div 56$). Точность измерений существенно зависит от уровня помех. Среднеквадратическая погрешность определения среднего содержания тяжелого элемента в рудном интервале длиной 1—2 м обычно составляет $\pm (5 \div 20)$ отн. %.

При опробовании руд элементов со средними атомными номерами ($Z=20 \div 30$) ГГМ-С позволяет получить [45]: чувствительность к содержанию железа примерно 0,5 абс.%, погрешность определения среднего содержания железа в рудных интервалах мощностью 1—5 м $\pm (2 \div 4)$ отн.% (для интервала содержаний 40—65%).

Определение $Z_{эфф}$ в интервале длиной 6—12 методом спектральных отношений по данным ГГК-С возможно с точностью около 0,07—0,1 $Z_{эфф}$ или $\pm 1,0$ —1,5 абс.% зольности углей [38].

Сопряженный гамма-гамма-каротаж

В рассмотренных выше классических вариантах ГГК-П и ГГК-С основной помехой является взаимное влияние плотности и вещественного состава пород. Практическое применение находят только такие γ -поля, которые зависят либо от плотности, либо от $Z_{эфф}$ пород. Остается неиспользованным более широкий класс γ -полей, которые можно представить в виде функции от плотности и вещественного состава среды:

$$\Gamma = f(\rho, Z_{эфф}, m_\gamma), \quad (3.20)$$

где Γ — характеристика γ -поля; ρ — плотность среды; $Z_{эфф}$ — эффективный атомный номер среды; m_γ — коэффициент аномальной электронной плотности [см. формулу (1.91)]. Если ввести в рассмотрение приведенную плотность среды

$$\rho_\gamma = \rho m_\gamma, \quad (3.21)$$

то γ -поле (3.20) конкретного источника в заданных условиях измерений будет функцией двух величин — ρ_γ и $Z_{\text{эфф}}$, которые однозначно связаны с вещественным составом и плотностью пород.

Предлагается новый подход к использованию γ -поля для изучения плотности и вещественного состава пород и руд. Вместо двух методов можно осуществить один — гамма-гамма-метод определения плотности и эффективного атомного номера (ГГМ), который осуществляется путем пространственно сопряженных измерений двух характеристик γ -поля.

Новый вариант метода не является простым соединением двух известных: он отличается от них методикой и техникой исполнения и дает новые возможности при решении различных практических задач. Рассмотрим подробнее сущность нового метода.

Основная зависимость ГГМ. Связь между характеристиками γ -поля и параметрами горных пород применительно к ГГМ выразим системой двух уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_1 &= f_1(\rho_\gamma, Z_{\text{эфф}}); \\ \Gamma_2 &= f_2(\rho_\gamma, Z_{\text{эфф}}). \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

Выбор двух сопряженных измерений Γ_1 и Γ_2 можно осуществить, используя различные характеристики γ -поля: интегральный поток, энергетическое и угловое распределения рассеянных γ -квантов, а также расстояние между источником и детектором и другие факторы (меняя энергию первичного γ -излучения источника).

Необходимым условием независимости уравнений, входящих в систему (3.22), является равенство нулю якобиана

$$D = \begin{vmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial \rho_\gamma} & \frac{\partial f_1}{\partial Z_{\text{эфф}}} \\ \frac{\partial f_2}{\partial \rho_\gamma} & \frac{\partial f_2}{\partial Z_{\text{эфф}}} \end{vmatrix} \neq 0. \quad (3.23)$$

Для оценки качества сопряженных измерений Γ_1 и Γ_2 воспользуемся критерием

$$\Delta = \frac{|D|}{|b_{12}|}, \quad (3.24)$$

где b_{12} — максимальное по абсолютной величине произведение диагональных членов определителя (3.23). Чем больше величина Δ , тем более надежным будет решение системы уравнений (3.22) и, следовательно, основной задачи ГГМ.

Критерий Δ в общем случае зависит от значений ρ_γ и $Z_{\text{эфф}}$, поэтому его необходимо рассматривать в некоторой области, ограниченной пределами изменений ρ_γ и $Z_{\text{эфф}}$.

В систему (3.22) входят трансцендентные уравнения, которые трудно выразить в виде простых формул. Графическое изображение основной зависимости ГГМ в виде двух палеток, каждая из которых соответствует одному из уравнений системы (3.22), приведено на рис. 3.9.

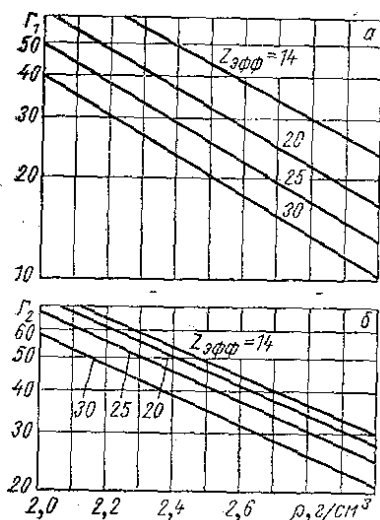


Рис. 3.9. Два поля рассеянного γ -излучения, используемые для сопряженных измерений в ГГМ: а — источник Cs^{137} , детектор — сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI(Tl) и фильтром 3,5 мм Fe, длина зонда $R_1=25$ см; б — источник Co^{60} , детектор — сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI(Tl) и фильтром 3,5 мм Fe, длина зонда $R_2=25$ см.

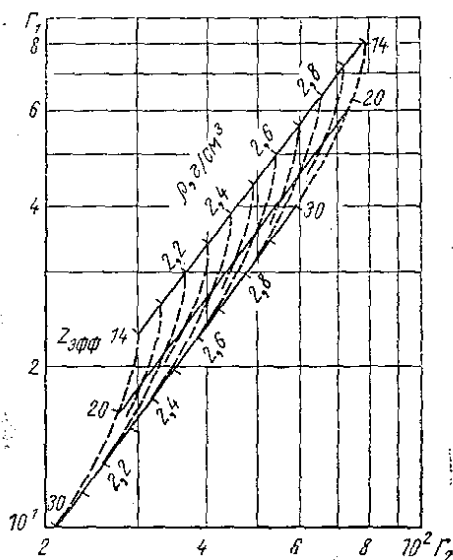


Рис. 3.10. Графическое решение обратной задачи ГГМ (исходные уравнения даны на рис. 3.9).

Решение прямой задачи ГГМ. Существующие методы расчета γ -полей недостаточно точны, поэтому практическое

применение ГГМ в настоящее время возможно только на основе экспериментального изучения основной зависимости.

Моделирование в масштабе 1:1 весьма трудоемко: необходим набор эталонных сред с различными значениями ρ и $Z_{\text{эфф}}$ во всем изучаемом диапазоне этих величин.

Значительно проще экспериментальное решение прямой задачи путем использования приемов приближенного моделирования γ -полей в средах с различной плотностью по принципу подобия [12], а также подобия γ -полей в средах с различным вещественным составом. Для получения системы (3.22) в этом случае требуется 5–6 эталонных сред, имеющих различные значения $Z_{\text{эфф}}$ и произвольную плотность. Результаты решения прямой задачи ГГМ методами теории подобия удобно изображать в инвариантных координатах (1.89).

При решении конкретных задач вместо $Z_{\text{эфф}}$ можно использовать однозначно связанное с ним содержание Q полезного компонента руды, вместо X — плотность ρ (если $R = \text{const}$), вме-

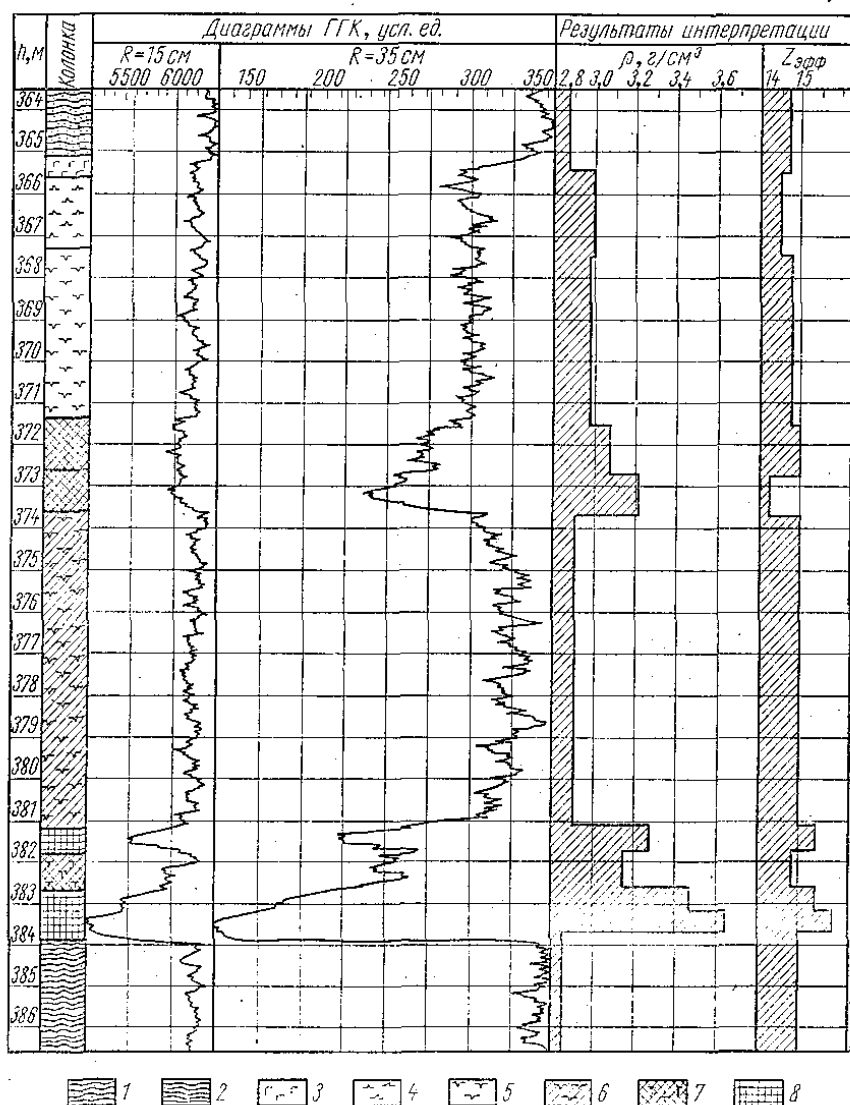


Рис. 3.11. Результаты ГГК рудного интервала скважины:

1 — алевролиты; 2 — филлиты; 3 — габбро; 4 — пироксениты; 5 — перидотиты; 6 — бедные руды никеля (менее 0,5% Ni); 7 — руды с содержанием никеля 0,5—1,0%; 8 — богатые руды (более 1% Ni).

сто кратности K — поток квантов N (при постоянной мощности S источника и постоянном расстоянии R между источником и детектором). Однако во всех случаях на промежуточном

этапе целесообразно выражать результаты решения прямой задачи в координатах (1.89).

Решение обратной задачи ГГМ. Если известна система уравнений (3.22) и выполняется условие (3.23), обратная задача имеет единственное и вполне определенное решение.

Возможны различные способы решения. Рассмотрим один из них, имеющий универсальный характер.

В качестве исходных уравнений возьмем палетки, изображенные на рис. 3.9. Отметим, что любую систему (3.22) можно привести к такого вида палеткам, так что решение задачи на конкретном примере не лишает метод решения общего характера.

Графическое решение обратной задачи дается на рис. 3.10: способ построения палетки по известным исходным уравнениям (см. рис. 3.9) очевиден и дополнительных пояснений не требует.

Пример практического применения ГГМ. На одном из рудных месторождений В. А. Арцыбашев и Г. А. Иванюкович применили сопряженный ГГК с помощью двухканальной интегральной аппаратуры. В двойном 2π-зонде находились два детектора [кристаллы NaI(Tl) размером 18×30 и 18×10 мм] и источник Co⁶⁰. Кожух снаряда дюралюминиевый толщиной 4 мм. Длина малого зонда 15 см, большого — 35 см.

Диаграммы ГГК и результаты их интерпретации показаны на рис. 3.11. Погрешность определения плотности и эффективного атомного номера составила $\pm (1,5 \div 3) \%$.

ГЛАВА 4. РЕНТГЕНО-СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД

§ 4.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

По своей физической сущности рентгено-спектральный метод не является ядерным методом геофизики, так как основан на возбуждении и регистрации характеристического рентгеновского излучения электронной оболочки атома. Однако метод развивался на базе достижений ядерной геофизики. Технические и методические особенности рентгено-спектрального метода роднят его с другими методами ядерной геофизики, поэтому он здесь рассматривается.

Спектр характеристического рентгеновского излучения называют первичным, если электронная оболочка атома возбуждена в результате взаимодействия с потоком электронов, и вторичным, или флуоресцентным, если возбуждение вызвано фотонами (γ-квантами). Разработанный и применяемый в ядерной геофизике вариант рентгено-спектрального метода основан на облучении породы или руды потоком γ-излучения и измерении характеристического излучения отдельных элементов с помощью

сцинтилляционного спектрометра (или спектрометра с пропорциональным счетчиком). Он получил условное название рентгено-радиометрического метода (РРМ) [48]. По своему содержанию РРМ является аналогом известного ранее лабораторного флуоресцентного рентгено-спектрального метода анализа [42], в котором используют (в отличие от РРМ) дифракционные спектрометры и рентгеновские трубки.

Рассмотрим механизм возбуждения атома и испускания характеристического рентгеновского излучения.

Возбуждение характеристического рентгеновского излучения происходит в результате фотоэлектрического поглощения γ -кванта. Обычно электрон вырывается с K -оболочки и атом оказывается возбужденным на K -уровень (см. гл. 1). Коэффициент фотопоглощения γ -кванта на K -оболочке $\sigma_{\Phi K}$, отнесенный к одному атому, следующим образом связан с микросечением фотоэффекта σ_{Φ} :

$$\sigma_{\Phi K} = \frac{S_K - 1}{S_K} \sigma_{\Phi}, \quad (4.1)$$

где $S_K = \frac{\sigma_{\Phi}'}{\sigma_{\Phi}}$ — скачок фотопоглощения, равный отношению значений коэффициента поглощения на K -скачке со стороны больших (σ_{Φ}') и меньших (σ_{Φ}'') энергий γ -квантов.

Атом, возбужденный на K -уровень, возвращается в основное состояние, испуская кванты характеристического излучения (несколько линий K -серии: $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \beta_3$ и т. д. или вторичные электроны (электроны Оже). Отношение числа атомов, испустивших характеристическое рентгеновское излучение, к общему числу возбужденных атомов называют выходом (отдачей) флуоресценции. Выход флуоресценции на K -уровне элемента можно рассчитать по следующей полуэмпирической формуле [50]:

$$\omega_K = \frac{Z^4}{Z^4 + (32,2)^4}. \quad (4.2)$$

Испускание возбужденным атомом той или иной линии K -серии рентгеновского излучения определяется вероятностью

$$p_i = \frac{I_i}{\sum I_i}, \quad (4.3)$$

где I_i — интенсивность i -той линии. Вероятность испускания линий K -серии некоторых элементов показана в табл. 4.1.

Характеристическое рентгеновское излучение не поляризовано и распространяется по всем направлениям с одинаковой вероятностью.

Относительные интенсивности линий K -серии рентгеновского излучения, %

Z	Элемент	K-серия				
		α_1	α_2	β_1	β_2	β_3
23	V	100	52,1	20,5	—	—
26	Fe	100	51,5	17,9	—	—
30	Zn	100	50,3	20,7	0,36	—
35	Br	100	50,9	22,2	1,75	—
42	Mo	100	49,9	27,9	5,17	—
50	Sn	100	49,8	29,6	7,02	—
74	W	100	47,0	18,1	4,8	9,6
78	Pt	100	52,0	20,0	7,8	10,2

Учитывая изложенный выше механизм испускания характеристического рентгеновского излучения, составим дифференциальное уравнение для потока N_K излучения K_α -линий:

$$dN_K = N_0 \omega_K p_\alpha \rho q \frac{S_K - 1}{S_K} \tau_0 \frac{e^{-\mu_K r}}{4\pi r^2} dV, \quad (4.4)$$

где N_0 — плотность потока первичных (возбуждающих) γ -квантов в элементе dV ; p_α — вероятность испускания K_α -линий; ρ — плотность руды; q — содержание в руде исследуемого элемента, г/г; τ_0 — массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения первичного γ -излучения атомами исследуемого элемента; μ_K — линейный коэффициент ослабления рентгеновского излучения K_α -линий; r — расстояние от элементарного объема dV до детектора.

В уравнении (4.4) выражение $\rho q \frac{S_K - 1}{S_K} \tau_0 dV$ определяет вероятность фотоэлектрического поглощения γ -излучения N_0 на K -уровне [см. формулу (4.1)]. Функция $e^{-\mu_K r}/4\pi r^2$ учитывает поглощение K_α -излучения на пути от элемента до детектора.

Анализ уравнения (4.4) показывает следующее. Поток N_K характеристического рентгеновского излучения пропорционален концентрации q исследуемого элемента и зависит от его атомного номера Z и некоторых других атомных констант. Кроме того, величина N_K в общем случае будет зависеть от плотности руды, геометрических условий измерений, свойств источника и детектора.

Влияние энергии E_γ возбуждающего γ -излучения на интенсивность рентгеновского K_α -излучения определяется изменением сечения фотоэффекта τ_0 : очевидно, что максимум N_K достигается в случае, когда E_γ несколько больше энергии E_K

К-края фотопоглощения. Значение E_K для некоторых элементов приводятся в приложении 3. Обычно используют источники γ -излучения с энергией 5—120 кэв (табл. 4.2 и 4.3).

Таблица 4.2

Изотопные источники γ - и характеристического рентгеновского (r) излучения для РСМ

Изотоп	Период полураспада	Энергия и вид излучения	Выход, %	Примерная активность для РСМ, <i>мюри</i>
Gd ¹⁵³	236 дней	93, 105 кэв, γ	47	2—3
Tm ¹⁷⁰	129 дней	43 кэв, r 88 кэв, γ 52 кэв, r	37 —	30—120.10 ³ (по β -излучению)
Am ²⁴¹	470 лет	60 кэв, γ 11—22 кэв, r	40 35	5—10
Cd ¹⁰⁹	1,3 года	22 кэв, γ 88 кэв, r	100 4	2—7
Fe ⁵⁵	2,7 года	5,9 кэв, r	100	5—20

Таблица 4.3

Источники тормозного излучения на основе β -изотопов для РСМ

β -Изотоп	Мишень	Период полураспада	Энергия излучения, кэв	Примерная активность для РСМ, <i>мюри</i>
Sr ⁹⁰ +Y ⁹⁰ S ³⁵	Al Ba (BaSO ₄)	27,7 года 87,1 дня	70—150 32 (K_{α} Ba)	0,1—0,2 0,2—0,5
Pm ¹⁴⁷ H ³	Al Zr	2,64 года 12,4 года	50—60 10—40 3—10	0,5—2,5 5—15

§ 4.2 РЕНТГЕНО-СПЕКТРАЛЬНЫЙ (РЕНТГЕНО-РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ) КАРОТАЖ

Предложен и успешно применяется скважинный вариант РСМ — рентгено-радиометрический каротаж (РРК) [57]. Измерения в скважинах существенно отличаются от приемов лабораторного анализа: возрастают помехи, невозможно использовать пробы для эталонирования аппаратуры, затруднено использование фильтров Росса и т. д. Теория РРК имеет особенности, которые рассматриваются ниже.

Теория метода

В отличие от ГГК в РРК применяют зонды, в которых осуществлена геометрия «прямой видимости» (рис. 4.1). Особенность геометрии прямой видимости состоит в том, что детектор регистрирует вторичные излучения (рассеянное и характеристическое рентгеновское) с того же участка поверхности изучаемой среды, который облучается γ -излучением источника. Геометрия прямой видимости является необходимым условием, обеспечивающим регистрацию характеристического рентгеновского излу-

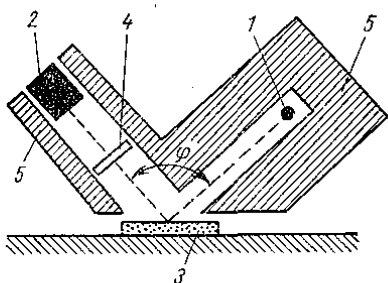


Рис. 4.1. Схема устройства для флуоресцентного анализа:

1 — источник γ -излучения; 2 — детектор; 3 — анализируемый объект; 4 — фильтр Ресса; 5 — свинцовые коллиматоры.

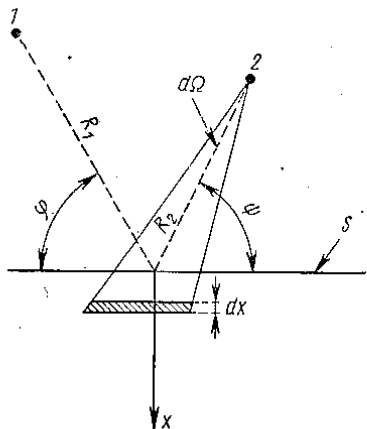


Рис. 4.2. Геометрические соотношения в условиях «прямой видимости»:

1 — источник; 2 — детектор.

чения, так как мягкое K_{α} -излучение поглощается даже небольшими слоями среды и поступает в детектор только из маломощного поверхностного слоя, проходя минимальные расстояния в среде. Первичное γ -излучение также имеет небольшую глубину проникновения, поэтому приходится совмещать площади входа и выхода излучений на поверхности исследуемой среды.

В РРК в общем случае отсутствует строгая коллимация испускаемого и регистрируемого излучений, поэтому теория должна учитывать особенности распространения излучения в широких пучках.

Установим зависимость между интенсивностями рентгеновского N_r и однократно рассеянного N_s излучений и содержанием q исследуемого элемента для условий РРК. Учет только однократно рассеянного γ -излучения оправдан малыми энергиями первичного γ -излучения, для которых многократное рассеяние играет несущественную роль. Геометрия измерений поясняется рис. 4.2. Расстояния R_1 и R_2 от источника и детектора до поверхности S среды велики по сравнению с глубиной слоя dx , в котором поглощается первичное γ -излучение, поэтому расстояния до слоя dx равны примерно R_1 и R_2 . Вторичные излу-

чения регистрируются в некотором телесном угле, сечение которого с поверхностью среды равно S_1 . Для упрощения математических выкладок примем $\varphi \approx \psi$, что не скажется на общем характере решения.

Систему дифференциальных уравнений для условий рассматриваемой задачи запишем в следующем виде [58]:

$$\left. \begin{aligned} dN_r &= B_r \rho q \tau_0 \frac{1}{R_1^2 R_2^2} e^{-\frac{k_0 + k_r}{\sin \varphi} \rho x} dS dx; \\ dN_s &= B_s \rho \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{1}{R_1^2 R_2^2} e^{-\frac{k_0 + k_s}{\sin \varphi} \rho x} dS dx, \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

где B_r и B_s — коэффициенты, зависящие от некоторых атомных констант, мощности источника и свойств детекторов, но не зависящие от параметров изучаемой среды; ρ — плотность руды; q — содержание в руде анализируемого элемента; τ_0 — массовый коэффициент фотопоглощения γ -излучения источника для атомов анализируемого элемента; $d\sigma/d\Omega$ — дифференциальное сечение комптоновского рассеяния; k_0 , k_r , k_s — массовые коэффициенты ослабления, соответственно первичного γ -излучения, рентгеновского и рассеянного излучений в руде.

Интегрируя системы (4.10) по x (от 0 до ∞) и в пределах площади S_1 , получаем:

$$\left. \begin{aligned} N_r &= \frac{B_r q \tau_0}{k_0 + k_r} \int_{S_1} \frac{\sin \varphi}{R_1^2 R_2^2} dS; \\ N_s &\cong \frac{B_s}{k_0 + k_s} \int_{S_1} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \varphi}{R_1^2 R_2^2} dS. \end{aligned} \right\} \quad (4.11)$$

Анализ решения (4.10) показывает следующее [58]. Интенсивности характеристического рентгеновского и рассеянного излучений в рассматриваемых условиях (пробег квантов в руде мал по сравнению с расстояниями от источника и детектора до поверхности среды) не зависят от плотности руды. Интенсивность N_r характеристического рентгеновского излучения линейно возрастает пропорционально росту содержания q анализируемого элемента. Состав руды влияет на регистрируемые излучения в той степени, в какой изменяются массовые коэффициенты ослабления первичного и вторичных излучений. Необходимо также подчеркнуть однотипность выражений для N_r и N_s , что свидетельствует о примерно одинаковом влиянии геометрических и других условий измерения на рентгеновское и рассеянное излучения.

Для уменьшения влияния помех и с целью стандартизации измерений в РРК применяют способ спектральных отношений [57, 59]. Сущность его заключается в том, что регистрируют отношение скоростей счета в двух каналах спектрометра, один из которых настроен на энергию характеристического излучения, а второй измеряет интенсивность рассеянного γ -излучения в энергетическом интервале справа от K -скачка фотопоглощения:

$$\eta = \frac{N_r + N'_s}{N_s}, \quad (4.12)$$

или

$$\eta = \eta_0 + \frac{N_r}{N_s}, \quad (4.13)$$

где $\eta_0 = \frac{N'_s}{N_s}$ — отношение скоростей счета рассеянного γ -излучения в первом и втором каналах в породе (руда с нулевым содержанием полезного компонента). Учитывая формулы (4.11) и (4.13), получаем

$$\eta = \eta_0 + mq, \quad (4.14)$$

где

$$m = \frac{B_r \tau_0 (k_0 + k_s) \int_{S_1} \frac{\sin \varphi}{R_1^2 R_2^2} dS}{B_s (k_0 + k_r) \int_{S_1} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \varphi}{R_1^2 R_2^2} ds};$$

$$\eta_0 = \frac{k_0 + k_s}{k_0 + k'_s}.$$

Коэффициент пропорциональности m , входящий в формулу (4.14), слабо зависит от геометрических условий измерений (так как он равен отношению однотипных интегралов) и может изменяться при изменении вещественного состава руды, но в меньшей степени, чем N_r . Так как при близком размещении на энергетической шкале обоих каналов спектрометра энергии рассеянного и рентгеновского излучений почти одинаковы, то $k_r = k'_s \approx k_s$ и коэффициент m будет постоянен в широком интервале изменения содержаний q и вещественного состава руд. Это обеспечивает линейность зависимости (4.14).

Коэффициент η_0 слабо зависит от состава пород по тем же причинам, что и коэффициент m .

При выводе формул (4.11) и (4.14) не учитывалось влияние промежуточной зоны (слой бурового раствора или воды между

зондом и средой). Появление такого слоя уменьшит интенсивность N_r характеристического рентгеновского излучения. Величина N_s рассеянного γ -излучения возрастет, если зонд РРК по отношению к зависимости N_s от плотности является заинверсионным, или уменьшится, если зонд доинверсионный. В общем

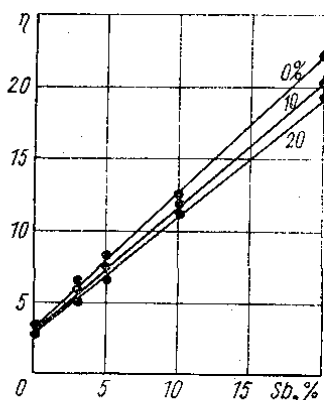


Рис. 4.3. Зависимость величины спектрального отношения от содержания сурьмы в пробах с различным содержанием железа.

случае коэффициент пропорциональности m будет изменяться в зависимости от мощности и свойств промежуточной зоны, поэтому в РРК зонд при измерениях плотно прижимают к стенке скважины.

Экспериментальная проверка показала, что спектральное отношение η линейно зависит от содержания тяжелого элемента (рис. 4.3 [59]) и слабо меняется даже при значительном изменении вещественного состава среды. Эксперименты подтвердили также незначительное влияние на η расстояний R_4 и R_2 от источника и детектора до исследуемой поверхности и плотности руды. Так, увеличение расстояния между зондом и средой в 4 раза (от 1,5 до 6,0 см) вызвало уменьшение η на 5—10%; увеличение плотности руды от 0,96 до 2,15 г/см³ привело к увеличению спектрального отношения на 7—13%. Эти изменения величины η соответствуют примерно 10%-ной погрешности в определении содержания полезного компонента руды.

Методика и техника РРК

Условия применения РРК при опробовании руд тяжелых элементов ($Z > 40 \div 50$) различны в скважинах, пробуренных с поверхности и заполненных буровым раствором, и в сухих подземных скважинах. Несколько отличается методика и техника работ в зависимости от Z исследуемого элемента. Рассмотрим основные вопросы применения РРК, используя результаты первых опытных и опытно-производственных работ [57, 60—62].

На рис. 4.4, а показан зонд РРК, применяемый как в скважинах, пробуренных с поверхности, так и в подземных скважинах. Коллимационные каналы снижают интенсивность рассеянного γ -излучения и позволяют надежно выделять характеристическое рентгеновское излучение. Внутренние стенки приемного коллимационного канала покрыты слоем кадмия и меди для поглощения характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого рассеянным γ -излучением в свинцовом экране. Зонд обычно оформляют в виде выносного блока, прижимаемого

го к стенке скважины (см. рис. 3.5). Входное окно зонда для пропускания относительно мягкого излучения изготавливают из текстолита или бериллия.

Другой зонд (см. рис. 4.4, б) не имеет коллиматоров. Его применяют в сухих подземных скважинах. Регистрация рентгеновского излучения в геометрии широкого пучка повышает фон рассеянного γ -излучения. Надежное выделение полезного сигнала оказалось возможным при использовании источников мягкого γ -излучения (30—40 кэв), энергия которых близка к K -краю фотопоглощения анализируемых элементов (сурьма, барий). Преимуществом этого зонда является значительно меньшая мощность источника и большая площадь изучаемой поверхности руды.

Оптимальной является энергия γ -излучения источника, близкая к энергии K -края поглощения исследуемого элемента, но несколько больше ее. На практике нашли применение источники Se^{75} (анализ на свинец и ртуть), Tm^{170} (на барий), источники β -излучения S^{35} и C^{14} в соединениях с барием — $\text{BaS}^{35}\text{O}_4$ и $\text{BaC}^{14}\text{O}_3$, испускающие характеристическое излучение бария с энергией 32 кэв и тормозное излучение с расплывчатым максимумом в области 60—70 кэв (анализ на олово, молибден). Источники, испускающие β -излучение (Tm^{170} , S^{35} и др.), упаковывают в плексигласовые ампулы, чтобы устранить возбуждение тормозного излучения в конструктивных элементах зонда под действием β -частиц. Активность источников γ -излучения колеблется от 5 до 30 мз-экв радия (Se^{75} , Tm^{170}), а источники $\text{BaS}^{35}\text{O}_4$ и $\text{BaC}^{14}\text{O}_3$ имеют активность 400—500 мкюри (по β -излучению).

Для выделения одного элемента методом спектральных отношений аппаратура РРК должна иметь два канала дифференциального спектрометра. При анализе на свинец ($E_{K\alpha}=75$ кэв) первый канал настраивают на энергию 70—80 кэв, а второй на 90—100 или 120—130 кэв. Для выделения сурьмы ($E_{K\alpha}=26$ кэв) используют энергетические интервалы 20—30 и 35—45 кэв и т.д. Контроль и настройку спектрометра удобно выполнять по характеристическому рентгеновскому излучению исследуемого элемента, используя для этого небольшие образцы богатой руды.

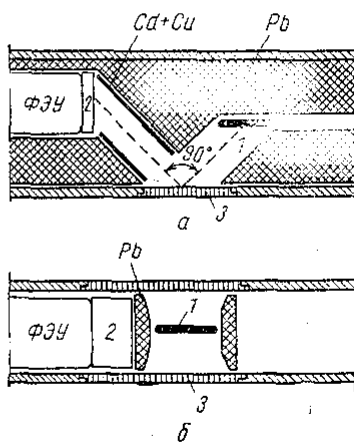


Рис. 4.4. Схемы зондов РРК с частичной коллимацией (а) и без коллимации (б) (по В. А. Мейеру и Е. П. Леману):

1 — источник; 2 — кристалл NaI(Tl);
3 — окно из материала с малым атомным номером.

Обработка измерений РРК при использовании методики спектральных отношений состоит в вычислении отношения скоростей счета в двух каналах спектрометра с предварительным вычитанием из обеих величин фонового излучения. Разработана аппаратура для РРК, в которой процесс обработки автоматизирован и на каротажной ленте регистрируется непосредственно величина η .

Подготовлены к серийному выпуску три типа аппаратуры РРК.

Для каротажа скважин глубиной до 1000 м предназначены комплекты РРК-1 и ГКС-1м, имеющие близкие технические характеристики: диаметр скважинного снаряда 80 и 59 мм соответственно; используется радиочастотный кабель типа КРК-2; четырехканальный спектрометр со сцинтилляционным детектором позволяет вести анализ одновременно на два элемента, предусмотрена запись непосредственно отношения скоростей счета в двух каналах спектрометра.

Для каротажа скважин подземного бурения предназначена двухканальная спектрометрическая аппаратура РРШ-1 переносного типа.

Следует отметить, что для рентгено-спектрального каротажа можно использовать спектрометрическую аппаратуру общего назначения, например аппаратуру СГС-Л (диаметр скважинного снаряда 70 мм). Она представляет собой сцинтилляционный скважинный спектрометр на трехжильном кабеле с двумя дифференциальными и одним интегральным каналом; имеется система записи отношений скоростей счета.

Для каротажа на элементы с умеренными атомными номерами ($Z=30 \div 50$) разрабатывают аппаратуру на пропорциональных счетчиках.

Помехи. Глубинность исследований

Как и в ГГМ-С, в РРК на результаты измерений существенно влияет структура руды. Например, спектральные отношения η , измеренные на модели с равномерным распределением сурьмы и в условиях естественного залегания (дискретное распределение), различались в два раза, причем чувствительность была хуже в случае дискретного распределения полезного компонента. На двух месторождениях сурьмы различного типа эталонировочные графики отличались по величине η примерно в два с лишним раза (по данным Е. П. Лемана). Из-за существенного влияния структурного фактора эталонирование зондов РРК следует выполнять только в условиях естественного залегания дифференцированно для каждого структурного типа руд. Эталонировочный график строят, используя результаты опробования керн в таких интервалах скважин, в которых данные геологического опробования наиболее достоверны.

Матричный эффект в условиях скважины является существенной помехой. Для его уменьшения предложен способ стандарта-фона [63], заключающийся в том, что для интерпретации используют отношение η/η_0 . Применение способа затрудняется выбором величины η_0 во вмещающих породах при сложном составе руд.

Влияние матрицы усугубляется тем обстоятельством, что при использовании относительно жесткого γ -излучения (источник Se^{75}) в условиях РРК заметно проявляется многократно рассеянное излучение, достигающее 30% суммарного потока. Нарушается линейность эталонировочных графиков, а влияние вещественного состава не удастся исключить даже нормированием спектрального отношения η к η_0 [63].

Существенные скважинные помехи возникают из-за малой глубинности РРК. В общем случае слой насыщения для рентгеновского флуоресцентного излучения примерно равен

$$\rho h_n = \frac{3}{k_0 + k_r}, \quad (4.15)$$

где ρ — плотность руды; k_0 и k_r — массовые коэффициенты поглощения возбуждающего и флуоресцентного излучений.

Глубинность метода (толщина слоя, из которого приходит 90% излучения) равна примерно

$$V \approx \frac{1 \div 1,5}{k_0 + k_r}. \quad (4.16)$$

Анализ численных значений массовых коэффициентов показывает, что определяющее влияние на глубинность оказывает флуоресцентное излучение как более мягкое. Например, в горной породе, имеющей $Z_{эф} = 10 \div 15$, глубинность РРК составляет при анализе на свинец $3,5 \text{ г/см}^2$, на барий — $1,1 \text{ г/см}^2$, на цинк — $0,06 \text{ г/см}^2$. При плотности пород и руд около $3,0 \text{ г/см}^3$ глубинность будет равна $12\text{—}0,2 \text{ мм}$ в зависимости от анализируемого элемента.

Возможности РРК

Основным преимуществом РРК по сравнению с ГГМ-С являются возможность определять отдельные элементы в сложных рудах и повышенная чувствительность к элементам с умеренными атомными номерами (40—50).

РРК успешно применили для опробования свинцово-цинково-мышьяковых руд на свинец, для опробования медно-молибденовых руд на молибден, для отдельного определения свинца и бария в свинцово-баритовом оруденении [62], а также для опробования простых и сложных руд ртути и сурьмы [60, 61].

Порог чувствительности РРК при анализе на элементы, имеющие $Z=50 \div 85$, примерно равен $0,2-0,4$ абс. %. Погрешности измерений в отдельных точках могут быть значительными из-за изменения характера поверхности среды и малой глубинности метода. Однако, как показывает опыт работ, среднее содержание полезного элемента в рудном интервале, имеющем протяженность $2-5$ м и более, определяется с погрешностью не более $\pm 15-20$ отн. %, что достаточно для подсчета запасов полезных ископаемых.

Кроме перечисленных объектов РРК найдет применение при опробовании руд олова, вольфрама и некоторых других элементов.

§ 4.3. РЕНТГЕНО-СПЕКТРАЛЬНОЕ ОПРОБОВАНИЕ

Общая характеристика

Перспективность применения рентгено-спектрального метода для экспрессного опробования стенок горных выработок, отбитой рудной массы, керна на различных стадиях разведки и эксплуатации месторождений не вызывает сомнений.

Условия применения рентгеновского опробования более благоприятные, чем РРК. Отметим следующие его особенности.

Из-за малой глубинности опробование носит «пленочный» характер, поэтому для получения качественных результатов необходима чистая поверхность руды. Мелкие неровности опробуемой поверхности могут стать источником дополнительных помех. При опробовании возможно применение дифференциальных фильтров. Структурные и матричные эффекты здесь такие же, как в РРК, но имеются дополнительные возможности их устранения путем использования фильтров и повторных наблюдений в одной и той же точке опробования при разных условиях измерения.

Основные варианты аппаратуры: датчик с геометрией широкого пучка, сцинтилляционный детектор с фильтрами Росса в интегральном или спектрометрическом режиме измерений (для анализа на тяжелые

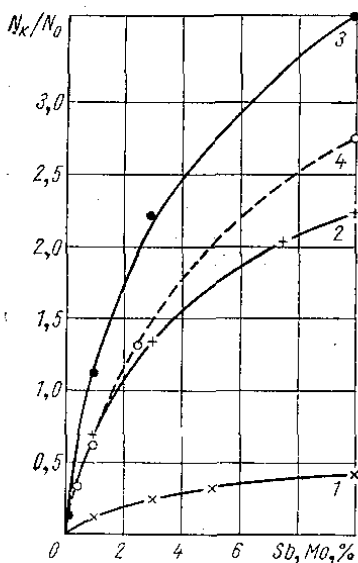


Рис. 4.5. Эталонировочные графики для сурьмы (1—3) и молибдена (4) [64]:

1 — интегральный счет, кристалл $NaI(Tl)$ 30×10 мм; 2 — дифференциальный счет, кристалл 30×10 мм; 3, 4 — дифференциальный счет, кристалл $16 \times 5 \times 1,5$ мм.

элементы) и пропорциональный счетчик с фильтрами (для анализа на элементы с атомными номерами от 20 до 30—40).

Типичные эталонировочные графики, полученные с использованием фильтров Росса и одноканального сцинтилляционного спектрометра, показаны на рис. 4.5. Там же приводится график для интегральных измерений с фильтрами Росса.

Для опробования руд в горных выработках и керна скважин в СССР и в Англии созданы переносные анализаторы («Рентген-1», PIF и др.).

Весьма плодотворной оказалась идея создания инверсионных зондов для устранения влияния неровностей опробуемой поверхности (Г. А. Пшеничный). Эффект инверсии наблюдается при удалении датчика от поверхности руды, так что имеется область «плато», в которой влияние неровностей пренебрежимо мало.

Применение опробования

Положительные результаты применения рентгено-спектрального опробования получены на месторождениях сурьмы [64], олова и меди [65, 66], титана [56].

Порог чувствительности рентгено-спектрального опробования составляет 0,05—0,1%. Точность анализа в отдельной точке колеблется в широких пределах в зависимости от структурной однородности руд и наличия мешающих элементов. Например, при опробовании жильных руд олова, отличающихся неравномерным распределением полезного компонента, анализатор PIF обеспечивает точность +50% (80% случаев); при анализе керна однородных по структуре руд меди тот же анализатор обеспечивает точность $\pm 20\%$ (80% случаев) [65].

Результаты рентгено-спектрального опробования существенно улучшаются при усреднении результатов нескольких измерений по профилю опробования. Точность средних данных составляет примерно 10—20%.

ГЛАВА 5. МЕТОД ЯДЕРНОГО ГАММА-РЕЗОНАНСА

§ 5.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

В основе метода ядерного гамма-резонанса (ЯГР) лежит эффект Мёссбауэра, суть которого состоит в следующем.

В процессе испускания и поглощения γ -излучения излучающие и поглощающие ядра элементов приобретают часть энергии (энергия отдачи). Если энергия возбужденного уровня ядра E_0 ,

энергия испускаемого γ -кванта E_γ , то

$$E_\gamma = E_r - R, \quad (5.1)$$

где R — кинетическая энергия отдачи.

При поглощении γ -кванта, имеющего энергию E_γ , ядро также получает кинетическую энергию отдачи R , так что на возбуждение ядра будет затрачена энергия

$$E_r' = E_\gamma - R = E_r - 2R, \quad (5.2)$$

а энергия испускаемого этим ядром γ -излучения должна быть

$$E_\gamma' = E_r - 2R. \quad (5.3)$$

Эффект, открытый Мёссбауэром, состоит в том, что при определенных условиях поглощение и испускание γ -излучения происходят без потерь энергии на отдачу, т. е. в спектре испускания (или поглощения) появляется несмещенная линия:

$$E_\gamma = E_\gamma' = E_r. \quad (5.4)$$

Такое явление называется ядерной резонансной флуоресценцией или ядерным резонансным рассеянием (поглощением).

Для осуществления ядерного резонансного поглощения (рассеяния) необходимо наличие двух условий. Во-первых, поглощающие (излучающие) атомы должны быть жестко связаны с окружающими их атомами. Наиболее типичным примером такой связи является кристаллическая решетка, хотя эффект Мёссбауэра наблюдали и в аморфных поглотителях. Во-вторых, энергия γ -квантов должна быть не очень велика, чтобы процесс поглощения (испускания) не сопровождался разрывом связи ядра с окружением. При таких условиях передача импульса от γ -кванта вызовет коллективное возбуждение в виде колебаний кристаллической решетки. Если расстояние между уровнями различных колебательных состояний велико, то кристаллическая решетка остается в прежнем колебательном состоянии, а импульс отдачи примет кристалл в целом. Так как масса кристалла бесконечно велика по сравнению с массой испускающего (поглощающего) ядра, то энергия отдачи будет равна нулю.

Расстояние между колебательными уровнями увеличивается при понижении температуры, поэтому вероятность эффекта Мёссбауэра возрастает с уменьшением температуры источника и поглотителя. В настоящее время известно около двух десятков мёссбауэровских ядер, причем только в нескольких случаях эффект наблюдается при комнатной температуре; обычно же необходимо понижать температуру до температуры жидких гелия, водорода, азота.

Интенсивность резонансного поглощения γ -излучения в образце пропорциональна величине

$$C = apdq, \quad (5.5)$$

где a — постоянный коэффициент, зависящий от свойств мёсбауэровского ядра и температуры; ρ — плотность образца, г/см³; d — толщина образца, см; q — концентрация (содержание) мёсбауэровского изотопа, г/г.

Выделить резонансное поглощение (рассеяние) можно изменением энергии γ -излучения. Ширина резонансного уровня равна 10^{-4} — 10^{-8} эв. Изменить энергию на величину такого порядка можно, используя эффект Допплера: для этого достаточно сообщить источнику относительно детектора скорость движения v . Тогда

$$E'_\gamma = E_\gamma + \frac{v}{c} E_\gamma \cos \varphi, \quad (5.6)$$

где E'_γ — энергия γ -кванта, соответствующая скорости v ; c — скорость света; φ — угол между направлением скорости и линией источник — детектор.

Изменение энергии

$$\Delta E_\gamma = \frac{v}{c} E_\gamma \cos \varphi \quad (5.7)$$

на необходимую величину достигается при скоростях 10 — 10^{-3} мм/сек, что легко осуществить экспериментально.

Установка для изучения эффекта Мёсбауэра состоит из источника, поглотителя и детектора, регистрирующего γ -излучение резонансной энергии. Измеряя поглощение γ -излучения при различной скорости v относительного движения источника (или поглотителя), получают скоростной спектр мёсбауэровского поглощения, максимум которого характеризует вид и концентрацию мёсбауэровских ядер. Энергия γ -излучения источника должна быть равна или очень близка к энергии резонансного уровня, поэтому в качестве источника и поглотителя используют радиоактивные изотопы или изомеры мёсбауэровских ядер.

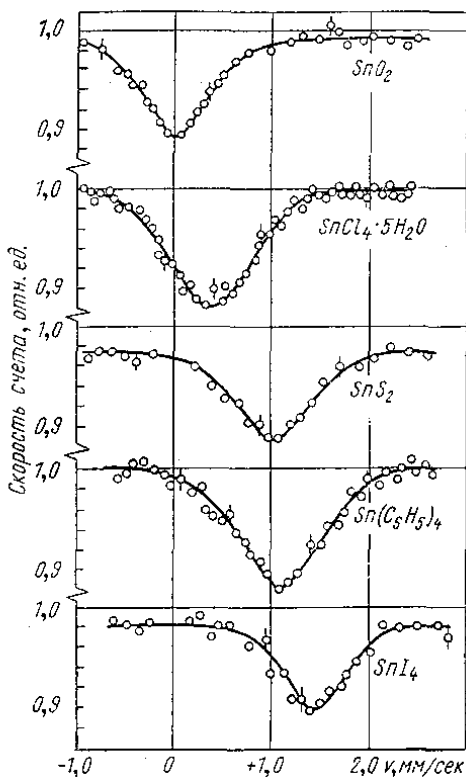


Рис. 5.1. Спектры резонансного поглощения γ -излучения изотопа Sn^{119m} (соединение SnO_2) в поглотителях различного химического состава. Все спектры, кроме спектра для SnO_2 , получены при температуре 77°K .

Характер спектра резонансного поглощения индивидуален для каждого изотопа и зависит от химического соединения, в которое входят излучающие и поглощающие атомы. В качестве примера можно привести спектры поглощения γ -излучения изотопа Sn^{119m} (23,8 кэв) [67]: на рис. 5.1 видно, что максимум поглощения соответствует $v=0$ только в том случае, когда источник и поглотитель имеют один и тот же состав. Влияние состава химических соединений сказывается на положении резонансного пика на оси скоростей.

Химический состав и характер кристаллических связей могут влиять на спектр резонансного поглощения, вызывая расщепление основной линии. В этих случаях спектр имеет две, три и больше линий резонансного поглощения (тонкая структура).

Высокая избирательность резонансного поглощения и его зависимость от типа химического соединения открывают перспективы использования эффекта Мёссбауэра для анализа веществ, в состав которых входят мёссбауэровские ядра.

§ 5.2. РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ ЯГР

Практическое применение эффекта Мёссбауэра в геологии ограничивается только такими изотопами, эффект резонансного поглощения в которых наблюдается при обычных температурах и достаточно низких концентрациях: это Fe^{57} , Sn^{119} и некоторые изотопы редкоземельных элементов, например Er^{151} и Dy^{161} . Накопленный опыт работ по ЯГР относится к анализу руд олова и железа.

Опробование и анализ руд олова

Проведена успешная разработка ЯГР как метода опробования оловосодержащих руд [68]. При этом получены следующие основные результаты.

При измерении резонансного поглощения (рассеяния) γ -излучения обычно регистрируют уровень счета импульсов в зависимости от относительной скорости источника (или поглотителя). Детекторами могут служить счетчики мягкого γ -излучения: сцинтилляционный спектрометр с тонким кристаллом NaI(Tl) или пропорциональный газоразрядный счетчик, разрешающая способность которого в три-четыре раза выше, чем сцинтилляционного.

Для регистрации γ -излучения изотопа Sn^{119m} ($E_\gamma = 23,8$ кэв) сконструирован специальный резонансный счетчик [69]. Он представляет собой газоразрядный счетчик, на катод которого тонким слоем нанесена двуокись олова, обогащенная до 75% изотопом Sn^{119} . При попадании в такой счетчик γ -излучения с энергией 23,8 кэв возбуждаются ядра изотопа Sn^{119} , причем переход их в основное состояние происходит тремя различными путя-

ми — испусканием резонансного γ -излучения, рентгеновского излучения и конверсионных электронов. Электроны внутренней конверсии регистрируются счетчиком с эффективностью около 100%, в то время как эффективность регистрации γ -излучения составляет доли процента. В результате эффективность резонансного счетчика к γ -излучению $E_\gamma = 23,8$ кэв составляет примерно 30%, а нерезонансное γ -излучение (фон) регистрируется с эффективностью около 0,5%.

Если резонансным счетчиком измерять γ -излучение изотопа Sn^{119m} , находящегося в соединении SnO_2 , то счет будет мал при больших скоростях и возрастет примерно в пять раз при уменьшении скорости до нуля.

При обычной температуре резонансное поглощение наблюдается только на соединении SnO_2 (касситерит) — основном промышленном минерале олова, поэтому ЯГР является методом опробования касситеритсодержащих руд. Созданы приборы, с помощью которых можно измерять как проходящее, так и рассеянное γ -излучение. Они пригодны для опробования в лабораторных условиях (анализ порошковых проб и образцов) и в естественном залегании руд.

При измерении проходящего резонансного γ -излучения поглощение пропорционально толщине образца и содержанию олова [см. формулу (5.5)]. Зная толщину пробы, можно вычислить содержание, если известен график зависимости

$$\Pi = \varphi(\rho dq), \quad (5.8)$$

где Π — поглощение резонансного γ -излучения, %. Зависимость (5.8) имеет характер насыщения, наступающего при $\rho dq > 3$ г/см², поэтому для получения максимальной чувствитель-

Таблица 5.1
Величина эффекта резонансного поглощения
 γ -излучения в зависимости от толщины поглотителя
и содержания олова

Номер образца	Содержание Sn (SnO_2), %	Резонансное поглощение, отн. ед.	
		1,0 г/см ²	0,1 г/см ²
1	0,34	6±1	1±0,5
2	0,9	15±2	2±1
3	2,5	40±2	4±1
4	5,0	60±3	8±1

ности проба должна иметь оптимальную толщину $\rho dq = 1-2$ г/см².

Результаты экспериментальной проверки методики анализа оловосодержащих руд по поглощению резонансного γ -излуче-

ния приводятся в табл. 5.1. Они получены на установке, которая позволяла измерять уровень γ -излучения при скоростях $v=0$ и $v=3$ мм/сек при комнатной температуре. Мерой резонансного поглощения служила разность отсчетов при двух скоростях.

Предварительная оценка возможностей ЯГР показывает, что при измерениях резонансного поглощения чувствительность метода к содержанию SnO_2 в руде составит около 0,01% при времени измерения порядка нескольких минут. Возможности метода резонансного рассеяния несколько меньше из-за снижения интенсивности излучения и влияния геометрических факторов. При достаточно мощных источниках можно будет выполнять качественный анализ руд по резонансному рассеянию, если содержание SnO_2 равно 0,1% и выше.

В 1963 г. ЯГР успешно испытан в производственных условиях на оловорудных месторождениях и горнообогатительном комбинате. Метод оказался простым в работе и отличался хорошей чувствительностью, селективностью и экспрессностью.

Разработаны два варианта серийной аппаратуры ЯГР: для анализа порошковых проб в геометрии просвечивания и для опробования руд в массиве по рассеянному излучению (МАК-1).

Аппаратура для определения олова в рудах в условиях естественного залегания имеет следующие характеристики:

Диапазон измеряемых концентраций, %	0,1—4
Погрешность определения олова при различной концентрации, %:	
1—4%	10
0,5—1%	20
0,25—0,5%	30
0,1—0,25%	40
Время измерения, мин	Не более 10

В серийной аппаратуре детектором служит сцинтилляционный счетчик с кристаллом NaI(Tl) . Выполняют два измерения — при неподвижном и колеблющемся источнике (двуокись олова, обогащенная изотопом $\text{Sn}^{119\text{m}}$). Разность показаний регистрирующего устройства, отнесенная к потоку квантов, измеренному при движении источника (величина эффекта Мёссбауэра), является мерой содержания олова в руде.

Анализ железных руд

Резонансное поглощение и рассеяние γ -излучения ядрами изотопа Fe^{57} ($E_\gamma = 14,39$ кэв) наблюдают с помощью источника Co^{57} ($E = 14,4$ кэв).

Опытные лабораторные работы показали возможность анализа на содержание железа в гематитовых рудах с абсолютной точностью около 1% железа (по данным Н. А. Розанова и др.). В опытах использовали схему просвечивания слоя толщиной

20—40 мг/см^2 . Детектором служил пропорциональный криптоновый счетчик.

Анализ на железо других минералов (например, магнетита) затрудняется сложным характером мёссбауэровских спектров железосодержащих минералов из-за расщепления основной линии под воздействием ряда факторов (химические сдвиги и сверхтонкое расщепление в результате магнитного и электрического взаимодействия ядра со связанными и свободными электронами и кристаллическими полями).

Результаты изучения мёссбауэровских спектров основных минералов железа приведены в табл. 5.2 [70].

Таблица 5.2

Характер мёссбауэровских спектров железорудных минералов

Минерал	Химическая формула	Скорости компонентов мёссбауэровского спектра, <i>см/сек</i>					
		v_1	v_2	v_3	v_4	v_5	v_6
Магнетит	Fe_3O_4	0,817	0,498	0,185	—0,076	—0,441	—0,738
Гематит	Fe_2O_3	0,885	0,534	0,185	—0,066	—0,415	—0,738
Лимонит+гётит	Смесь гидроокислов	0,580	0,365	0,138	—0,013	—0,238	—0,495
Ильменит	FeTiO_3	0,151	0,083	—	—	—	—
Натроязрозит	$\text{NaFe}_3(\text{SO}_4)_2 \cdot (\text{OH})_6$	0,103	0,010	—	—	—	—
Пирит	FeS_2	0,073	0,012	—	—	—	—

Индивидуальные особенности мёссбауэровских спектров железосодержащих минералов, с одной стороны, затрудняют анализ на железо при сложном составе руд, а с другой стороны, их можно использовать для фазового анализа с целью экспрессной оценки качества руд.

Предварительная оценка возможностей ЯГР при решении указанной задачи привела к следующим выводам [70].

Наиболее благоприятное сочетание спектров наблюдается для ильменито-магнетитовых руд. Спектр ильменита не имеет магнитного расщепления и от спектра магнетита отличается скоростью компонентов.

Менее благоприятны спектры магнетита и гематита. При наложении они образуют сложный спектр, возможности анализа которого неясны.

Благоприятными с точки зрения фазового анализа являются спектры пирита и ярозита; их легко идентифицировать.

В целом перспективы фазового анализа руд железа методом ЯГР оцениваются положительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Изотопы, источники излучения и радиоактивные материалы. Каталог. Изд. 2. М., Госатомиздат, 1962.
2. Гринберг А. П. Методы ускорения заряженных частиц. М., Гостехгеофиздат, 1950.
3. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
4. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Перев. с англ. М., Физматгиз, 1959.
5. Горшков Г. В. Проникающие излучения радиоактивных источников. Изд. 2. Л., «Наука», 1967.
6. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
7. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. М., Атомиздат, 1965.
8. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. Под ред. Б. И. Верховского. М. Изд-во иностр. лит. 1960.
9. Вяземский В. О., Ломоносов И. И., Писаревский А. Н., Кузин В. А., Тетерин Е. Д. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
10. Гольдштейн, Уилкинс. В сб. «Защита транспортных установок с ядерным двигателем». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 212.
11. Арцыбашев В. А. В сб. «Вопросы разведочной геофизики». Вып. 1. Л., Гостоптехиздат, 1962, стр. 182.
12. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.
13. Воскобойников Г. М. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», № 3, 351 (1957).
14. Дядькин И. Г. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», № 4, 323 (1955).
15. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
16. Маренков О. С. «Физика земли», 9, 107 (1968).
17. Губерман Ш. А. Теория подобия и радиометрия скважин. М., Гостоптехиздат, 1962.
18. Кирличев М. В. Теория подобия. М., Изд-во АН СССР, 1953.
19. Арцыбашев В. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 5. Л., «Недра», 1965, стр. 88.
20. Блинова Н. М., Якубсон К. И. В сб. «Проблемы ядерной геофизики». М., «Недра», 1969, стр. 74.
21. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А. Сцинтилляционные спектры рассеянного гамма-излучения точечных источников. М., Атомиздат, 1969.
22. Арцыбашев В. А., Попов Э. П. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 29. Л., «Недра», 1966, стр. 99.
23. Wahl J. S. et al. J. Petrol. Technol., Dec., 1411 (1964).
24. Филиппов Е. М. Ядерно-геофизические методы изучения элементарного состава горных пород. Автореф. дисс. М., 1965.
25. «Изотопы в СССР», № 7 (1967).
26. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Лозовский Л. А., Филиппов Е. М. «Геология и геофизика», № 11, 86 (1966).
27. Померанц Л. И., Чукин В. Т. Промышленно-геофизическая аппаратура и оборудование. М., «Недра», 1966.
28. Пирсон С. Дж. Справочник по интерпретации данных каротажа. Перев. с англ. М., «Недра», 1966.
29. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 37. Л., «Недра», 1968, стр. 80.
30. Воскобойников Г. М. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», № 3, 351 (1957).
31. Воскобойников Г. М. «Атомная энергия», 4, вып. 4, 359 (1958).
32. Соколов М. М., Очкур А. П., Федоров А. А., Карабанов Н. И. В сб. «Вопросы разведочной радиометрии», № 1. Л., МГ и ОН СССР, 1959, стр. 2.

33. Очкур А. П., Пшеничный Г. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 5. Л., «Недра», 1965, стр. 104.
34. Большаков А. Ю., Очкур А. П. Там же, стр. 100.
35. Большаков А. Ю., Леман Е. П., В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 92.
36. Арцыбашев В. А. «Изв. вузов. Геология и разведка», № 9, 102 (1964).
37. Арцыбашев В. А. «Изв. вузов. Геология и разведка», № 11, 92 (1964).
38. Уткин В. И. «Изв. АН СССР. Физ. Земли», № 3, 109 (1965).
39. Воскобойников Г. М. Тр. Ин-та геофизики УФАИ СССР. Геофиз. Сб. № 4, 207 (1965).
40. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 97.
41. Соколов М. М., Очкур А. П., Гаркаленко И. А., Федоров А. А., Карабанов Н. И., Хитев П. П. В сб. «Вопросы разведочной радиометрии», № 1. Л., МГ и ОН СССР, 1959, стр. 41.
42. Очкур А. П., Большаков А. Ю. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 49.
43. Кудрявцев Ю. И., Мейер В. А. Там же, стр. 58.
44. Соколов М. М., Очкур А. П., Федоров А. А., Большаков А. Ю., Хитев П. П. В кн. «Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР». Т. 4. М., Гостехиздат, 1961, стр. 146.
45. Пшеничный Г. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 11.
46. Созанская Е. Е. В сб. «Опыт применения радиоактивных методов при поисках и разведке нерадиоактивных руд». Вып. 1. М., Гостехиздат, 1962, стр. 129.
47. Пшеничный Г. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 28.
48. Якубович А. Л. Ядерногеофизические методы анализа минерального сырья. М., Атомиздат, 1969.
49. Блохин М. А. Методы рентгеноспектральных исследований. М., Физматгиз, 1959.
50. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., Гостехиздат, 1957.
51. Залесский В. Ю. Рентгеноспектральный анализ с применением радиоактивного изотопа, сцинтилляционного спектрометра и фильтров Росса. Канд. дисс. М., ВИМС, 1961.
52. Долгирев Е. И., Згардовский В. И., Гарнишевский В. Г., Сазонов А. М., Степанов Ю. Н., Сусаров Б. А. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 37. Л., «Недра», стр. 61.
53. Rhodes J. R., Packer T. W., Boyce I. S. Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics. Vol. 1. IAEA, Vienna, 1966, p. 127.
54. Плотников Р. И., Очкур А. П., Пшеничный Г. А., Закасовский Г. В., Митов В. Н. В сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Вып. 2. Л., Спец. констр. бюро рентген. аппаратуры, 1967, стр. 121.
55. Clayton C. G., Cameron J. F. Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics. Vol. 1. IAEA, Vienna, 1966, p. 15.
56. Скобников М. Л., Федоров С. В., Комиссаржевская Г. Ф., Очкур А. П., Пшеничный Г. А. «Горн. ж.», № 3, 62 (1968).
57. Мейер В. А., Нахабцев В. С. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 34.
58. Мейер В. А., Очкур А. П., Кудрявцев Ю. И., Леман Е. П., Большаков А. Ю., Нахабцев В. С. Там же, стр. 68.
59. Кудрявцев Ю. И., Мейер В. А. Там же, стр. 58.
60. Большаков А. Ю., Очкур А. П., Орлов В. Н. Там же, стр. 80.
61. Очкур А. П., Леман Е. П., Комиссаржевская Г. Ф. Там же, стр. 87.
62. Мейер В. А., Нахабцев В. С. «Вестн. Ленингр. ун-та», № 12, вып. 2, 65—73 (1965).

63. Мейер В. А. Радионизотопный флуоресцентный рентгеновский метод и аппаратура для элементного анализа руд в скважинах. Автореферат докт. дисс. Л., 1967.
64. Очкур А. И., Леман Е. П., Орлов В. Н., Благочестная Н. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965.
65. Darnley A. G., Leamy C. C. Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics. Vol. 1. IAEA, Vienna, 1966, p. 191.
66. Niewodniczański J. Ibid., p. 173.
67. Брюханов В. А., Делягин Н. Н., Опаленко А. А., Шпинель В. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **43**, № 2, 432 (1962).
68. Александров А. Ю., Карасев А. Н., Митрофанов К. П., Полак Л. С., Сорокин А. А. В сб. «Проблемы ядерной геофизики», М., «Недра», 1964, стр. 109.
69. Митрофанов К. П., Илларионова Н. В., Шпинель В. С. «Приборы и техника эксперимента», **3**, 49 (1963).
70. Гольданский В. И., Доленко А. В., Елизаров Б. Г., Запорожцев В. М., Исаков Л. М., Макаров Е. Ф., Трухтанов В. А., Чупрова И. Э. В сб. «Ядерная геофизика», вып. 3, М., «Недра», 1968, стр. 220.

Раздел II

НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ

К числу нейтронных методов ядерной геофизики по традиции относят методы, в которых для изучения пород и руд используют источники нейтронов (первичное нейтронное поле) либо измеряют потоки нейтронов, возникающие в результате ядерных реакций (вторичное нейтронное поле). Для некоторых нейтронных методов характерна суперпозиция нейтронных и γ -полей, поэтому изучение нейтронных методов должно следовать за изучением гамма-методов ядерной геофизики.

Основными нейтронными методами являются следующие:

1) нейтрон-нейтронный метод (ННМ), основанный на изучении поля замедлившихся нейтронов вблизи точечного источника быстрых нейтронов. ННМ применяют для изучения влажности и пористости горных пород, а также для анализа некоторых руд, полезные компоненты которых обладают аномально высокими сечениями поглощения нейтронов (руды бора, марганца, лития, ртути и др.);

2) нейтронный гамма-метод (НГМ) заключается в изучении вторичного γ -поля, возникающего в горных породах под действием замедлившихся нейтронов. С помощью НГМ решают те же задачи, что и с ННМ, и кроме того НГМ используют для элементного анализа некоторых руд (железа, никеля и др.);

3) активационный метод (АМ) состоит в изучении искусственной активности, возникающей при облучении стабильных ядер потоком нейтронов (или γ -квантов). АМ используют для изучения многих руд путем выделения и оценки концентрации отдельных элементов по их вторичным излучениям;

4) гамма-нейтронный метод (ГНМ) основан на изучении нейтронов, испускаемых некоторыми ядрами при поглощении γ -излучения (фотоядерная реакция). Благодаря высокому энергетическому порогу фотоядерных реакций метод обладает селективностью по отношению к некоторым изотопам и широко применяется для изучения руд бериллия.

Кроме перечисленных методов, в настоящем разделе рассмотрены так называемые импульсные нейтронные методы, основанные на изучении нестационарных нейтронных полей. Хотя импульсные методы являются аналогами ННМ и НГМ и фор-

мально их можно рассматривать как варианты последних, различия в методике, технике и области применения стационарных и нестационарных методов настолько существенны, что указанные методы удобнее излагать самостоятельно.

Нейтронные методы основаны на закономерностях взаимодействия нейтронов с веществом и закономерностях пространственного распределения нейтронов в горных породах. Настоящий раздел начинается с изложения общих физических предпосылок. При этом имеется в виду, что все закономерности, относящиеся к связанному с нейтронами γ -излучению, известны из раздела I.

ГЛАВА 6. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ, ТЕХНИЧЕСКИЕ И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НЕЙТРОННЫХ МЕТОДОВ

§ 6.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ НЕЙТРОНОМЕТРИИ

Общая характеристика нейтронов и их взаимодействия с веществом

Нейтрон неустойчив, он распадается с периодом полураспада 11,7 мин, поэтому в свободном состоянии существует непродолжительное время. Благодаря ядерным силам нейтроны взаимодействуют с ядрами атомов, причем число элементарных процессов велико, а их закономерности более сложно зависят от состава вещества, чем в случае γ -квантов.

Нейтроны делят на следующие условные энергетические группы: 1) быстрые (более 0,5 Мэв); 2) промежуточные (от 0,5 Мэв до 1 кэв); 3) медленные (менее 1 кэв); 4) резонансные (1—100 эв); 5) надтепловые (более 0,05 эв); 6) тепловые (0,025 эв).

Скорость и длина волны нейтрона

$$v = 1,38 \cdot 10^6 E^{1/2};$$

$$\lambda = 2,86 \cdot 10^{-9} E^{-1/2}, \quad (6.1)$$

где v — скорость, см/сек; λ — длина волны, см; E — энергия, эв. В частности, скорость тепловых нейтронов равна $2,2 \cdot 10^5$ см/сек.

В результате столкновения нейтрона с ядром может произойти отклонение нейтрона от первоначального направления движения в поле ядерных сил (потенциальное рассеяние) или захват нейтрона с образованием составного ядра. Энергия возбуждения E^* составного ядра

$$E^* = \frac{M}{A_1 + m} E + \varepsilon, \quad (6.2)$$

где M — масса ядра; m — масса нейтрона; E — кинетическая энергия нейтрона; ε — энергия связи нейтрона, равная 6—9 Мэв.

Составное ядро существует 10^{-12} — 10^{-16} сек. Переход возбужденного ядра на более низкие энергетические уровни происходит различными путями: с испусканием γ -кванта (случай радиационного захвата нейтрона) или ядерной частицы (n , p , α и т. д.).

Испускание возбужденным ядром нейтрона отличается от потенциального рассеяния только тем, что само ядро прошло через состояние составного ядра; рассеяние с образованием составного ядра называется резонансным. Оно может быть упругим (без возбуждения ядра) и неупругим (с возбуждением ядра-продукта).

Быстрые нейтроны взаимодействуют в основном путем рассеяния (неупругого и упругого), а медленные нейтроны обычно захватываются ядром. Указанные три элементарных процесса практически полностью определяют распространение нейтронов в веществе.

Неупругое рассеяние. Процесс характерен для быстрых нейтронов и сред с большим атомным номером. Неупругое рассеяние имеет порог, равный энергии первого возбужденного уровня ядра. Для легких ядер ($M < 40$) пороговая энергия равна 2—4 Мэв, для O^{16} и C^{12} она достигает 4—7 Мэв. При каждом неупругом соударении нейтрон теряет значительную долю своей энергии, так что после двух-трех соударений он существенно замедляется и вероятность дальнейших неупругих соударений исключается. Возбужденное ядро испускает один или несколько γ -квантов (γ -излучение неупругого рассеяния нейтронов), энергия которых однозначно связана с характеристиками возбужденных уровней ядра.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния

$$\frac{d\sigma_{si}}{d\Omega} = W_i(E, E', \cos \theta, M, \Gamma_M) \quad (6.3)$$

является функцией энергии E падающего и E' рассеянного нейтронов, угла рассеяния θ и зависит от свойств ядра: его массы M и системы Γ_M возбужденных уровней. Формула для расчета дифференциального сечения приведена в работе [1].

Угловая зависимость дифференциального сечения неупругого рассеяния незначительна, особенно при рассеянии на тяжелых ядрах, так что в большинстве случаев неупругое рассеяние считают изотропным. Микроскопическое сечение неупругого рассеяния σ_{si} растет с увеличением энергии нейтрона, приближаясь к геометрическому сечению ядра.

Сечение неупругого рассеяния составляет значительную долю полного нейтронного сечения σ_t (см. ниже) только в интервале энергий нейтронов $E > 1$ Мэв (табл. 6.1).

Таблица 6.1

Нейтронные сечения неупругого рассеяния [2]

Ядро	Энергия нейтрона, Мэв	σ_{st} , барн	σ_t , барн
Be	14	0,5	1,5
	7	0,62	1,7
C	14	0,64	1,4
	7	0,18	1,5
	3,6	0,015	2,0
	14	0,85	1,5
O	14	1,02	1,9
Si	14	1,37	2,6
Fe	14	1,07	3,5
	3,6	0,95	3,0
	1,66	1,17	3,0
	1,58	1,8	4,0
Ag	14	2,1	4,5
I	14	2,1	4,5
	3,6	2,42	5,0
W	14	2,52	5,0
Bi	14	2,38	5,5
	7	1,72	8,0
	3,6		

Упругое рассеяние. Нейтроны небольших энергий в легких средах испытывают главным образом упругое рассеяние (потенциальное и резонансное). Сечение потенциального рассеяния практически не зависит от энергии нейтрона и равно $\sigma_{sp} = 4\pi R^2$ (R — радиус ядра). Сечение резонансного рассеяния выражается формулой

$$\sigma_{sr} = \frac{\text{const}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (6.4)$$

где E_r — резонансная энергия; Γ — ширина энергетического уровня составного ядра.

Полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma_s = \sigma_{sp} + \sigma_{sr}. \quad (6.5)$$

Вдали от резонанса σ_s определяется почти полностью потенциальным рассеянием, которое для различных элементов, входящих в горные породы, меняется от сотых долей до нескольких барн. В области резонанса существенно возрастает величина σ_{sr} , достигая нескольких единиц и даже десятков барн.

Формулу дифференциального сечения упругого рассеяния получают из законов сохранения энергии и импульса при столкновении:

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \frac{(M+1)^2}{4M} e^{-(u-u')} \delta[\cos\theta - \gamma(u-u')], \quad (6.6)$$

где

$$\gamma(u) = \frac{M+1}{2} e^{-u/2} - \frac{M-1}{2} e^{u/2};$$

$u = \ln \frac{E}{E'}$ — летаргия (логарифмическая энергия нейтрона); $\cos \theta$ — косинус угла рассеяния нейтрона; $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Соответствующие величины со штрихом относятся к рассеянному нейтрону.

В каждом акте упругого рассеяния нейтрон теряет сравнительно небольшую долю своей энергии, испытывая при замедлении до тепловых энергий большое число соударений с ядрами среды. Процесс упругого рассеяния характеризуют двумя величинами: средней логарифмической потерей энергии ξ и средним косинусом угла рассеяния $\overline{\cos \theta}$. По определению,

$$\xi = \ln \frac{E_m}{E_{m+1}}, \quad (6.7)$$

где E_m и E_{m+1} — энергия нейтрона в m -ом и $(m+1)$ -ом актах рассеяния. Величины ξ и $\cos \theta$ вычисляют, используя формулу (6.6) — они зависят только от массы M ядра-мишени:

$$\xi = 1 - \frac{(M-1)^2}{2M} \ln \frac{M+1}{M-1}, \quad (6.8)$$

$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3M}. \quad (6.9)$$

График функции (6.8) показан на рис. 6.1.

Захват нейтрона. Наиболее вероятен радиационный захват медленных и тепловых нейтронов. В области малых энергий сечение захвата равно

$$\sigma_c = \frac{\text{const}}{v}, \quad (6.10)$$

т. е. обратно пропорционально скорости. Эта зависимость осложняется резкими максимумами в точках, где $E = E_r$. Для некоторых элементов сечения захвата в области резонанса достигают нескольких тысяч барнов. Например, для индия сечение захвата нейтронов при $E = 1,46$ эв составляет около 27 000 барн. Для легких элементов резонансные максимумы, как правило, не наблюдаются.

Радиационный захват нейтрона сопровождается испусканием одного или нескольких γ -квантов (γ -излучение радиационного захвата). Спектр γ -излучения характерен для каждого ядра, максимальная энергия γ -квантов достигает 10 Мэв.

Полное сечение и свободные пробеги нейтронов. Процесс взаимодействия нейтронов с веществом в целом характеризуется полным сечением, равным сумме сечений элементарных процессов:

$$\sigma_t = \sigma_{st} + \sigma_{sp} + \sigma_{sr} + \sigma_c = \sigma_s + \sigma_c. \quad (6.11)$$

В нем, как показано в формуле (6.11), обычно различают две основные составляющие — сечение рассеяния σ_s и сечение захвата σ_c . Типичная зависимость полного сечения от энергии нейтрона показана на рис. 6.2.

Полные нейтронные сечения можно определить экспериментально, измеряя прохождение пучка нейтронов через образец

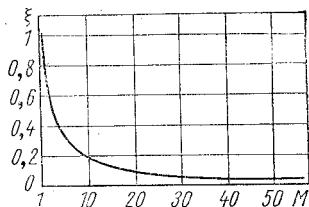


Рис. 6.1. Средняя логарифмическая потеря энергии нейтрона в зависимости от массы ядра-мишени.

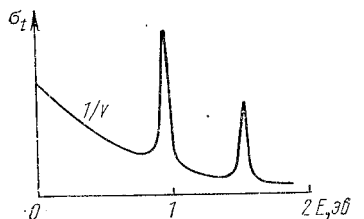


Рис. 6.2. Нейтронное сечение как функция энергии.

среды. Многочисленные результаты измерений полных сечений собраны в атлас [3] и представлены в виде графиков, аналогичных графику рис. 6.2. Кроме того, имеются многочисленные экспериментальные данные по полным сечениям и сечениям захвата тепловых нейтронов [4]. Часть из них приведена в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Нейтронные сечения для некоторых элементов (тепловые нейтроны)

Элемент или соединение	σ_s , барн	σ_c , барн	Элемент или соединение	σ_s , барн	σ_c , барн
H	38	0,33	Cl	16	32,6
H ₂ O	103	0,66	Ag	6	62
Li	1,4	71	Cd	7	3315
B	4	755	TR	10—30	4000—8000
C	4,8	0,003	Hg	20	360
O	4,2	$2 \cdot 10^{-4}$	Pb	11	0,17
Si	1,7	0,13			

Макроскопическое сечение равно произведению микроскопического на плотность m_a ядер (атомов) среды:

$$\Sigma = \sigma m_a = \frac{\sigma \rho}{A} L_A, \quad (6.12)$$

где ρ — плотность; A — атомный вес; L_A — число Авогадро.

Величина, обратная макроскопическому сечению, равна средней длине свободного пробега нейтрона. Полный свободный

пробег l и свободные пробеги по отношению к рассеянию l_s и захвату l_c связаны соотношением, вытекающим из формулы (6.11):

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_s} + \frac{1}{l_c}. \quad (6.13)$$

Для среды сложного состава свободный пробег рассчитывают по формуле

$$\frac{1}{l} = \sum_i \frac{1}{l_i} = \sum_i m_{ai} \sigma_i. \quad (6.14)$$

Свободные пробеги иногда называют также длинами взаимодействия (длина рассеяния, длина захвата).

Источники нейтронов

Изотопные источники нейтронов. В ядерной геофизике находят широкое применение ампульные источники, в которых нейтроны образуются в результате ядерной реакции. Обычно используют реакции типа (α, n) и (γ, n) . α -Частицы или γ -кванты испускаются радиоактивными изотопами, мишенями служат легкие элементы, такие, как дейтерий, литий, бериллий, бор.

Характеристика некоторых применяемых на практике ампульных источников нейтронов дана в табл. 6.3.

Таблица 6.3

Ампульные изотопные источники нейтронов

Источник	Период полураспада	Преимущественная энергия нейтронов, Мэв	Примерный выход нейтронов на 1 кюри излучателя, нейтрон/сек	Число γ -квантов на 1 нейтрон
Ra+Be	1620 дней	3,5—6,5	$1,7 \cdot 10^7$	10^4
Po+Be	138 дней	2,6—5,2	$3 \cdot 10^6$	1
Po+B	138 дней	2,1—3,2	$0,9 \cdot 10^6$	—
Pu+Be	24 410 лет	3,0—5,5	$1,7 \cdot 10^6$	—

Генераторы нейтронов и ядерные реакторы. В последнее время для ядерногеофизических исследований применяют довольно сложную технику экспериментальной ядерной физики — ускорители заряженных частиц и ядерные реакторы [5, 6]. С помощью ускорителей можно получить интенсивные потоки электронов, протонов, дейтонов и других частиц. Торможение ускоренных частиц в материале мишеней или ядерные реакции, идущие под действием частиц, являются источником мощных

потоков γ -квантов и нейтронов. Ядерные реакторы дают наиболее интенсивные потоки нейтронов. По сравнению с изотопными источниками ускорители и реакторы имеют ряд преимуществ: управление работой источника и безопасность обращения с неработающей установкой, возможность изменения энергии излучения, получение γ -квантов и нейтронов больших энергий, мощные потоки, превышающие потоки от изотопных источников на несколько порядков. Очевидным недостатком ускорителей и реакторов по сравнению с изотопными источниками является сложное устройство, значительно меньшая надежность, ограниченный рабочий ресурс и большие габариты.

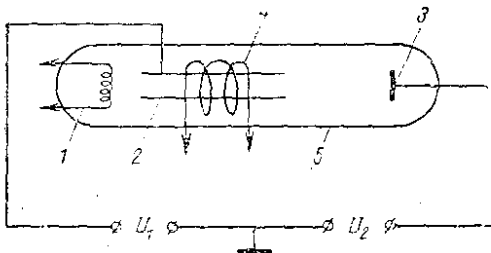


Рис. 6.3. Принципиальная схема основных элементов генератора нейтронов:

1 — катод; 2 — цилиндрический анод; 3 — электрод с мишенью; 4 — катушка; 5 — герметичный стеклянный баллон; U_1 — питание анода; U_2 — высоковольтное питание электрода мишени.

(бетатрон, циклотрон, синхрофазотрон) [7]. В ядерной физике наиболее широкое применение нашли линейные ускорители (стационарные и импульсные генераторы нейтронов) и бетатрон (ускоритель электронов в переменном магнитном поле). Рассмотрим принцип работы одного из ускорителей на примере скважинного генератора нейтронов.

Основным элементом генератора нейтронов является ускорительная трубка с мишенью (рис. 6.3). Катод при нагревании испускает электроны, которые под действием электрического поля анода и продольного магнитного поля катушки могут перемещаться внутри цилиндрического анода. Переменное напряжение на аноде и в катушке вызывает колебательное движение электронов, во время которого происходит ионизация заполняющего баллон газа дейтерия. Под действием высокого (около 150 кВ) потенциала на электроде положительно заряженные ионы дейтерия ускоряются и бомбардируют расположенную внутри электрода мишень (цирконий или титан, насыщенные тритием). По реакции $T^3(d, h)He^4$ образуются нейтроны с энергией 14 Мэв. Импульсный или стационарный режим работы генератора зависит от того, является ли высокое напряжение U_2 переменным или постоянным.

Разработанные к настоящему времени скважинные генераторы нейтронов имеют диаметр 80—120 мм. Мощность генератора достигает 10^6 — 10^8 нейтрон/сек. Импульсные генераторы работают с частотой несколько сот герц и создают импульсы

длительностью примерно 50—500 мксек. Использование импульсного режима работы открывает новые методические возможности при изучении горных пород и руд.

Методы регистрации нейтронного излучения

Пропорциональные счетчики. В ядерной геофизике широкое применение нашли цилиндрические борные счетчики, представляющие собой стеклянный баллон с металлическим внутренним покрытием (катод) и натянутую по оси цилиндра металлическую нить (анод). Баллон счетчика герметически закрыт и заполнен газовой смесью, содержащей соединения изотопа B^{10} — трехфтористый бор BF_3 . Изотоп B^{10} обладает аномально большим сечением захвата тепловых нейтронов (3990 барн). По реакции $B^{10} (n, \alpha) Li^7$ образуются α -частица и ядро лития, которые производят ионизацию газа в счетчике. Изотоп Li^7 обычно находится в возбужденном состоянии и переходит в основное, испуская квант γ -излучения с энергией 0,48 Мэв.

Нейтронный поток часто сопровождается интенсивным γ -излучением. Импульсы, возникающие в пропорциональном счетчике под действием γ -излучения, значительно меньше по амплитуде, чем импульсы, соответствующие нейтронам. Устранение γ -фона достигается пороговой дискриминацией импульсов малой амплитуды на выходе счетчика.

Эффективность регистрации тепловых нейтронов пропорциональным борным счетчиком определяется вероятностью реакции на ядрах B^{10} , так как вероятность регистрации образующихся заряженных частиц близка к единице. Счетчики различных типов имеют эффективность до 10—20%.

Счетная характеристика пропорционального счетчика (зависимость скорости счета от напряжения на счетчике при постоянном уровне облучения) имеет такой же вид, как характеристика счетчика Гейгера — Мюллера (см. гл. 1). Рабочей областью является близкий к горизонтальному участок характеристики — плато. Наклон плато у борных счетчиков не превышает 5% на 100 в. Параметры некоторых выпускаемых промышленностью счетчиков даны в табл. 6.4.

Пропорциональные борные счетчики

Таблица 6.4

Тип счетчика	Рабочее напряжение, в	Размеры счетчика, мм		Рабочий диапазон температур, °С
		Длина	Диаметр	
СНМ-3	700—1000	135	18	0—30
СНМ-5	1200—1800	300	35	20—30
СНМ-7	1800—2500	650	35	5—30
СНМ-9	1000—1600	133	20	0—50

Борные счетчики используют также для регистрации надтепловых нейтронов. В этом случае счетчик окружают кадмием, который поглощает тепловые нейтроны (сечение захвата равно 2500 *барн*), и слоем парафина, в котором замедляются до тепловых энергий нейтроны, прошедшие через слой кадмия.

Борные счетчики используют также для регистрации надтепловых нейтронов. В этом случае счетчик окружают кадмием, который поглощает тепловые нейтроны (сечение захвата равно 2500 *барн*), и слоем парафина, в котором замедляются до тепловых энергий нейтроны, прошедшие через слой кадмия. Толщина кадмиевого фильтра 0,5—1,0 *мм*, а слоя парафина — около 10 *мм*.

Сцинтилляционные счетчики. От сцинтилляционных счетчиков γ -квантов (см. гл. I) счетчики нейтронов отличаются только типом сцинтиллятора.

Сцинтилляционные счетчики медленных нейтронов имеют в составе люминофора изотопы B^{10} или Li^6 , обладающие большими сечениями захвата тепловых нейтронов. Возбуждение люминофора происходит за счет образующихся при реакции α -частицы и ядра отдачи.

Применяют монокристаллы $LiI(Tl)$, а также литиевые стекла. Эффективность литиевых сцинтилляционных счетчиков при регистрации тепловых нейтронов достигает 100%. γ -Излучение создает в таких счетчиках импульсы малой амплитуды, которые устраняются с помощью дискриминатора.

Борные сцинтилляционные детекторы медленных нейтронов изготавливают в виде смеси сернистого цинка с бором, нанесенной на внутреннюю поверхность полого цилиндра. Прозрачный торец цилиндра сочленяют с ФЭУ. Борные счетчики имеют эффективность 10—20% и очень слабо чувствительны к γ -излучению.

Существуют сцинтилляционные счетчики быстрых нейтронов. Они представляют собой прозрачную водородсодержащую пластмассу, в которой взвешен сернистый цинк. Регистрация быстрых нейтронов производится за счет протонов, возникающих при рассеянии быстрых нейтронов на ядрах водорода.

Следует отметить, что тепловые нейтроны активируют ряд люминофоров. Например, на ядрах Na^{23} и I^{127} , входящих в состав неорганических люминофоров, идут реакции $Na^{23}(n, \gamma)Na^{24}$ и $I^{127}(n, \gamma)I^{128}$. Периоды полураспада образующихся изотопов Na^{24} и I^{128} равны соответственно 15 *ч* и 25 *мин*. При регистрации других видов излучения в присутствии потоков нейтронов сцинтилляторы для устранения активации необходимо защищать кадмиевыми фильтрами.

Активационный метод регистрации нейтронов. Некоторые стабильные изотопы, образующие под действием нейтронного излучения радиоактивные ядра, используют в качестве нейтронноактивационных детекторов. При регистрации нейтронного из-

лучения по наведенной активности стабильный изотоп облучается нейтронами в течение определенного времени, а затем с помощью любых детекторов измеряют β - или γ -активность образовавшихся радиоактивных ядер. Величина наведенной активности пропорциональна потоку нейтронного излучения.

В качестве нейтронноактивационных детекторов обычно используют фольгу или пластину из индия, золота, серебра, рения и некоторых других веществ толщиной около $0,1 \text{ мг/см}^2$. Перечисленные вещества имеют большие резонансные сечения захвата, поэтому являются селективными детекторами нейтронов определенных энергетических групп (табл. 6.5). Чтобы избежать регистрации тепловых нейтронов, сечения захвата которых активационными индикаторами также имеют заметную величину, детектор окружают слоем кадмия или бора.

Таблица 6.5

Свойства нейтронноактивационных детекторов

Элемент-мишень	Энергия резонансных нейтронов, эв	Сечение резонанса, барн	Период полураспада ядра-продукта	Основная активность, Мэв (%)	
				β -излучение	γ -излучение
In	1,45	27 000	54 мин	1,0 (51) 0,87 (28) 0,60 (21)	2,09 (25) 1,49 (21) 1,27 (75) 1,08 (51) 0,41 (25)
Ag	5,2	7600	2,4 мин (Ag ¹⁰⁸)	1,77 (97)	—
			24 сек (Ag ¹¹⁰)	2,84 (40) 2,16 (60)	0,656 (60)
Re	2,18	3400	88,9 ч (Re ¹⁸⁶)	1,07 (70) 0,93 (22)	—
			16,7 ч (Re ¹⁸⁸)	2,12 (80) 2,00 (18)	0,63 (15) 0,48 (10)

Спектрометрия нейтронного излучения. Все рассмотренные в настоящей главе методы и детекторы, предназначенные для регистрации нейтронов, имеют избирательную чувствительность к нейтронам узких или достаточно широких энергетических интервалов, но с их помощью нельзя измерить спектр нейтронного излучения с хорошим разрешением. Для этих целей в ядерной физике используют два метода: метод выделения по времени пролета и метод пространственного разделения при дифракции от кристалла [8]. Для осуществления обоих методов требуются громоздкая аппаратура и условия лаборатории.

В ядерной геофизике возникает необходимость измерить спектр тепловых и медленных нейтронов. Удовлетворительных методов и соответствующей портативной аппаратуры пока нет. Приближенное измерение интегрального спектра можно выполнить методом пропускания, комбинируя детектор тепловых или резонансных нейтронов с фильтрами различной толщины. Например, борные фильтры толщиной 0,1; 0,2 и 0,4 г/см² поглощают нейтроны с энергией 1, 2 и 8 эв. Последовательные измерения с различными фильтрами и соответствующая обработка результатов позволяют получить дифференциальный спектр нейтронов в интервале 1÷10 эв.

§ 6.2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

В ядерной геофизике используют эффекты, вызываемые главным образом нейтронами небольших энергий — порядка 1 эв и ниже. Поэтому формирование нейтронного поля в качестве первого этапа включает в себя процесс замедления быстрых нейтронов, испускаемых источником; второй этап — термализация и диффузия замедлившихся нейтронов. Обе задачи решают как в стационарном варианте, так и в нестационарном, получая в последнем случае пространственно-энергетически-временное распределение нейтронов.

Для нейтронов известно кинетическое уравнение переноса, аналогичное уравнению переноса γ -квантов (см. гл. 1). Строгие методы решения задачи переноса нейтронов основываются на использовании указанного уравнения, существование и единственность решения которого доказал М. В. Масленников [1]. И. Г. Дядькин с помощью предложенного им метода парциальных вероятностей нашел решение кинетического уравнения в виде суммы многократных интегралов от известных функций [9], однако это решение громоздко, что затрудняет получение и анализ результатов.

С момента зарождения нейтронных методов ядерной геофизики и до настоящего времени, начиная с первых работ Ю. П. Булашевича [10] и С. А. Кантора [11], все основные закономерности нейтронных полей изучались на основе приближенных моделей процесса замедления. К числу наиболее важных приближенных методов решения уравнения переноса относятся диффузионное приближение, возрастное приближение и метод групп. обстоятельный обзор методов решения стационарной задачи переноса нейтронов содержится в работе [2]. Наиболее важные теоретические результаты по изучению полей нейтронов в однородных средах получены в работах Д. А. Кожевникова [12], В. Ф. Захарченко [13], И. А. Казачка [14] и других исследователей.

Следует отметить успешное применение для решения задачи переноса нейтронов метода Монте-Карло [15]. Общая схема

решения аналогична схемам, используемым в теории переноса γ -квантов (см. гл. 1). Рассмотрим методы расчета нейтронных полей, ограничившись случаем однородной безграничной среды.

Стационарное замедление нейтронов

Кинетическое уравнение. Исходное уравнение для функции $N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ распределения нейтронов следующее [16]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\mathbf{v} \operatorname{grad} N - \frac{v}{l} N + \int \frac{v'}{l'} W(\mathbf{p}', \mathbf{p}) N(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t) d\mathbf{p}' + S(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (6.15)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость нейтронов; l — длина свободного пробега; $W(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ — функция рассеяния нейтронов с изменением импульса с $\mathbf{p}'$ на $\mathbf{p}$; $N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — число нейтронов в единице объема (плотность нейтронов) в точке пространства $\mathbf{r}$ в момент времени t , имеющих импульс $\mathbf{p}$; $S(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция источника нейтронов.

Физический смысл уравнения (6.15) аналогичен рассмотренному для кинетического уравнения переноса γ -квантов (см. гл. 1): изменение числа нейтронов в элементе фазового пространства $d\mathbf{r}d\mathbf{p}dt$ обусловлено их утечкой в результате свободного движения (первый член правой части), уходом в результате столкновения с атомами (второй член), рождением в результате рассеяния нейтронов более высоких энергий (третий член) и привнесом за счет источников (четвертый член).

Исследование кинетического уравнения обычно ведется в переменных

$$u = \ln \frac{E_0}{E} \quad \text{и} \quad \Omega = \frac{\mathbf{v}}{v},$$

где u — логарифмическая энергия нейтрона; Ω — единичный вектор движения нейтрона. Кроме функции плотности нейтронов $N(\mathbf{r}, u, \Omega, t)$ в рассмотрение вводят функцию плотности столкновений $\psi(\mathbf{r}, u, \Omega, t)$, выражающую число столкновений нейтронов с ядрами в единице объема и в единицу времени, и плотность замедления $q(\mathbf{r}, u, \Omega, t)$, которая показывает число нейтронов в единице объема, переходящих в единицу времени данное значение энергии u . Приближенная связь между тремя перечисленными функциями распределения

$$N = \frac{l_s}{v} \psi = \frac{l_s}{v\xi} \left(\frac{\xi^2}{2\xi} \frac{\partial q}{\partial u} + q \right), \quad (6.16)$$

где ξ — средняя логарифмическая потеря энергии; ξ^2 — средний квадрат логарифмической потери энергии; l_s — свободный пробег по отношению к рассеянию.

Диффузионное приближение. Плотность нейтронов и, следовательно, плотность столкновений $\psi(\mathbf{r}, u, \Omega)$ зависит от угла между векторами $\mathbf{r}$ и $\mathbf{p}$. Поэтому решение кинетического уравнения представляют в виде разложения по полиномам Лежандра. Диффузионное приближение определяется условием $u \gg 1$. Оно отражает распределение нейтронов после большого числа столкновений и справедливо в областях пространства, размеры которых значительно превосходят длину свободного пробега l_s нейтронов по отношению к рассеянию. При указанных условиях в разложении функции ψ можно ограничиться двумя членами:

$$\psi(\mathbf{r}, u, \Omega) = \frac{1}{4\pi} [\psi_0(\mathbf{r}, u) + 3\Omega\psi_1(\mathbf{r}, u)], \quad (6.17)$$

для которых, пренебрегая захватом нейтронов ($\Sigma_3=0$, $l=l_3$), получают следующую систему уравнений диффузионного приближения [2]:

$$\left. \begin{aligned} \psi_0 + l \operatorname{div} \psi_1 &= \int_0^u du' \psi_0(\mathbf{r}, u') f_0(u-u') + S(\mathbf{r}, u); \\ \psi_1 + \frac{l}{3} \operatorname{grad} \psi_0 &= \int_0^u du' f_1(u-u') \psi_1(\mathbf{r}, u'). \end{aligned} \right\} \quad (6.18)$$

В уравнениях (6.18) $f_0(u-u')$ и $f_1(u-u')$ угловые моменты функции рассеяния, однозначно связанные с функцией $W(\mathbf{p}', \mathbf{p})$. Аналогичную систему уравнений диффузионного приближения легко получить для плотности замедления $q(\mathbf{r}, u)$.

Уравнение возраста. Решение системы диффузионного приближения достаточно сложно. Следующим шагом является упрощение энергетических зависимостей: 1) предполагают, что функции ψ_0 и ψ_1 медленно меняются с изменением u ; 2) пренебрегают величиной ξ^2 по сравнению с ξ . Это дает систему возрастного приближения, которая сводится к следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{1}{3} \frac{l^2}{1 - \frac{2}{3M}} \Delta \psi_0 - \xi \frac{\partial \psi_0}{\partial u} = -S(\mathbf{r}, u). \quad (6.19)$$

Аналогичное уравнение для плотности замедления

$$\Delta q_0 - \frac{\partial q_0}{\partial \tau_0} = -S(\mathbf{r}) \delta(\tau_0), \quad (6.20)$$

где $S(\mathbf{r})$ — функция источника (для точечного источника, расположенного в начале координат, $S(\mathbf{r}) = Q_0 \delta(\mathbf{r})$; τ_0 — фермиевский возраст нейтрона.

По определению,

$$\tau_0(u) = \frac{\bar{r}^2}{6} = \frac{1}{6} \frac{\int r^2 \psi_0(\mathbf{r}, u) d\mathbf{r}}{\int \psi_0(\mathbf{r}, u) d\mathbf{r}} = \int_0^u \frac{l^2(u') du'}{3\xi \left(1 - \frac{2}{3M}\right)}, \quad (6.21)$$

где $\bar{r}^2$ — средний квадрат расстояния, на которое смещается нейтрон в процессе замедления. Формула (6.21) справедлива для $u \gg 1$ ($E \ll E_0$).

Решением уравнения (6.20) является кривая распределения Гаусса

$$q_0 = \frac{Q_0}{\pi^{3/2} (2L)^3} \exp\left(-\frac{r^2}{4L^2}\right), \quad (6.22)$$

где $L = \sqrt{\tau_0}$ — тормозная длина (длина замедления нейтрона); Q_0 — мощность источника нейтронов.

Плотность нейтронов N_0 и плотность столкновений ψ_0 легко получить из уравнения (6.22), используя следующее соотношение, справедливое в рамках возрастного приближения:

$$N_0 = \frac{1}{v} \psi_0 = \frac{1}{\xi v} q_0 \quad (6.23)$$

[получено из (6.16) при условии $\frac{dq}{du} \approx 0$].

Границы применимости возрастного приближения детально исследовал Д. А. Кожевников [17]. Возрастное приближение совпадает с точным решением на небольших расстояниях от источника:

$$r < R_0(u) = \frac{\tau_0(u)}{l_0}, \quad (6.24)$$

где l_0 — свободный пробег первичного нейтрона. Численный анализ граничного критерия $R_0(u)$ показывает (рис. 6.4), что возрастное приближение справедливо в широких пределах (на расстояниях до 80 см от источника) в тяжелом замедлителе; повышение влажности сужает область до $r < 5 \div 10$ см.

Замедление нейтронов в водородсодержащей среде. Возрастное приближение неприменимо к водороду (для водорода $\xi^2 = \xi = 1$). Однако для водородсодержащей среды возможны упрощения диффузионного приближения, основанные на специфических особенностях функций рассеяния f_0 и f_1 . В. Ф. Захарченко получил следующее диффузионное уравнение в так называемом приближении Грейлинг — Гертцеля [2]:

$$\Delta q_0 - \frac{\partial q_0}{\partial \tau_0} + \frac{\gamma}{\xi} \frac{u_t}{3} \Delta \frac{\partial q_0}{\partial \tau_0} = -S(r) \delta(\tau_0), \quad (6.25)$$

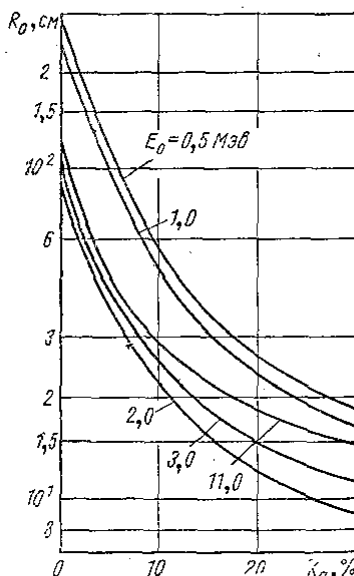


Рис. 6.4. Границы применимости возрастного приближения для быстрых ($E = 1,46$ эв) нейтронов различных начальных энергий E_0 в песчанике как функция влагосодержания (коэффициента пористости k_n) [17].

где

$$\gamma = \frac{\xi^2}{2\xi}; \quad l_t = \frac{l}{1 - \cos \theta} = \frac{l}{1 - \frac{2}{3M}}$$

(l_t — транспортная длина свободного пробега, показывающая смещение нейтрона с учетом угловой анизотропии рассеяния).

Для точечного моноэнергетического источника решение уравнения (6.25) выражается интегралом

$$q_0(r, u) = \frac{Q_0}{2\pi^2 r} \int_0^\infty k Q(k, u) \sin kr dk,$$

где

$$Q(k, u) = \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l^0 l_t^0}{3} k^2} \exp \left(- \int_0^u \frac{k^2 \frac{l_t}{3\xi} du}{1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_t}{3} k^2} \right)$$

(l^0 относится к первичному нейтрону).

Уравнение (6.25) обобщается для случая замедления в водородсодержащей среде при наличии поглощения нейтронов добавлением в левую часть члена

$$- \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s}{l_c} \frac{\partial q_0}{\partial \tau_0} = - \frac{3}{l_c l_t} q_0.$$

Метод групп. В общем случае перенос нейтронов — много-скоростная задача, требующая учета изменения энергии нейтрона в процессе замедления. В методе групп многоскоростная задача сводится к последовательности односкоростных задач. Исходными соотношениями могут быть кинетическое уравнение, система диффузионных уравнений, уравнение возраста и т. д. Рассмотрим метод групп на примере уравнения возраста (6.19), записав его для плотности замедления следующим образом:

$$\frac{1}{3} \frac{l_t}{\xi} \Delta q - \frac{\partial q}{\partial u} = -S(r, u). \quad (6.26)$$

Принимая l , l_t , ξ постоянными в пределах каждой энергетической группы нейтронов и считая, что $q(r, u)$ равна ее значению на границе энергетического интервала, получим для двух групп следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \Delta q_1 - \frac{q_1}{L_1^2} &= - \frac{Q_0 \delta(r)}{L_1^2}; \\ \Delta q_2 - \frac{q_2}{L_2^2} &= - \frac{q_1}{L_2^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6.27)$$

Как видно, источником нейтронов второй группы является решение q_1 первого уравнения, поэтому система решается после-

довательно. Значения длин замедления L_1 и L_2 (групповые константы) очевидны из соотношения $L^2 = \tau_0$ и выражения (6.21):

$$L_1^2 = \frac{u_t}{3\xi} \ln \frac{E_0}{E_1}; \quad L_2^2 = \frac{u_t}{3\xi} \ln \frac{E_1}{E_2}.$$

Решение уравнения (6.27) для точечного источника в однородной безграничной среде имеет вид

$$q_2 = \frac{Q_0}{4\pi(L_2^2 - L_1^2)} \frac{1}{r} \left[\exp\left(-\frac{r}{L_2}\right) - \exp\left(-\frac{r}{L_1}\right) \right]. \quad (6.28)$$

Интересно рассмотреть два частных случая двухгруппового приближения.

Когда все быстрые нейтроны составляют одну группу, необходимо принять $L_1 = L$ и $L_2 = 0$. В этом случае

$$q = \frac{Q_0}{4\pi L^2} \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{L}\right). \quad (6.29)$$

Если положить $L_1 = L_2$, то после вычисления предела в формуле (6.28) получим

$$q = \frac{Q_0}{8\pi L_k^3} \exp\left(-\frac{r}{L_k}\right), \quad (6.30)$$

где

$$L_k^2 = \frac{u_t}{6\xi} \ln \frac{E_0}{E} = \frac{1}{2} L^2.$$

Экспоненциальная зависимость (6.30) использовалась в первых работах по теории нейтронных методов [10, 11]; как видно, она эквивалентна двухгрупповому приближению с равными групповыми константами.

Метод групп при наличии поглощения. Рассмотрим двухгрупповое решение для случая водородсодержащего замедлителя с поглощением нейтронов только во второй группе (учет поглощения в первой группе в большинстве задач нейтронных методов нецелесообразен). Будем исходить из диффузионного уравнения в приближении Грейлинг—Гертцеля (6.25), обобщенного на случай замедления с поглощением нейтронов.

Система групповых уравнений для рассматриваемого случая имеет следующий вид [2]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta q_1 - \frac{q_1}{L_1^2} &= -\frac{S(r)}{L_1^2}; \\ \Delta q_2 - \frac{q_2}{L_2^2} &= \frac{p_2 q_2}{L_2^2} + \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \Delta q_1, \end{aligned} \right\} \quad (6.31)$$

где

$$L_i^2 = \frac{\left(1 + \frac{\gamma}{\Delta u_j}\right)}{3(1 - \cos \theta)} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{l_s^2 du}{\xi + \gamma \frac{l_s}{l_c}};$$

$$\Delta u_j = u_j - u_{j-1};$$

$$p_2 = \exp\left(-\int_{u_1}^{u_2} B(u) du\right);$$

$$B(u) = \frac{l_s}{\xi l_c \left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s}{l_c}\right)}.$$

Решение системы (6.31) позволяет определить плотность замедления нейтронов в поглощающей водородсодержащей среде:

$$q_2 = q = \frac{Q_0}{4\pi(L_1^2 - L_2^2)} \frac{1}{r} \left[\left(p_2 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \frac{L_2^2}{L_1^2} \right) \right] \times \\ \times \exp\left(-\frac{r}{L_1}\right) - \left(p_2 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \right) \exp\left(-\frac{r}{L_2^2}\right). \quad (6.32)$$

Часто интервал летаргии Δu_2 , в котором происходит поглощение нейтронов, невелик и L_2 в несколько раз меньше L_1 . В этом случае вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь, и решение принимает вид

$$q = \frac{Q_0}{4\pi(L_1^2 - L_2^2)} \frac{1}{r} \left(p_2 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \frac{L_2^2}{L_1^2} \right) \exp\left(-\frac{r}{L_1}\right), \quad (6.33)$$

т. е. пространственное распределение нейтронов определяется первой группой, в которой поглощение не происходит, а поглощение нейтронов второй группы учитывается множителем, стоящим в круглых скобках.

Важный вывод можно сделать, анализируя решение (6.33) для случая, когда поглощение нейтронов отсутствует ($p_2=1$). Как показал В. Ф. Захарченко [2], сводя решение (6.33) к одnogрупповому приближению, получают выражения, практически совпадающие с (6.29) и (6.30). Другими словами, метод групп в одnogрупповом приближении дает идентичные результаты как для тяжелого замедлителя (исходное приближение — возрастное), так и для водородсодержащего (приближение Грейлинг — Гертцеля).

О границах применимости метода групп. Решение задачи переноса нейтронов в одно- и двухгрупповом приближении под-

чиняется условием применимости диффузионного приближения и дополнительным ограничением, связанным с энергетическими упрощениями [2].

Первое условие выполняется для больших значений лентаргии ($u \gg 1$) в точках пространства $r > L$. Условия, связанные с энергетическими упрощениями, лучше выполняются на расстояниях $r \approx 2L$, причем точность приближения повышается и область применимости расширяется в замедлителях с большим содержанием водорода.

Стационарное распределение тепловых нейтронов

Исходное дифференциальное уравнение. Замедление нейтронов условно ограничивают энергиями $E > 1$ эв. При $E < 1$ эв начинается этап термализации и диффузии нейтронов, на котором происходит обмен энергией между нейтроном, с одной стороны, молекулами и кристаллической решеткой — с другой. Обмен энергией между нейтроном и атомами среды приводит к установлению термодинамического равновесия, при котором распределение нейтронов описывается законом Максвелла — Больцмана

$$f(E, T) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (6.34)$$

с наиболее вероятной энергией

$$\bar{E} = kT,$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура нейтронов ($^{\circ}\text{K}$), совпадающая с температурой среды.

Нейтроны с энергией $\bar{E}$ составляют группу тепловых. Пространственное распределение тепловых нейтронов подчиняется односкоростному кинетическому уравнению, точное решение которого на расстояниях больше длины свободного пробега в средах со слабым поглощением нейтронов ($\sigma_c \ll \sigma_s$) практически совпадает с диффузионным приближением.

Дифференциальное уравнение диффузионного приближения односкоростной задачи имеет вид обычного уравнения диффузии частиц с ограниченным временем жизни:

$$\Delta n - \frac{n}{L_d^2} = -\frac{q(r)}{D}, \quad (6.35)$$

где $n(r)$ — плотность тепловых нейтронов; L_d — диффузионная длина; $q(r)$ — функция источников тепловых нейтронов, в качестве которой обычно используют плотность замедления быстрых нейтронов; D — коэффициент диффузии.

Параметры L_d и D следующим образом связаны со свободными пробегами тепловых нейтронов по отношению к рассея-

нию и захвату:

$$L_d^2 = \frac{l_s l_c}{3}; \quad (6.36)$$

$$D = \frac{l_s v}{3}. \quad (6.37)$$

Кроме того, в теории диффузии вводят еще время жизни теплового нейтрона:

$$\tau = \frac{l_c}{v}. \quad (6.38)$$

Решение уравнения (6.35) имеет вид

$$n(r) = \frac{1}{4\pi D} \int_0^\infty \frac{\left(\exp - \frac{|r-r'|}{L_d} \right)}{|r-r'|} q(r') dr'. \quad (6.39)$$

Конкретный вид решения (6.39) зависит от выбора функции замедления $q(r)$. Следует отметить, что обычно длина замедления быстрых нейтронов больше длины диффузии тепловых нейтронов. По этой причине точность решения задачи и пространственное распределение тепловых нейтронов определяются приближениями, допущенными при расчете замедления нейтронов. Неточности описания группы тепловых нейтронов входят в окончательный результат со значительно меньшим весом.

Распределение тепловых нейтронов в возрастном приближении. Исходным является выражение для плотности замедления (6.22). Подставив выражение (6.22) в решение (6.39) и выполнив интегрирование, получим

$$n(r) = \frac{Q_0}{8\pi D r} \exp\left(\frac{L}{L_d}\right)^2 \left\{ \exp\left(-\frac{r}{L_d}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{L}{L_d} - \frac{r}{2L}\right) \right] - \exp\left(\frac{r}{L_d}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{L}{L_d} + \frac{r}{2L}\right) \right] \right\}, \quad (6.40)$$

где $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ — интеграл ошибок.

Выражение (6.40) получено Ю. П. Булашевичем [10]. Его можно значительно упростить, воспользовавшись асимптотическим представлением интеграла ошибок и соотношением $L > 2L_d$, которое практически всегда имеет место. Тогда в границах применимости возрастного приближения распределение тепловых нейтронов будет

$$n(r) = \frac{Q_0 \tau}{\pi^{3/2} (2L)^3} \exp\left(-\frac{r^2}{4L^2}\right), \quad (6.41)$$

т. е. оно отличается от гауссовского распределения (6.22) только множителем τ (время жизни теплового нейтрона).

Распределение тепловых нейтронов в водородсодержащем замедлителе. Возрастное приближение, как уже отмечено, мало пригодно для описания нейтронного поля в средах с большим содержанием водорода. Воспользуемся приближенными схемами метода групп.

Используя выражение (6.29) для плотности замедления в одnogрупповом приближении, получаем распределение тепловых нейтронов в так называемом двухгрупповом приближении:

$$n(r) = \frac{Q_0 \tau}{4\pi(L^2 - L_d^2)} \frac{1}{r} \left[\exp\left(-\frac{r}{L}\right) - \exp\left(-\frac{r}{L_d}\right) \right]. \quad (6.42)$$

При $L \gg L_d$ в области пространства $r > L$ вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь. Тогда решение (6.42) упрощается:

$$n(r) \approx \frac{Q_0 \tau}{4\pi L^2 r} \exp\left(-\frac{r}{L}\right). \quad (6.43)$$

Если в качестве исходного взять $q(r)$ в двухгрупповом приближении с равными групповыми константами (см. формулу (6.30)], то получим [11]

$$n(r) = \frac{Q_0 \tau}{8\pi L_k (L_k^2 - L_d^2)} \left\{ \exp\left(-\frac{r}{L_k}\right) - \frac{2L_k L_d^2}{r(L_k^2 - L_d^2)} \left[\exp\left(-\frac{r}{L_k}\right) - \exp\left(-\frac{r}{L_d}\right) \right] \right\}, \quad (6.44)$$

где $L_k^2 = \frac{1}{2} L^2$. Здесь также возможны упрощения при тех же условиях ($L_k \gg L_d$, $r > L_k$):

$$n(r) \approx \frac{Q_0 \tau}{8\pi L_k^2} \exp\left(-\frac{r}{L_k}\right). \quad (6.45)$$

Замечание о связи между плотностью замедления и плотностью тепловых нейтронов. Анализируя формулы (6.41), (6.43) и (6.45), нетрудно отметить общий характер связи между плотностью замедления $q(r)$ и плотностью $n(r)$ тепловых нейтронов:

$$n(r) = \tau q(r). \quad (6.46)$$

Равенство (6.46) — приближенное и имеет место, как следует из изложенного выше, в тех случаях, когда перенос нейтронов в процессе замедления преобладает над переносом в процессе диффузии ($L \gg L_d$). Кроме того, равенство (6.46) справедливо в областях, границы которых определяются выбранной моделью процесса замедления.

Нестационарное замедление и диффузия нейтронов

Интерес к нестационарным задачам нейтронометрии возник в связи с разработкой и применением импульсных генераторов нейтронов [18]. Наиболее полно нестационарное распределение нейтронов в однородной среде применительно к задачам ядерной геофизики рассмотрел В. Ф. Захарченко [13].

Нестационарное замедление. Исходное дифференциальное уравнение, полученное в диффузионном приближении с использованием синтетических функций рассеяния Грейлинг—Гертцеля, имеет вид [13]

$$\frac{l}{v\xi} \frac{\partial}{\partial t} \left(\gamma \frac{\partial q}{\partial u} + q \right) - \frac{l_t}{3\xi} \Delta \left(\gamma \frac{\partial q}{\partial u} + q \right) + \frac{qp}{\partial u} = S(r, u, t). \quad (6.47)$$

Входящая в уравнение (6.47) транспортная длина l_t является усредненной по числу столкновений во всем пространстве в течение всего времени:

$$l_t = \frac{\int l_t \Psi(r, u, t) dr dt}{\int \Psi(r, u, t) dr dt}. \quad (6.48)$$

В стационарном случае уравнение (6.47) переходит в рассмотренное ранее уравнение (6.25).

Вначале рассмотрим энергетически-временное (усредненное по пространству) распределение нейтронов, выражаемое функцией $q(u, t)$:

$$q(u, t) = \int dr q(r, u, t). \quad (6.49)$$

Решение уравнения (6.47) для функции $q(u, t)$ в моменты времени, превосходящие время первого столкновения $\left(t \gg \frac{l_0}{v_0}, \frac{v}{v_0} \ll 1 \right)$, в случае точечного источника $[S(u, t) = Q_0 \delta(u) \delta(t)]$ следующее:

$$q(u, t) = \frac{Q_0 \xi v}{l\gamma} \left(\frac{\xi v t}{l\gamma} \right)^{\frac{2}{\gamma} - 1} \frac{1}{\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}\right)} \exp\left(-\frac{\xi v t}{l\gamma}\right), \quad (6.50)$$

где $\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}\right)$ — гамма-функция;

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{x-1} dt.$$

Основными характеристиками распределения (6.50) являются среднее время замедления

$$t_s = \int_0^{\infty} t q(t) dt = \frac{2l}{\xi v}. \quad (6.51)$$

и дисперсия

$$\sigma_q^2 = \overline{(t - t_3)^2} = \int_0^\infty (t - t_3)^2 q(t) dt. \quad (6.52)$$

Дисперсия σ_q дает представление о распылении нейтронного импульса во времени в процессе замедления.

Для общего решения уравнение (6.47) при временах $t \approx t_3$ справедливо следующее мультипликативное представление:

$$q(r, u, t) = q(r, u) q(u, t) [1 + \varepsilon(r, u, t)], \quad (6.53)$$

где $q(r, u)$ — функция стационарного распределения нейтронов; $\varepsilon(r, u, t)$ — корреляционная поправка.

На средних расстояниях от источника корреляционная поправка мала по сравнению с единицей, и в этом случае

$$q(r, u, t) = q(r, u) q(u, t),$$

т. е. решение нестационарной задачи равно произведению найденного ранее временного распределения (6.50) на решение стационарной задачи.

При больших временах ($t \gg t_3$) нестационарная плотность замедления равна

$$q(r, u, t) = \frac{Q_0 q(u, t)}{8\pi^{3/2} L^3(t)} \exp \left[-\frac{r^2}{4L^2(t)} \right], \quad (6.54)$$

где $L(t) = \left[\frac{\bar{r}^2(t)}{6} \right]^{1/2}$

есть длина замедления в нестационарной задаче; $\bar{r}^2(t)$ — средний квадрат смещения нейтрона от источника (по прямой) в процессе замедления; по определению,

$$\bar{r}^2(t) = \frac{\int r^2 \psi(r, t) dr}{\int \psi(r, t) dr}.$$

Координатная часть решения (6.54) представляет собой гауссовское распределение, в котором длина замедления увеличивается со временем

$$L^2(t) = \int_0^u \frac{v' l'_t du'}{3\xi} + \frac{l_0 v}{3} t. \quad (6.55)$$

Нестационарное поле тепловых нейтронов. Пространственно-временное распределение тепловых нейтронов можно рассматривать в рамках односкоростной задачи, диффузионное приближение которой приводит к уравнению [13]:

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} - D \Delta n(r, t) + \frac{n(r, t)}{\tau} = q(r, t), \quad (6.56)$$

где $q(r, t)$ — источник тепловых нейтронов (плотность замедления); $D = \frac{l_0 v}{3}$ — коэффициент диффузии; $\tau = l_0/v$ — время жизни

теплового нейтрона. В общем виде решение уравнения (6.56) можно представить сверткой диффузионной функции влияния $G(\mathbf{r}, t)$ и функции источника $q(\mathbf{r}, t)$:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r}' \int_0^t dt' G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') q(\mathbf{r}', t'), \quad (6.57)$$

где

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = \frac{\exp\left(-\frac{t - t'}{\tau}\right)}{[4\pi D(t - t')]^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{4D(t - t')}\right].$$

Прежде чем переходить к конкретизации решения (6.57), рассмотрим усредненное по пространству временное распределение тепловых нейтронов:

$$n(t) = \int d\mathbf{r} n(\mathbf{r}, t) = e^{-t/\tau} \int_0^t e^{t'\tau} q(t') dt', \quad (6.58)$$

характеризующее затухание тепловых нейтронов во времени. Для функции $n(t)$ с учетом формулы (6.50) получено следующее выражение:

$$n(t) = \frac{Q_0 e^{-t/\tau} \Gamma\left(\frac{2}{\gamma}, \frac{\xi v t}{l\gamma} - \frac{t}{\tau}\right)}{\left(1 - \frac{l\gamma}{v\xi\tau}\right)^{2/\gamma} \Gamma\left(\frac{2}{\gamma}\right)}, \quad (6.59)$$

где $\Gamma(x, y) = \int_0^y e^{-t} t^{x-1} dt$ — неполная γ -функция.

Если $t \gg t_3$ (например, $t \geq 2t_3$) и при слабом поглощении ($\Sigma_c \ll \Sigma_s$) отношение γ -функций в правой части формулы (6.59) стремится к единице:

$$\frac{l\gamma}{v\xi\tau} \ll 1,$$

и тогда

$$n(t) = Q_0 e^{-t/\tau}, \quad (6.60)$$

т. е. на больших временах плотность тепловых нейтронов не зависит от замедляющих свойств среды и определяется только временем жизни нейтрона.

Анализ решения (6.57) выполним для двух случаев.

Первый случай — распределение нейтронов на временах порядка времени замедления ($t \sim t_3$). Здесь справедливо следующее соотношение:

$$n(\mathbf{r}, t) = q(\mathbf{r}) n(t), \quad (6.61)$$

где $q(\mathbf{r})$ — стационарная плотность замедления; $n(t)$ — интегральная по пространству плотность нейтронов (6.59).

Второй случай — распределение нейтронов на временах, превышающих время замедления ($t > t_3$). При условии слабого поглощения нейтронов плотность тепловых нейтронов равна

$$n(r, t) = \frac{Q_0 \exp\left(-\frac{t-t_3}{\tau}\right)}{\pi^{3/2} (2L_m)^3} \exp\left(-\frac{r^2}{4L_m^2}\right), \quad (6.62)$$

где $L_m(t) = [L^2 + D(t-t_3)]^{1/2}$ — длина миграции.

Отметим общий характер решений для плотности замедления $q(r, u, t)$ [см. формулу (6.54)] и для $n(r, t)$ [см. формулу (6.62)]. В обоих случаях решение имеет вид суперпозиции временного распределения [в формуле (6.62) $n(t) = e^{-\frac{t-t_3}{\tau}}$] и пространственного. Последнее совпадает по форме с распределением Гаусса для стационарной плотности замедления, но отличается тем, что длина замедления (миграции) зависит от времени.

На очень больших временах, когда можно пренебречь t_3 по сравнению с t и L^2 по сравнению с Dt , решение (6.62) упрощается:

$$n(r, t) = \frac{Q_0 e^{-t/\tau}}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-r^2/4Dt}. \quad (6.63)$$

Учет поглощения нейтронов. Анализ кинетического уравнения нестационарной задачи замедления нейтронов показывает, что при условии малой ширины импульса нейтронов по сравнению с временем жизни задача с поглощением сводится к задаче без поглощения выделением множителя $\exp(-t/\tau)$. В этом случае

$$q(r, t, \tau) = e^{-t/\tau} q(r, t), \quad (6.64)$$

где $q(r, t, \tau)$ — плотность замедления нейтронов с учетом поглощения.

Константы распределения (6.64) не отличаются от рассмотренных для задачи без поглощения, за исключением среднего времени замедления, которое при $l=l_s = \text{const}$ равно

$$t_s(\tau) = \frac{2l}{v\xi} \frac{1}{1 + \frac{l\gamma}{v\xi\tau}}. \quad (6.65)$$

Распределение тепловых нейтронов при наличии поглощения имеет смысл рассматривать только на небольших временах ($t \sim t_3$). В этом случае справедливо соотношение (6.61), и решение дается выражением

$$n(r, t) = Q_0 e^{-t/\tau} \frac{\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}, \frac{\xi v t}{l\gamma}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}\right)} q(r). \quad (6.66)$$

Нейтронные γ -поля

С суперпозицией нейтронного и γ -поля приходится иметь дело при изучении γ -излучения радиационного захвата нейтронов или γ -излучения изотопов, активированных нейтронами. Если расчет полей точечных источников нейтронов и γ -квантов представляет значительные математические трудности, то рассматриваемая задача, естественно, еще более сложная. Имеющиеся решения, начиная с первых работ Ю. П. Булашовича и Ю. С. Шимелевича по расчету захватного γ -излучения и наведенной γ -активности [10, 19], являются грубым приближением, пригодным лишь для качественных оценок. Рассмотрим упрощенные схемы расчета нейтронных γ -полей.

Поле γ -излучения радиационного захвата. Дифференциальное уравнение для плотности потока γ -квантов в лучевом по γ -излучению приближении имеет вид

$$dI = \frac{i}{\tau} n(r_1) \frac{e^{-\mu r_2}}{4\pi r_2^2} dV, \quad (6.67)$$

где i — выход γ -квантов при захвате нейтрона; τ — время жизни нейтрона; $n(r_1)$ — плотность тепловых нейтронов; r_1 — расстояние от источника нейтронов до элемента объема dV ; μ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения; r_2 — расстояние от элемента объема dV до детектора γ -квантов. Множитель $n(r_1)/\tau$ равен числу нейтронов, поглощаемых в 1 см^3 в 1 сек ; физический смысл остальных величин, входящих в уравнение (6.67), очевиден.

Для решения уравнения (6.67) воспользуемся распределением тепловых нейтронов (6.43) в двухгрупповом приближении. Решение уравнения (6.67) следующее [10]:

$$I(r) = i \frac{n(r)}{\tau} f_0(r, \mu, L), \quad (6.68)$$

где $n(r)$ — распределение тепловых нейтронов, выражаемое формулой (6.43); $f_0(r, \mu, L)$ — распределение γ -квантов, равное

$$f_0(r, \mu, L) = \frac{L}{2} \left\{ Ei \left[-r \left(\mu - \frac{1}{L} \right) \right] - \right. \\ \left. - Ei \left[-r \left(\mu + \frac{1}{L} \right) \right] + \ln \left| \frac{\mu + \frac{1}{L}}{\mu - \frac{1}{L}} \right| \right\}, \quad (6.69)$$

где $Ei(x) = \int_{-x}^{\infty} e^{-t} \frac{dt}{t}$ — интегральная показательная функция.

В соответствии с формулой (6.46)

$$\frac{n(r)}{\tau} = q(r).$$

Следовательно, поток γ -квантов $I(r)$ не зависит от времени жизни τ нейтронов и определяется только замедляющими свойствами среды и выходом i γ -квантов:

$$I(r) = i \frac{Q_0 \exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{4\pi L^2} f_0(r, \mu, L). \quad (6.70)$$

Расчет наведенной γ -активности. Предельное по времени число активированных атомов m равно произведению макроскопического сечения активации Σ_a на поток нейтронов (обычно активация идет на тепловых нейтронах) [20]:

$$m_\infty = \sum_a n(r) v = \frac{n(r)}{\tau_a} = \frac{n(r) v}{l_a}, \quad (6.71)$$

где v — скорость нейтрона; τ_a — среднее время жизни нейтрона по отношению к активации; l_a — свободный пробег нейтрона по отношению к активации.

Если время активации t_a невелико по сравнению с периодом полураспада T активируемого изотопа, то накопление активированных атомов подчиняется закону

$$m_{t_a} = m_\infty (1 - e^{-\lambda t_a}), \quad (6.72)$$

где $\lambda = \frac{0,693}{T}$ — постоянная распада изотопа.

После окончания облучения распад образовавшихся радиоактивных атомов происходит с периодом полураспада T по закону $e^{-\lambda t}$. Поэтому в момент времени t после окончания облучения число активированных атомов равно

$$m = m_\infty (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t} = m_\infty f_1(t_a, t). \quad (6.73)$$

Пусть каждый активированный атом испускает при распаде i γ -квантов. Тогда дифференциальное уравнение для потока I_a наведенной γ -активности с учетом формул (6.71) и (6.73) примет вид

$$dI_a = i \sum_a n(r_1) v f_1(t_a, t) \frac{e^{-\mu r_2}}{4\pi r_2^2} dv. \quad (6.74)$$

Уравнение (6.74) отличается от (6.67) множителем $f_1(t_a, t) \frac{\Sigma_a}{\Sigma_c}$, не зависящим от координат [поскольку в соответствии с формулой (6.38) $\tau = \frac{l_c}{v} = \frac{1}{v\Sigma_c}$]. Следовательно, решение рассмат-

риваемой задачи сводится к задаче о γ -излучении радиационного захвата. Используя формулу (6.70), получаем

$$I_a = \frac{iQ_0 \Sigma_a}{\Sigma_c} \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{4\pi L^2 r} f_0(r, \mu, L) f_1(t_a, t). \quad (6.75)$$

§ 6.3. ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ИЗУЧЕНИЮ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

Точное подобие процессов переноса нейтронов

Уравнения и условия подобия. В кинетическое уравнение переноса нейтронов входят следующие величины, определяющие нейтронное поле:

$$r, t, l_s, l_c, v, v_0, N, S, m, m_0 \quad (6.76)$$

(m — масса ядра-замедлителя; m_0 — масса нейтрона).

Уравнения подобия, с помощью которых можно преобразовывать нейтронные поля, пересчитывая их на новые условия, имеют вид

$$\frac{x'_i}{x_i} = C_{x_i}, \quad (6.77)$$

где x'_i — величины, характеризующие нейтронное поле в одних условиях; x_i — те же величины в других условиях; C_{x_i} — константа подобия.

Чтобы пользоваться уравнениями подобия (6.77), необходимо установить связи между константами подобия всех величин, описывающих нейтронное поле, т. е. найти условия подобия. Эти условия впервые найдены и применены Ш. А. Губерманом [21]. Рассмотрим их.

Согласно известной в теории подобия теореме Кирпичева — Гухмана, необходимым условием подобия является неизменность безразмерных критериев, составленных из величин, характеризующих явление. В рассматриваемом случае из величин (6.76) можно получить следующие критерии:

$$\frac{r}{l_s}; \frac{l_s}{l_c}; \frac{vt}{l_s}; \frac{St}{N}; \frac{m}{m_0}; \frac{v}{v_0}. \quad (6.78)$$

Константы подобия безразмерных критериев равны единице, поэтому, учитывая соотношения (6.78), получим

$$C_r = C_{l_s} = C_{l_c} = C_t = \frac{C_N}{C_S} = C; \quad \frac{C_m}{C_{m_0}} = 1; \quad \frac{C_v}{C_{v_0}} = 1. \quad (6.79)$$

К условиям (6.79) необходимо добавить критерии, вытекающие из граничных и начальных условий. Из них отметим подобие условий на источниках

$$\frac{S'(r', t')}{S''(r'', t'')} = C_S, \quad (6.80)$$

которое сводится к требованию геометрического подобия, подобия формы импульса и совпадению начальных фаз (в нестационарных источниках).

Если имеется постоянный точечный источник нейтронов, то из соотношения $Q = \int S dV$ вытекает условие подобия:

$$C_Q = C_S C_r^3 = C_S C^3, \quad (6.81)$$

включающее константу подобия C_Q мощности источника.

Физический анализ условий (6.79) — (6.81) показывает, что их можно выполнить, если среды геометрически подобны и имеют подобные плотности, если явления рассматриваются в подобные моменты времени, химический состав сред одинаков, если источники нейтронов имеют подобные мощности, одинаковые спектральные, угловые характеристики и форму нейтронного импульса. Таким образом, в рамках точной теории подобия возможны преобразования только по плотности среды, времени и мощности источника нейтронов.

Схемы расчета нейтронных полей в средах различной плотности. Рассмотрим преобразование нейтронного поля на примере нестационарной плотности нейтронов:

$$N = N(r, \rho, t), \quad (6.82)$$

где ρ — плотность среды.

Из соотношений (6.79) и (6.81) следует

$$C_N = C C_S = C \frac{C_Q}{C^3} = \frac{C_Q}{C^2}. \quad (6.83)$$

Константу C_ρ найдем из очевидного соотношения (при постоянном вещественном составе среды)

$$C_l = \frac{l'}{l''} = \frac{\rho''}{\rho'} = \frac{1}{C_\rho},$$

откуда

$$C_\rho = \frac{1}{C_l} = \frac{1}{C}. \quad (6.84)$$

Формула для расчета поля нейтронов $N'(r', \rho', t')$ по известному полю $N''(r'', \rho'', t'')$ примет вид

$$N'(r', \rho', t') = \frac{C_Q}{C^2} N''\left(\frac{r'}{C}, \rho' C, \frac{t'}{C}\right). \quad (6.85)$$

Отметим, что формула (6.85) совпадает с аналогичной формулой для γ -полей (см. гл. 1). Это объясняется одинаковым типом уравнений переноса нейтронов и γ -квантов. Следует ожидать, что формула (6.85) будет справедливой в сложных нейтронно- γ -полях. В работе [21] непосредственно показано, что формула (6.85) сохраняется в задачах с трансформацией частиц (распределение γ -излучения радиационного захвата и наведенной активности).

Инвариантные координаты нейтронного поля. Для обобщенного изображения нейтронного поля и более удобного по сравнению с формулой (6.85) пересчета полей на новые условия введем, как и в случае γ -полей, инвариантные координаты

$$(K, X, T). \quad (6.86)$$

Первая координата

$$K = \frac{4\pi r^2 N}{Q} \quad (6.87)$$

представляет собой отношение потока (плотности) нейтронов в среде к потоку (плотности) в случае отсутствия среды. Вместо (6.87) можно использовать величину, обратную ей, — кратность ослабления нейтронного излучения.

Вторая координата

$$X = r\rho \quad (6.88)$$

равна массовой толщине слоя среды.

Третья координата представляет собой безразмерное время, равное

$$T = \frac{t}{t_3}, \quad (6.89)$$

где t_3 — время замедления (6.51) нестационарного распределения нейтронов.

Из соотношений (6.79), (6.83) и (6.84) непосредственно следует:

$$C_K = 1; \quad C_X = 1; \quad C_T = 1, \quad (6.90)$$

т. е. координаты (6.86) действительно инвариантны по отношению к рассматриваемым преобразованиям нейтронного поля.

Приемы приближенного моделирования переноса нейтронов

Экспериментальное исследование нейтронных полей на моделях горных пород и руд, построенных по принципу подобия, затрудняется тем, что измерительную установку (зонд с источником и детектором) необходимо изменять с соблюдением подобия по плотности и геометрии. На практике допускают различные отступления от выполнения указанных требований, осуществляя приближенное моделирование. Методы приближенного моделирования нейтронных полей в сложных по геометрии средах (скважина, поверхность полупространства и т. д.) до настоящего времени не разработаны. Учитывая общий характер законов переноса нейтронов и γ -квантов, можно рекомендовать для опробирования методы приближенного моделирования, разработанные применительно к преобразованию γ -полей в средах различной плотности (см. гл. 1).

Известные в настоящее время способы приближенного преобразования нейтронных полей касаются однородных сред различного состава и источников нейтронов с различными спектрами испускаемого излучения [22]. Кроме того, предлагается моделирование температуры замедлителя.

Замедлители различного состава. Пространственное распределение нейтронов в однородной среде при слабом поглощении определяется их возрастом (фермиевским или полным). Другие параметры вещественного состава замедлителя на стационарное нейтронное поле не влияют (см. § 2 настоящей главы). Следовательно, замедление нейтронов в средах различного состава определяется величинами, входящими в инвариантные координаты (K, X) , и, кроме того, возрастом нейтрона τ_0 или однозначно с ним связанной длиной замедления $L = \sqrt{\tau_0}$.

Введем координату вещественного состава замедлителя

$$Y = \rho L. \quad (6.91)$$

Тогда система инвариантных по отношению к преобразованию плотности и вещественного состава координат будет *

$$(K, V), \quad (6.92)$$

где

$$V = \frac{X}{Y}. \quad (6.93)$$

Координата V равна расстоянию от источника, выраженному в единицах длины замедления:

$$V = \frac{\rho r}{\rho L} = \frac{r}{L},$$

следовательно,

$$C_V = 1 \quad (6.94)$$

как константа подобия безразмерного критерия.

Для проверки правильности рассмотренного способа приближенного моделирования можно использовать два или больше независимых результата по изучению полей, совместив их с помощью инвариантных координат. На рис. 6.5 изображены два нейтронных поля. Исходные поля, полученные расчетом по методу Монте-Карло, заимствованы из работы [15]. Нейтронные поля совпадают в пределах точности исходных данных, что доказывает возможность моделирования вещественного состава замедлителя. На рис. 6.5 показан также переход от обобщенного изображения нейтронного поля к полю в среде $\rho'W'$ путем замены шкалы v на шкалу X' .

* Координаты справедливы для плотности замедления нейтронов; переход к потоку нейтронов требует дополнительной нормировки координаты K с учетом соотношения (6.23).

Моделирование энергетического спектра источника нейтронов. Изменение спектра нейтронов сказывается только в изменении возраста (или длины замедления) [22]. Следовательно, возможно моделирование процесса замедления для различных

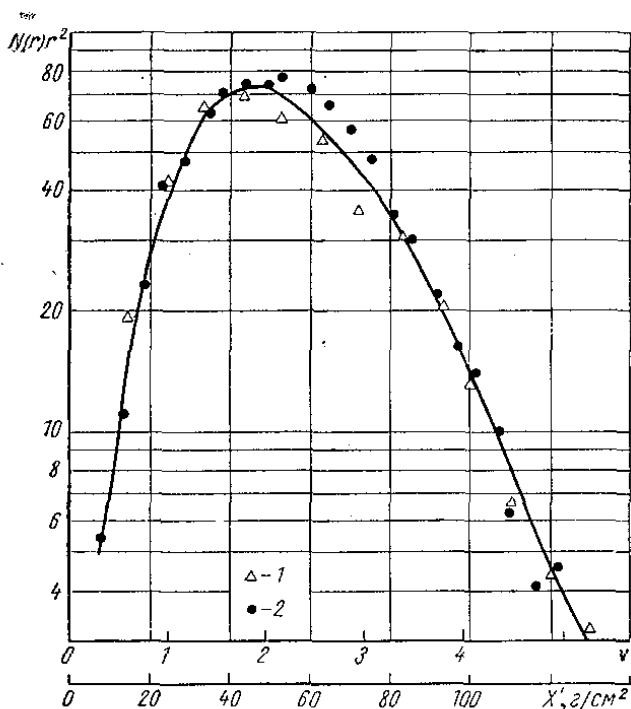


Рис. 6.5. Плотность замедления нейтронов ($E = 0,1$ эв) моноэнергетического источника ($E_0 = 2,45$ Мэв) в двух средах различного состава: 1 — водонасыщенный песчанник 20%-ной пористости ($\rho' = 2,40$ г/см³, влажность $W' = 8,3\%$, $Y' = 24,5$ г/см³); 2 — сухой песчанник ($\rho' = 2,75$ г/см³, $W' = 0\%$, $Y' = 78,0$ г/см³).

по энергетическому спектру источников нейтронов. Задача сводится к моделированию вещественного состава, причем константа подобия C определяет соотношение возрастов

$$C = \left(\frac{\tau'_S}{\tau_S} \right)^{1/2}, \quad (6.95)$$

где τ_S — полный возраст нейтрона (см. ниже).

Здесь также справедливы инвариантные координаты (6.91). Прямой пересчет поля можно выполнять по формуле, аналогичной формуле (6.85):

$$N'(r', \rho', L', t') = \frac{C_0}{C^2} N'' \left(\frac{r'}{C}, \rho' C, L'', \frac{t'}{C} \right), \quad (6.96)$$

где константа C определяется формулой (6.95).

Моделирование замедлителя в нестационарной задаче. Нестационарная плотность замедления зависит от состава замедлителя через параметры t_3 и $L(t)$ [см. формулы (6.54) и (6.50)]. Чтобы осуществить преобразование нейтронного поля в связи с изменением вещественного состава замедлителя, необходимо найти связь констант подобия

$$C_{L(t)} = \frac{L'(t)}{L''(t)}, \quad C_{t_3} = \frac{t'_3}{t''_3} \quad (6.97)$$

вещественного состава с константами подобия других величин, входящих в координаты (6.86).

Используя формулу (6.51), получим (при неизменном источнике нейтронов — $C_v = 1$)

$$C_{t_3} = C_l = C. \quad (6.98)$$

Из формулы (6.55) следует:

$$C_{L(t)}^2 = C_l^2 = C^2, \quad (6.99)$$

т. е.

$$C_{L(t)} = C_{t_3} = C. \quad (6.100)$$

Таким образом, пересчет нестационарного нейтронного поля при изменении вещественного состава замедлителя можно выполнить, зная либо времена замедления t'_3 и t''_3 , либо длины замедления $L'(t)$ и $L''(t)$. Формула пересчета имеет вид

$$N'(r', \rho', t', t'_3) = \frac{C_0}{C^2} N''\left(\frac{r'}{C}, \rho' C, \frac{t'}{C}, t'_3\right), \quad (6.101)$$

где C определяется соотношением (6.100).

В рассматриваемом случае справедливы инвариантные координаты

$$(K, V, T). \quad (6.102)$$

Моделирование температуры замедлителя. Пространственно-энергетическое распределение тепловых нейтронов в замедлителях, имеющих различную температуру θ , приближенно определяется функцией [22]

$$n(r, \bar{E}, t, \theta) = n_0[r, \bar{E}(\theta), \rho(\theta), t]. \quad (6.103)$$

Температура нейтронов пропорциональна температуре замедлителя, поэтому энергия нейтронов равна

$$\bar{E} = k\theta, \quad (6.104)$$

где k — постоянная величина.

Пространственное распределение нейтронов, как вытекает из формулы (6.103), зависит от температуры через плотность

замедлителя $\rho(\theta)$ и спектр нейтронов $\bar{E}(\theta)$. Зная изменение плотности и, следовательно, константу

$$C = C_{\rho(\theta)} = \frac{\rho(\theta')}{\rho(\theta'')} \quad (6.105)$$

и используя константу подобия температур

$$C_{\theta} = \frac{\theta'}{\theta''}, \quad (6.106)$$

можно выполнить следующее преобразование нейтронного поля (6.103) [22]:

$$n'(r', \bar{E}', t', \rho', \theta') = \frac{C_Q}{C_{\theta} C^2} n''\left(\frac{r'}{C}, \frac{\bar{E}'}{C_{\theta}}, \frac{t'}{C}, \rho'', \theta''\right). \quad (6.107)$$

Формулу (6.107), в частности, можно использовать для того, чтобы предсказать смещение характерных максимумов и минимумов энергетического спектра в замедлителе с резонансным поглощением тепловых нейтронов в зависимости от температуры замедлителя.

§ 6.4. НЕЙТРОННЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД И РУД

Основные характеристики

Исходные предпосылки. Связь между составом горных пород и нейтронными полями выражается через сечения элементарных процессов взаимодействия нейтронов с веществом. Поэтому исходным материалом для расчета нейтронных характеристик горных пород являются соответствующие дифференциальные сечения взаимодействия (см. § 6.1 настоящей главы).

В соответствии с характером процесса распространения нейтронов в веществе нейтронные параметры горных пород делят на две группы: параметры замедления и параметры термализации нейтронов. Наиболее трудно установить связь между составом пород и замедляющими свойствами, так как дифференциальные сечения неупругого и упругого рассеяния нейтронов, определяющие процесс замедления, имеют сложные угловые и энергетические зависимости.

Как уже отмечалось (см. § 6.1 настоящей главы), процесс рассеяния нейтронов характеризуют однозначно связанные с сечениями рассеяния и свойствами замедлителя средняя логарифмическая потеря энергии ξ , средний косинус угла рассеяния $\cos \theta$ и длина свободного пробега l нейтрона. Каждый из перечисленных параметров, взятый в отдельности, не дает полной характеристики нейтронного поля заданного источника в среде определенного состава. Необходимо рассматривать параметры в их совокупности. Такими синтетическими характеристиками горных пород являются возраст τ_s (или длина замед-

ления L), время замедления l_3 (на стадии замедления) и длина диффузии L_d , коэффициент диффузии D и время жизни нейтрона τ (на стадии термализации).

Рассмотрим перечисленные параметры.

Возраст и длина замедления нейтронов. Методика расчета параметров замедления детально разработана Д. А. Кожевниковым [23]. По определению, возраст и длина замедления выражаются следующим образом через пространственные моменты функции распределения нейтронов:

$$\tau_s(u) = \frac{\bar{r}^2}{6} = \frac{\int r^2 \psi(r, \Omega, u) dr}{6 \int \psi(r, \Omega, u) dr}; \quad (6.108)$$

$$L(u) = \sqrt{\tau_s(u)}. \quad (6.109)$$

В выражении (6.108) $\bar{r}^2$ — средний квадрат замедления нейтрона (квадрат смещения от источника нейтронов по прямой линии).

Пространственные моменты функции распределения можно выразить через свободные пробеги нейтрона и средний косинус угла рассеяния. Формула для расчета возраста имеет следующий вид:

$$\tau_s(u) = \bar{l}^2(u) \left\{ \frac{v_0^2}{3} + \frac{u}{3\xi(1-\cos\theta)} + \frac{1-\xi_0}{3\xi(1-\cos\theta)} + \frac{v_0 \cos\theta_0}{3(1-\cos\theta)} - \frac{5 \cos\theta}{9\xi(1-\cos\theta)^2} + \frac{1}{3\xi(1-\cos\theta)^2} \right\}, \quad (6.110)$$

где $\bar{l}^2(u) = \frac{1}{u} \int l^2(u') du'$ — среднеквадратичная длина свободного пробега в интервале замедления $[0, u]$:

$$v_0^2 = \frac{l_0^2}{l^2(u)}.$$

Все величины с индексом «нуль» относятся к начальной энергии нейтрона.

Входящие в выражение (6.110) среднюю логарифмическую потерю энергии ξ и средний косинус угла рассеяния $\cos\theta$ рассчитывают по формулам (6.8) и (6.9). Для сложного вещества

$$\xi = \sum_M h_M \xi_M; \quad (6.111)$$

$$\overline{\cos\theta} = \sum_M h_M \overline{\cos\theta}_M, \quad (6.112)$$

где h_M — парциальная вероятность рассеяния нейтрона на ядрах массы M .

По определению,

$$h_M = \frac{n_M \sigma_M(u)}{\sum_M n_M \sigma_M(u)}, \quad (6.113)$$

где $\sigma_M(u)$ и n_M — микросечение рассеяния на ядрах сорта M и плотность ядер того же сорта соответственно.

Поскольку h_M зависит от энергии нейтрона, величины (6.111) и (6.112) усредняют в интервале замедления $[0, u]$.

Таким образом, возраст (и длину замедления) нейтрона можно вычислить, если известны вещественный состав замедлителя и сечение рассеяния $\sigma_M(u)$ для всех сортов ядер.

Для полиэнергетического источника нейтронов возраст зависит не только от свойств среды, но и от формы энергетического спектра источника и вычисляется по формуле [23]

$$\tau_S^*(E) = \int_{(E_0)} g(E_0) \tau_S(E_0, E) dE_0. \quad (6.114)$$

Здесь $g(E_0)$ — весовая функция спектра полиэнергетического источника:

$$g(E_0) = \frac{1}{Q} \frac{dQ(E_0)}{dE_0}, \quad (6.115)$$

где Q — мощность источника.

Соотношение между полным и фермиевским возрастом нейтронов. Формулу (6.110) для полного возраста нейтронов представим в следующем схематическом виде [17]:

$$\tau_S(u) = \frac{1}{3} l_0^2 + \tau_0(u) + \Delta\tau(u) + \frac{1}{3\xi} l_t^2, \quad (6.116)$$

где $\tau_0(u)$ — фермиевский возраст нейтрона (6.21); $l_t = \frac{l}{1 - \cos \theta}$ —

транспортная длина свободного пробега нейтрона. Первый и последний члены выражения (6.116) выражают смещение нейтрона без изменения энергии (это первый и последний пробеги). Сумма $\tau_0(u) + \Delta\tau(u)$ характеризует смещение нейтрона на этапе собственно замедления, причем поправка $\Delta\tau(u)$ показывает разницу за счет неточностей возрастного приближения на больших расстояниях от источника.

Таким образом, между полным и фермиевским возрастами нейтронов имеется различие. Количественная разница определяется главным образом поправкой за первый пробег, поэтому можно пользоваться следующим приближенным соотношением:

$$\tau_S(u) = \frac{l_0^2}{3} + \tau_0(u). \quad (6.117)$$

Отношение $\tau_S(u)/\tau_0(u)$ меняется примерно от 1,1 до 1,5 [17], увеличиваясь при росте начальной энергии нейтрона E_0 и содержания водорода.

При расчетах пространственного распределения нейтронов следует пользоваться фермиевским возрастом на малых расстояниях от источника (в границах применимости возрастного приближения) и полным возрастом — на средних и больших расстояниях.

Время замедления нейтронов. Среднее время замедления нейтрона до летаргии u определяется интегралом

$$t_s(u) = \int_0^{\infty} t q(u, t) dt. \quad (6.118)$$

Непосредственные расчеты величины t_s выполняют, исходя из сечений рассеяния (или длин свободного пробега). В общем случае сечений, зависящих от энергии, формула для расчета t_s имеет сложный вид [23] и включает в себя полуэмпирические аналитические выражения для $l(u)$. В случае постоянных сечений

$$t_s(u) = t(0) \left[1 + \frac{2}{\xi} (e^{u/2} - 1) \right], \quad (6.119)$$

где $t(0) = \frac{l_0}{v_0}$ — промежуток времени до первого столкновения.

Наибольший интерес представляет случай больших замедлений ($u \gg 1$). Сложные выражения для среднего времени замедления упрощаются и переходят в формулу

$$t_s = \frac{2l}{\xi v}. \quad (6.120)$$

Диффузионные параметры. Длину диффузии, коэффициент диффузии и среднее время жизни теплового нейтрона рассчитывают по формулам

$$L_d^2 = \frac{l_s l_c}{3}; \quad (6.121)$$

$$D = \frac{v l_s}{3}; \quad (6.122)$$

$$\tau = \frac{l_c}{v}. \quad (6.123)$$

Для среды сложного состава входящие в формулы (6.121) — (6.123) длины свободного пробега теплового нейтрона по отношению к рассеянию и захвату рассчитывают по формуле (6.14).

Численные значения нейтронных параметров горных пород

Длина замедления. Как следует из формулы (6.110), возраст нейтрона пропорционален $i^2(u)$, следовательно, длина замедления равна

$$L = l(u) f(u, \xi, \overline{\cos \theta}). \quad (6.124)$$

Для конкретного источника нейтронов длина замедления зависит от плотности и вещественного состава горной породы. Поскольку зависимость от плотности очевидна [см., например, формулу (6.14)], то имеет смысл в качестве параметра, харак-

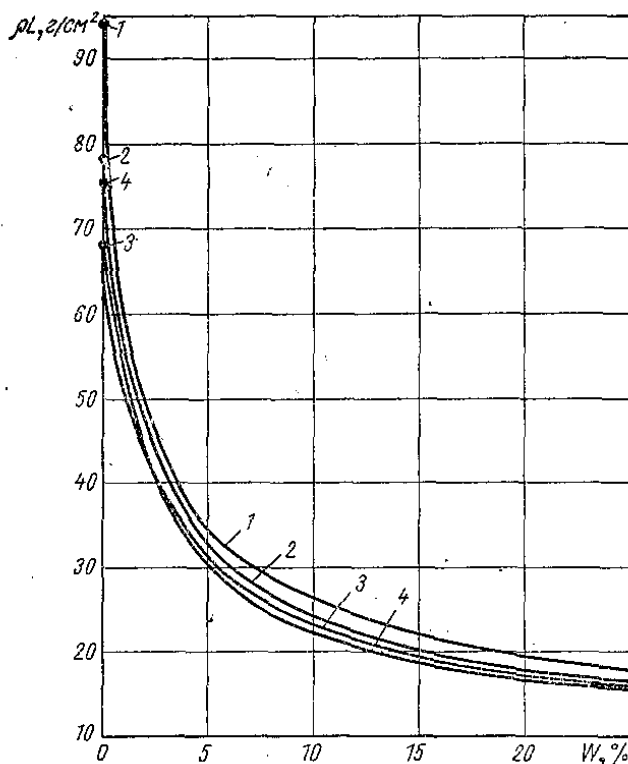


Рис. 6.6. Массовая длина замедления индиевых нейтронов ($E=1,46$ Мэв) Po—Be-источника как функция влажности различных горных пород (по Д. А. Кожевникову):

1 — ангидрит; 2 — песчаник; 3 — известняк; 4 — доломит.

теризующего нейтронные свойства замедлителя определенного состава, рассматривать массовую длину замедления

$$Y = \rho L [g/cm^2]. \quad (6.125)$$

Обычно длину замедления рассчитывают для энергии, соответствующей основному резонансу индия ($E=1,46$ эв). На рис. 6.6 приведены результаты расчета длины замедления для некоторых типичных горных пород. Анализ этих данных показывает, что длина замедления слабо зависит от изменения изотопного состава пород, но существенно меняется при повышении водородсодержания (влажности). Особенно резкие изменения ρL

наблюдаются в области малых значений влажности ($W < 5\%$). При $W > 10\%$ длина замедления меняется слабо.

Длина замедления существенно зависит от начальной энергии нейтронов (рис. 6.7). Для всех горных пород эта зависимость одинакова: длина замедления растет с увеличением энергии E_0 . Длина замедления зависит от коэффициента пористости k_n (поры заполнены водой). Следует учесть, что при этом L меняется в связи с изменением влажности W и плотности ρ влажной породы. Соотношения между W , ρ и k_n следующие:

$$\rho = \rho_0 - k_n (\rho_0 - 1); \quad (6.126)$$

$$W = \frac{k_n}{\rho} \cdot 100\%; \quad (6.127)$$

$$k_n = \frac{\rho_0 - \rho}{\rho_0 - 1}, \quad (6.128)$$

где ρ_0 — минералогическая плотность (при $k_n = 0$).

При расчетах длины замедления (возраста) для полиэнергетических источников в общем случае необходимо осреднение по спектру [см. формулу (6.114)]. Однако анализ численных результатов, часть из которых приведена на рис. 6.7, показал, что при $k_n > 0,1$ ($W > 5\%$) полиэнергетические источники можно заменить эквивалентными моноэнергетическими. Так, для Po—Be- и Ra—Be-источников энергия эквивалентного моноэнергетического источника лежит в интервале 3,5—4,0 Мэв.

Отметим, что длины замедления Po—Be- и Ra—Be-источников практически не отличаются друг от друга, особенно в области небольших влагосодержаний.

Среднее время замедления. Согласно формуле (6.120), время замедления $t_3(u)$ пропорционально длине свободного пробега $l(u)$. Следовательно, характер зависимости $t_3(u)$ от изотопного состава горных пород аналогичен рассмотренному для L . В частности, и здесь обобщенным параметром является произведение плотности на время замедления

$$\rho t_3(u). \quad (6.129)$$

В качестве иллюстрации свойств горных пород по отношению к нестационарному замедлению нейтронов на рис. 6.8 приводится график зависимости t_3 от k_n песчаников. Для сухого песчаника $\rho t_3 = 205$ мсек·г/см³, для воды $\rho t_3 = 1,03$ мсек·г/см³. Таким об-

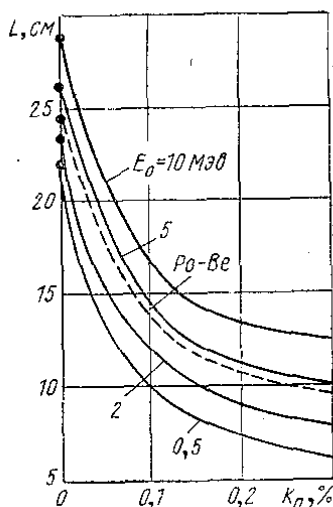


Рис. 6.7. Длина замедления индиевых нейтронов в известняке ($\rho_0 = 2,73$ г/см³) [23].

разом, время замедления в основном определяется водородсодержанием горных пород.

Диффузионные свойства пород. Основным параметром процесса термализации является диффузионная длина L_d . Ее, как и другие диффузионные параметры, рассматривают обычно по отношению к тепловым нейтронам. Так как сечения рассеяния и захвата (или длины свободного пробега) в данном случае постоянные и между ними и параметрами диффузии имеется простая связь, анализ диффузионных свойств пород не представляет затруднений.

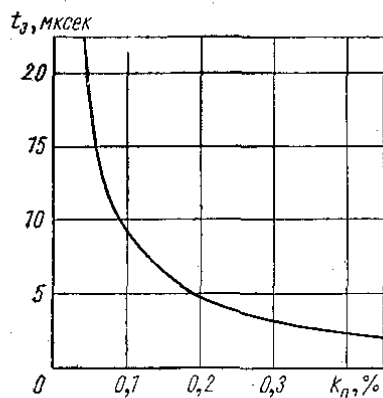


Рис. 6.8. Время замедления нейтронов с начальной энергией $E_0 = 1,0$ Мэв и конечной $E = 0,1$ эв в песчанике ($\rho_0 = 2,4$ г/см³) [13].

Породообразующие элементы имеют небольшие сечения рассеяния ($\sigma_s \approx 1 \div 5$ барн) и захвата ($\sigma_c \approx 0,0002 \div 0,2$ барн) тепловых нейтронов. Аномально высоким сечением рассеяния обладает водород, имеется также ряд элементов с большими сечениями захвата тепловых нейтронов (см. табл. 6.2). Диффузионные свойства горных пород существенно зависят от содержания в

них элементов с аномально высокими сечениями рассеяния и захвата и, в частности, от влажности, содержания хлора, лития, бора, кадмия, ртути, редкоземельных элементов.

Таблица 6.6
Диффузионные свойства моноэлементных сред [4]

Атомный номер	Элемент	ρL_d , г/см ²	$\rho \tau$, 10^{-5} сек. г/см ³
1	H	0,143	2,43
3	Li	0,324	0,074
5	B	0,275	0,011
6	C	87,1	2,8
7	N	3,52	5,9
8	O	575	∞
13	Al	54,0	89,2
14	Si	57,5	162
17	Cl	1,38	0,91
25	Mn	6,48	3,1
26	Fe	9,98	16,6
29	Cu	11,2	13,0
48	Cd	0,072	0,028
80	Hg	1,04	0,42
82	Pb	145	925

На рис. 6.9 показано изменение диффузионной длины и времени жизни теплового нейтрона в песчанике в зависимости от повышения влажности и концентрации хлора. В табл. 6.6 даны диффузионные параметры моноэлементных сред — массовая длина диффузии ρL_d и массовое время жизни $\rho\tau$. Используя

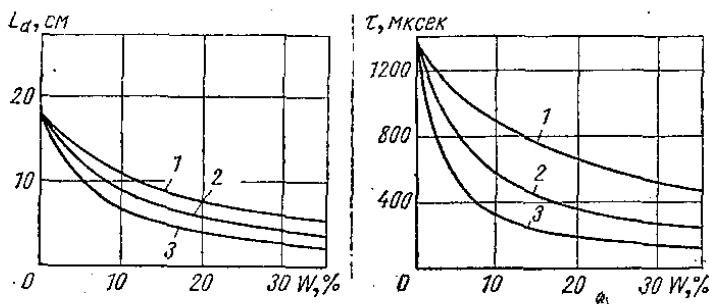


Рис. 6.9. Диффузионные нейтронные параметры песчаника ($\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$) как функция влажности и минерализации воды (по С. А. Кантору).

Концентрация в воде NaCl: 1 — 0 г/л; 2 — 96 г/л; 3 — 297 г/л.

зуя их, можно оценить возможные пределы изменения диффузионной длины в горных породах и рудах различного изотопного состава. Непосредственно рассчитанные диффузионные длины и времена жизни тепловых нейтронов для некоторых пород и минералов показаны в табл. 6.7.

Таблица 6.7

Диффузионные свойства пород и минералов [24]

Название	$\rho L_d, \text{ г/см}^2$	$\rho\tau, 10^{-5} \text{ сек} \cdot \text{г/см}^3$	Название	$\rho L_d, \text{ г/см}^2$	$\rho\tau, 10^{-5} \text{ сек} \cdot \text{г/см}^3$
Гранит	27,4	117	Каменная соль	2,58	1,34
Глина	27,6	167	Нефть	1,75	16,6
Глина (влажность 40 %)	8,8	75	Вода	2,73	20,5
Кварц	45,1	281	Уголь каменный	3,91	39,1
Кальцит	25,8	147	Гипс	7,37	57,5
Доломит	26,2	151	Гидроборатит	0,13	0,069
Магнетит	11,6	24,2	Бура	0,14	0,091

§ 6.5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ В ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

В реальных условиях нейтронные поля изучают и используют при наличии границ раздела и неоднородностей (изучение образцов пород в лаборатории, измерения на поверхности горных пород или в скважинах и т. д.). Однородная безграничная

среда является идеализацией перечисленных условий, но ее целесообразно использовать для выявления основных закономерностей, которым подчиняется поле нейтронов.

Стационарное поле точечного источника нейтронов

Нейтронное поле зависит от следующих основных факторов: расстояния до источника, плотности среды, замедляющих свойств (водородсодержания), поглощающих свойств (содержания элементов с большими сечениями захвата тепловых нейтронов).

Кроме того, имеет значение спектр первичных нейтронов. Обычно рассматривают поле тепловых нейтронов ($E = 0,025$ эв) и поле надтепловых нейтронов [$E \approx 0,05 \div 1,5$ эв].

Пространственное распределение нейтронов. При удалении от источника нейтронное поле монотонно затухает (рис. 6.10). Эта закономерность имеет универсальный характер и справедлива как для тепловых, так и для надтепловых нейтронов. Скорость затухания увеличивается при уменьшении L и L_d , т. е. нейтронное поле быстрее затухает в породах с повышенным содержанием водорода или поглощающих элементов. На скорость затухания существенно влияет энергия первичных нейтронов: чем больше

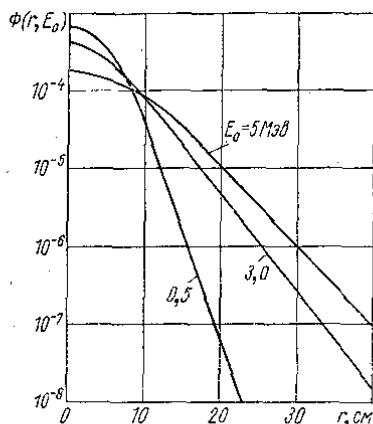


Рис. 6.10. Поток индиевых нейтронов в воде на различных расстояниях от точечного источника быстрых нейтронов (E_0 — начальная энергия) [12].

энергия нейтронов, тем медленнее затухает поле при удалении от источника.

На значительных расстояниях от источника нейтронный поток $\Phi(r)$ уменьшается по экспоненциальному закону, так что в полулогарифмических координатах график функции $\Phi(r)$ выходит на асимптоту.

Влияние плотности горных пород. На рис. 6.11 в инвариантных координатах изображены нейтронные поля Ra — Be-источника. При постоянном расстоянии r между источником нейтронов и точкой наблюдения (постоянная длина нейтронного зонда) графики функции

$$N(r) r^2 = F(X) \quad (6.130)$$

совпадают по форме с графиками зависимости

$$N = f_1(\rho), \quad (6.131)$$

что дает возможность по данным рис. 6.11 выполнить наиболее общий анализ плотностной зависимости нейтронного поля.

Как и для поля рассеянного γ -излучения (см. гл. 1), зависимость потока нейтронов от плотности неоднозначная: вначале увеличение нейтронного потока с ростом плотности, а затем, после перехода через максимум, — обратная зависимость. Выделяют доинверсионную и заинверсионную части графика, а также область инверсии.

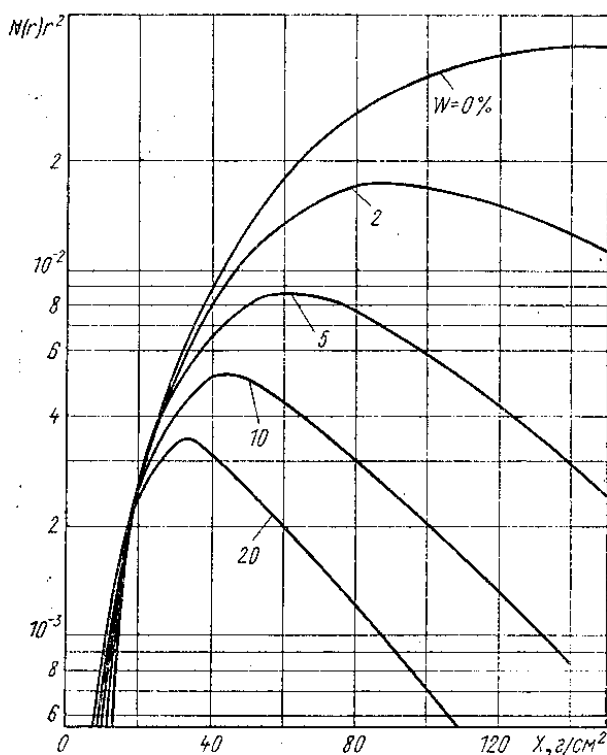


Рис. 6.11. Поле индиевых нейтронов Ra—Be-источника в песчанике различной плотности и влажности.

Положение точки инверсии определяется величиной $X = \rho r$, т. е. зависит от произведения плотности породы на длину зонда. Чем больше плотность, тем меньше длина инверсионного зонда, и наоборот. Область инверсии существенно изменяется при увеличении влажности породы: во-первых, она смещается в сторону меньших значений X , во-вторых, уменьшается ее ширина. Изменение области инверсии в зависимости от влажности, вычисленное по данным рис. 6.11, указано в табл. 6.8.

Чувствительность нейтронного поля к плотности пород определим как относительное приращение нейтронного потока на единичное изменение плотности:

$$\eta_p = \frac{\partial N}{N \partial \rho} \quad (6.132)$$

Если нейтронное поле изображено в координатах рис. 6.11, то

$$\eta_p = \alpha r; \quad (6.133)$$

$$\alpha = \frac{\Delta \ln(Nr^2)}{\Delta X},$$

где α — угловой коэффициент зависимости (6.130).

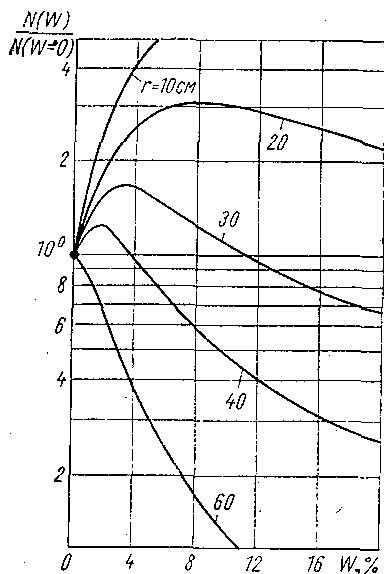


Рис. 6.12. Зависимость потока нейтронов Ra—Be-источника от влажности песчаника ($\rho = 2,5 \text{ г/см}^3$).

Как следует из формулы (6.133) и анализа рис. 6.11, чувствительность к плотности в заинверсионной области растет пропорционально длине зонда и увеличивается при повышении влажности пород (здесь $\alpha = \text{const}$ при $W = \text{const}$). В доинверсионной области за счет изменения коэффициента α чувствительность к плотности тем больше, чем меньше X , а влияние влажности такое же, как в заинверсионной области.

Влияние влажности горных пород. Зависимость нейтронного поля от влажности пород различная для доинверсионных и заинверсионных (по плотности) зондов (рис. 6.12): прямая в первом случае и обратная во втором. Так как точка инверсии сдвигается при изменении влажности, то один и тот же зонд, если его длина близка к области инверсии, может быть в одном

диапазоне изменения влажности доинверсионным, а в другом — инверсионным или даже заинверсионным.

Таблица 6.8

Положение области плотностной инверсии нейтронного поля в зависимости от влажности породы

W, вес. %	Условные границы X, г/см ²	Центр X _{макс} , г/см ²	Ширина ΔX _{макс} , г/см ²
0	126—159	142	33
2	80—101	90	21
5	54—66	61	12
10	40—49	44	9
20	29—36	32	7

В общем случае влажность среды влияет на распределение нейтронов через величину длины замедления L . Как следует, например, из гауссовского распределения [см. формулу (6.22)], максимум зависимости (6.130), т. е. положение точки инверсии, дается равенством $r_{\text{инв}} = 2L$. Непосредственное определение точки инверсии по графику, изображенному на рис. 6.5 (расчет методом Монте-Карло), дает $V_{\text{макс}} = \frac{r_{\text{инв}}}{L} = 1,8$, т. е. величину, близкую к $2L$.

Таким образом, точку инверсии можно определить по соотношению

$$r_{\text{инв}} \rho = X_{\text{макс}} \approx 2\rho L, \quad (6.134)$$

зная массовую длину замедления ρL и плотность ρ влажной среды.

Чувствительность нейтронного поля к влажности по аналогии с формулой (6.132) определим так:

$$\eta_W = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial W}. \quad (6.135)$$

Величина η_W равна углу наклона графиков, изображенных на рис. 6.12, к оси W . Как видно, чувствительность максимальна в области низкой влажности, а затем уменьшается по мере роста W . Как функция r чувствительность увеличивается в доинверсионной области с уменьшением r , а в заинверсионной — с ростом r . Нейтронное поле более чувствительно к влажности, чем к плотности, при одинаковом изменении весовой влажности и плотности (табл. 6.9). Как видно, в области низкой влажности ($W=1\%$) 1% влажности эквивалентен по своему влиянию на поле надтепловых нейтронов примерно 17% плотности. В области повышенной влажности ($W=10\%$) 1% влажности соответствует примерно 3,5% плотности.

Таблица 6.9

Сравнительная чувствительность надтепловых нейтронов Ra—Be-источника к плотности и влажности пород

Координаты нейтронного поля			η_W/η_ρ
ρ , г/см ³	W , %	r , см	
2,5	10	12	3,2
2,5	10	60	3,9
2,5	1	60	16,3
2,5	1	80	17,5

Сравнение поля тепловых и надтепловых нейтронов. Анализ соответствующих формул, выражающих плотность надтепловых

и тепловых нейтронов точечного источника (см. § 6.2 настоящей главы), показывает, что пространственное распределение замедлившихся и термализованных нейтронов зависит от соотношения между L и L_d . Если $L \gg L_d$, т. е. перенос в процессе замедления преобладает над диффузией в процессе термализации, то поля надтепловых и тепловых нейтронов пространственно совпадают. В частности число нейтронов $N 4\pi r^2 dr$ в сферических слоях, окружающих источник [функция (6.130)], имеет максимум, положение и ширина которого в пространстве одинаковы для тепловых и надтепловых нейтронов.

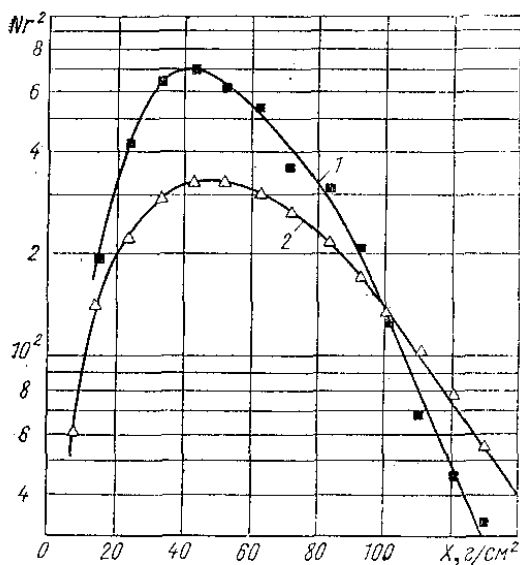


Рис. 6.13. Поле надтепловых (1) и тепловых (2) нейтронов в песчанике ($\rho = 240$ г/см³, $W = 8,3\%$) при $E_0 = 2,45$ Мэв [15].

тепловых нейтронов более широкий, а наклон ветвей графика к оси X — меньший, чем для надтепловых нейтронов. Следовательно, поле тепловых нейтронов несколько менее чувствительно к плотности горных пород, а длины инверсионных зондов для тепловых нейтронов больше, чем для надтепловых.

Непосредственная оценка чувствительности к влажности поля тепловых и надтепловых нейтронов, выполненная по экспериментальным данным работы [25], показала, что поля тепловых и надтепловых нейтронов имеют практически одинаковую чувствительность. Так как области инверсии для тепловых и надтепловых нейтронов в общем случае не совпадают, сравнение чувствительности следует проводить в сопоставимых точках. В противном случае вблизи области инверсии можно получить какое угодно соотношение за счет частичной или полной потери чувствительности к влажности одним из полей.

Нейтронное поле в поглощающих породах и рудах. Результаты расчета нейтронных полей в поглощающих средах приведены на рис. 6.14. Отметим следующие закономерности.

В общем случае диффузионным переносом нельзя пренебречь. Его влияние приводит к тому, что облако надтепловых нейтронов в процессе термализации как бы расплывается и смещается несколько дальше от источника (рис. 6.13). Благодаря этому максимум зависимости (6.130) для

Нейтронное поле во всех случаях и на любых расстояниях от источника затухает при повышении концентрации изотопов с большими сечениями захвата. Поле надтепловых нейтронов

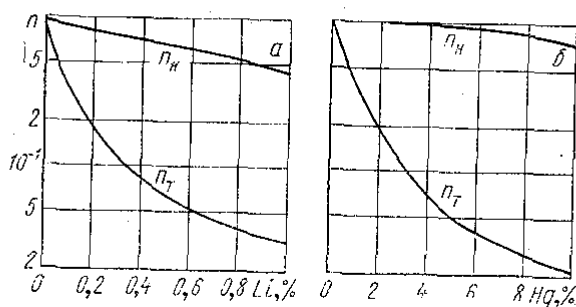


Рис. 6.14. Зависимость плотности надтепловых n_n и тепловых n_t нейтронов от содержания лития в гранитных пегматитах (а) и ртути в известняках (б) [24] (Po—Be-источник, $r=20$ см).

существенно менее чувствительно к поглощающим элементам, чем поле тепловых нейтронов. При повышении концентрации поглощающих элементов наблюдается постепенное уменьшение

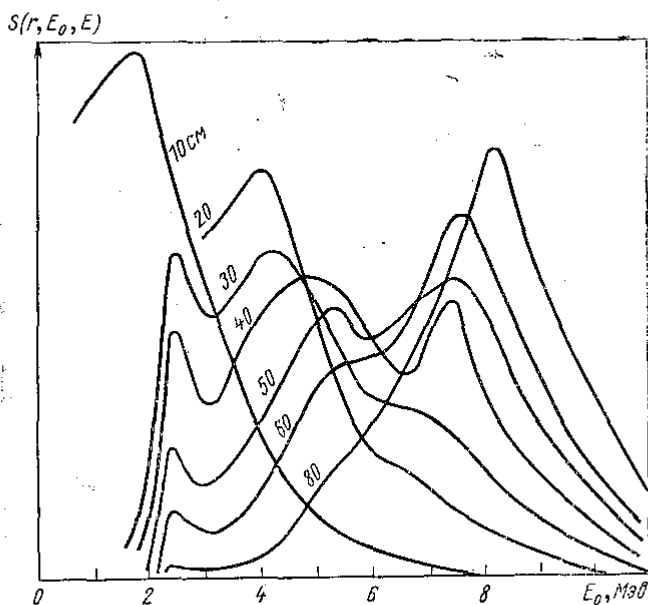


Рис. 6.15. Спектральный эффект полиэнергетического источника в воде (цифры у кривых — расстояние от источника) [12].

чувствительности поля тепловых нейтронов (концентрационное вырождение).

Спектральный эффект полиэнергетического источника. Как уже было отмечено, пространственное распределение нейтронов существенно зависит от энергии первичных нейтронов (см. рис. 6.10). В случае полиэнергетического источника вклады различных участков спектра в суммарный поток нейтронов существенно отличаются на разных расстояниях от источника [12]. Относительный вклад первичных нейтронов энергии E_0 в суммарный поток $\Phi^*(r, E)$ нейтронов равен

$$S(r, E_0, E) = \frac{g(E_0) \Phi(r, E_0, E)}{\Phi(r, E)}, \quad (6.136)$$

где $g(E_0)$ — весовая функция (6.115) спектра источника; $\Phi(r, E_0, E)$ — поток моноэнергетических нейтронов. Графики функции (6.136) показаны на рис. 6.15. Их анализ показывает, что на небольших расстояниях от источника суммарный поток нейтронов определяется главным образом низкоэнергетическими нейтронами первичного спектра, а на больших расстояниях суммарный поток близок к потоку нейтронов большой начальной энергии.

Отмеченный эффект полиэнергетического источника наиболее ярко проявляется в водородсодержащих средах.

Нестационарное поле нейтронов

Пространственное распределение. Из решения задач нестационарного переноса нейтронов (§ 2 настоящей главы) следует, что пространственное распределение нейтронов в нестационарном случае либо такое же, как в стационарном, либо незначительно отличается от него. В качестве примера на рис. 6.16 показано пространственное распределение нейтронов ($E_0 = 2,45$ Мэв, $E = 0,1$ эв) в различные интервалы времени [15]. Как видно, пространственное распределение нейтронов мало меняется со временем.

Полная аналогия стационарного и нестационарного распределений нейтронов в пространстве позволяет автоматически распространить на случай нестационарного поля рассмотренные выше закономерности: влияние плотности и влажности пород и руд, поглощающих свойств и т. д.

Временное распределение надтепловых нейтронов в замедлителе. Зависимость плотности нейтронов от времени имеет максимум на временах порядка времени замедления t_0 . Расчеты показывают [15], что форма кривых временного распределения плотности замедления нейтронов определяется водородсодержанием горных пород; она близка к гауссовской в породах с нулевым водородсодержанием и существенно асимметричная

(с пологом спадом после максимума) в водородсодержащих средах.

Как следует из теории подобия [см. формулу (6.101)], а также из анализа непосредственных расчетов нейтронных полей [15], положение максимума $t_{\text{макс}}$ временного распределения

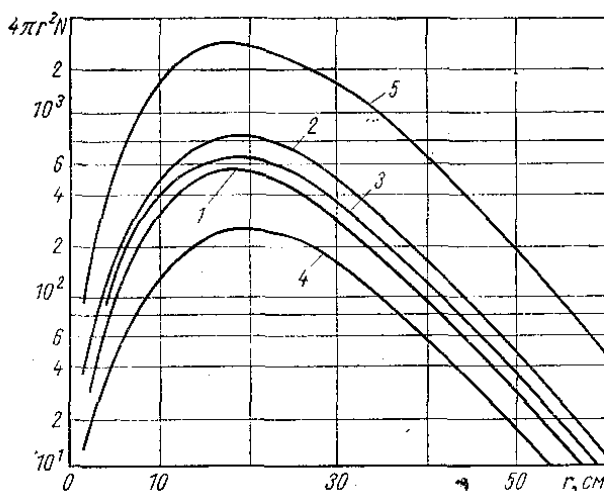


Рис. 6.16. Пространственное распределение плотности замедления нейтронов в песчанике 20%-ной пористости ($W=8,6\%$) в различные моменты времени:

1 — 0,6 мксек; 2 — 6–12 мксек; 3 — 12–18 мксек; 4 — 24–30 мксек; 5 — стационарное распределение.

закономерно изменяется при изменении водородсодержания: максимум смещается в сторону меньших значений времени с повышением водородсодержания пропорционально уменьшению t_3 .

График временного распределения замедлившихся нейтронов в целом закономерно деформируется, сжимаясь или растягиваясь вдоль оси t при изменении водородсодержания. Изменение масштаба происходит пропорционально $L(t)$ или t_3 .

Плотность надтепловых нейтронов в первом приближении формируется во времени и пространстве независимо. Более точные расчеты, однако, показывают, что по мере удаления от источника происходит небольшое растягивание процесса во времени по сравнению с областями, близкими к источнику.

Временное распределение тепловых нейтронов. Согласно расчетам, при достаточно больших временах ($t > 1500 \div 2000$ мксек) наклон временных графиков распределения тепловых нейтронов не зависит от замедляющих свойств среды и приближается к наклону экспоненты $e^{-t/\tau}$ (τ — среднее время жизни теплового нейтрона). При меньших временах наклон

графиков

$$n(r, t) = \varphi(t) \quad (6.137)$$

зависит от расстояния r [15]: на небольших расстояниях наклон

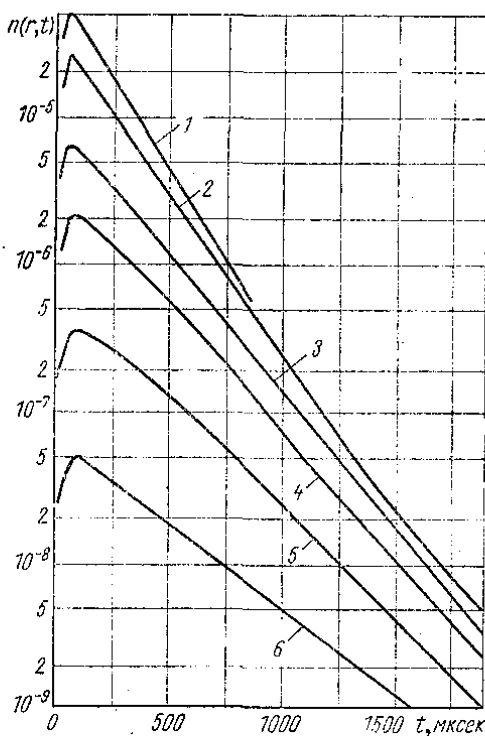


Рис. 6.17. Временное распределение тепловых нейтронов в песчанике 20%-ной пористости, насыщенном соленой водой (200 г/л NaCl). Интервалы расстояний:

1—8—12 см; 2—16—20 см; 3—28—32 см;
4—36—40 см; 5—48—52 см; 6—60—64 см.

В качестве примера временного распределения тепловых нейтронов на рис. 6.17 приводятся результаты расчета методом Монте-Карло [15] для нейтронов с $E_0 = 2,45$ Мэв.

графиков больше, а на больших — меньше по сравнению с наклоном экспоненты $e^{-t/\tau}$. Это объясняется диффузионным переносом тепловых нейтронов из области вблизи источника в более удаленные области пространства.

Существует такое граничное расстояние, на котором временной график имеет наклон экспоненты $e^{-t/\tau}$ сразу же после перехода через максимум: здесь утечка нейтронов в удаленную область компенсируется их притоком из более близкой к источнику области. Граничное расстояние зависит от замедляющих свойств пород. Например, для источника нейтронов $E_0 = 2,45$ Мэв оно равно 25 см в песчанике с $W = 8,6\%$ и 50—60 см в сухом песчанике [15].

Время t , начиная с которого плотность нейтронов уменьшается по закону $e^{-t/\tau}$, тем больше, чем меньше водорода и поглощающих элементов в породе и чем больше отличается расстояние от граничного.

ГЛАВА 7. НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД

Нейтронное поле зависит от замедляющих и поглощающих свойств среды. Замедление нейтронов определяется главным образом водородсодержанием горных пород, а поглощающие

свойства зависят от присутствия элементов с аномально высокими сечениями захвата нейтронов (бор, марганец, редкоземельные элементы, хлор, ртуть и др.). Указанные особенности нейтронного поля используют в нейтрон-нейтронном методе (ННМ) для изучения влажности горных пород и содержания в них элементов с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов.

ННМ осуществляют путем изучения стационарного поля тепловых или надтепловых нейтронов на некотором расстоянии от источника быстрых нейтронов, помещенного в горную породу или руду. В соответствии с этим различают два варианта метода — нейтрон-нейтронный метод по тепловым нейтронам (ННМ_т) и нейтрон-нейтронный метод по надтепловым нейтронам (ННМ_{нт}).

Практическое применение нашли скважинный, полевой и лабораторный варианты ННМ. Однако их очевидные различия имеют подчиненное значение. Особенности ННМ определяются главным образом областью применения и решаемой задачей. Наметилось три основных направления: изучение влажности грунтов и почв при решении инженерно-геологических и мелиоративных задач; изучение коэффициента пористости и характера заполнения пор на нефтяных и газовых месторождениях; изучение месторождений и опробование руд бора, марганца, ртути, редких земель и некоторых других элементов.

Рассмотрим особенности ННМ в трех перечисленных областях его применения.

§ 7.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛАЖНОСТИ ГРУНТОВ И ПОЧВ

Разработке и применению нейтронных влагомеров в Советском Союзе и за рубежом посвящено большое число исследований, обстоятельный обзор которых дается в работе [26]. Значительное внимание уделено нейтронному методу измерения влажности в сводных работах [27, 28].

Схемы и параметры нейтронных зондов-влагомеров

Влажность почво-грунтов изучают либо в поверхностном слое с помощью приставного 2л-влагомера, либо в скважинах на глубинах до 10—15 м с помощью каротажного зонда. Измерения выполняют в геометрии рассеяния нейтронов, используя доинверсионные зонды небольшой длины. Основные варианты взаимного размещения источника и детектора показаны на рис. 7.1. Схемы *а* и *б* применимы при использовании детекторов с низкой чувствительностью к быстрым нейтронам и сопровождающему их γ -излучению источника; схему *в* обычно применяют при использовании сцинтилляционных детекторов нейтро-

нов, разделяя источник и детектор экраном из свинца толщиной в несколько сантиметров.

Для измерения влажности используют импульсные источники нейтронов нескольких типов: $\text{Po} - \text{Be}$, $\text{Pu} - \text{Be}$ (см. табл. 6.3), а в последние годы за рубежом находят применение источники $\text{Ac}^{227} - \text{Be}$ ($T = 21,6$ лет) и $\text{Am}^{241} - \text{Be}$ ($T = 490$ лет), отличающиеся весьма низким гамма-фоном. Активность используемых источников обычно равна $(6 \div 8) \cdot 10^4$ нейтрон/сек.

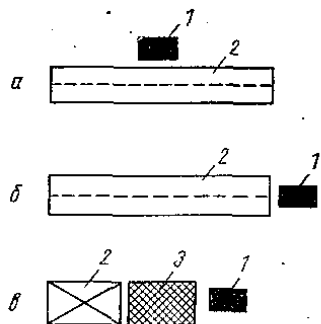


Рис. 7.1. Зонды нейтронных влагомеров:

1 — источник нейтронов; 2 — детектор; 3 — разделительный экран.

В качестве детекторов в нейтронных влагомерах чаще всего используют пропорциональные борные счетчики, реже — сцинтилляционные счетчики медленных нейтронов. Иногда для регистрации тепловых нейтронов применяют газоразрядные счетчики Гейгера — Мюллера, окруженные тонким слоем кадмия [27]. Счетчик регистрирует возникающее в кадмий захватное γ -излучение. Одновременно счетчик регистрирует захватное γ -излучение, возникающее в окружающей зонд среде. Недостаток последнего типа счетчика — низкая эффективность и высокий фон в породах с нулевой влажностью.

Кожух, в который заключен нейтронный зонд, играет роль фильтра, поглощающего тепловые нейтроны и замедляющего надтепловые. Наилучшим является фильтр из алюминия или дюрала толщиной несколько миллиметров, который незначительно влияет на скорость счета. Стальной фильтр снижает скорость счета и тем самым уменьшает статистическую точность.

Для увеличения абсолютной скорости счета иногда применяют дополнительный фильтр толщиной несколько миллиметров из водородсодержащего вещества (парафин, полиэтилен), размещаемого вокруг источника. Однако одновременно с увеличением скорости счета в этом случае происходит потеря чувствительности из-за роста фона в среде с нулевой влажностью (см. рис. 7.2).

В зонах поверхностных влагомеров для увеличения скорости счета применяют отражатели нейтронов, которые размещают над источником и детектором. Максимальное возрастание скорости счета наблюдается при использовании отражателя из парафина. Но здесь, как и при замедлителе, размещенном вокруг источника, наблюдается уменьшение чувствительности. Наилучшие результаты дает стальной отражатель.

Эталонировочные графики влагомеров. Чувствительность к влажности

Прежде чем перейти к рассмотрению эталонировочных графиков, условимся относительно единиц измерения влажности грунтов и горных пород.

Естественное физическое определение влажности W как концентрации влаги во влажном грунте [см. формулу (6.127)] в инженерной геологии не принято. Используют понятие весовой влажности W^* , которая определяется как отношение массы воды к массе сухого грунта; кроме того, пользуются понятием объемной влажности m , равной объему (массе) воды в 1 см^3 грунта. Соотношения между перечисленными величинами следующие:

$$W = \frac{m}{\rho}; \quad (7.1)$$

$$W^* = \frac{m}{\rho_c}, \quad (7.2)$$

где ρ — плотность влажного грунта; ρ_c — плотность сухого грунта (плотность скелета). Для водонасыщенной горной породы влажность m численно равна коэффициенту пористости k_p , а плотность скелета ρ_c — минералогической плотности ρ_0 .

Эталонировочные графики нескольких типов нейтронных влагомеров показаны на рис. 7.2. Зонд фирмы Danbridge имеет детектор небольших размеров, поэтому эффективная длина

зонда при размещении источника по схеме рис. 7.1, а близка к нулю. Увеличение размеров зонда путем смещения источника к торцевой части детектора или в результате увеличения длины детектора приводит к снижению скорости счета и спрямлению графика (зонды фирм Nuclear Chicago и de Booldt без парафи-

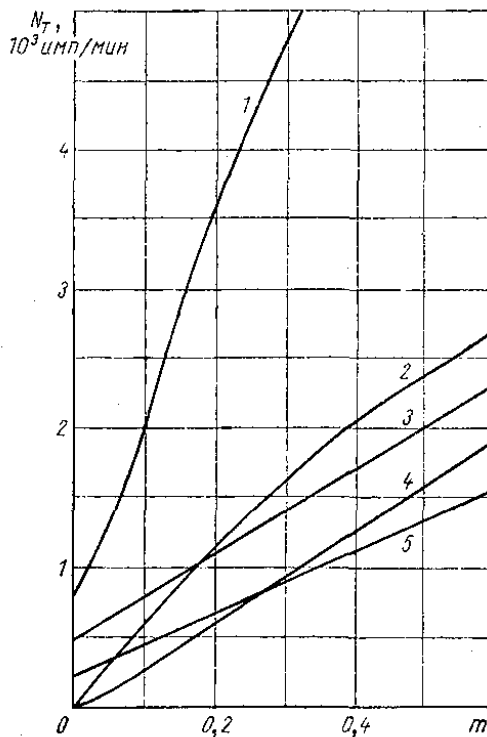


Рис. 7.2. Эталонировочные графики скважинных влагомеров, приведенные к мощности источника 10^4 нейтрон/сек [26]:

1 — зонд фирмы Danbridge; 2 — зонд фирмы Nuclear Enterprises; 3 — зонд фирмы de Booldt с парафиновым замедлителем вокруг источника; 4 — зонд фирмы Nuclear Chicago; 5 — зонд фирмы de Booldt без парафинового замедлителя.

нового замедлителя). При значительном увеличении длины зонда (до 10—15 см) в области высоких влажностей происходит уменьшение наклона эталонировочного графика в связи с приближением к области инверсии.

Рассмотренные закономерности вытекают из общего характера изменения нейтронного поля в зависимости от влажности среды и длины зонда (см. рис. 6.12).

Качество нейтронного влагомера определяется следующими показателями, связанными с эталонировочным графиком: высокой скоростью счета, низким фоном в точке $m=0$, линейным характером графика в широком диапазоне влажности. Численную оценку удобно выражать чувствительностью к влажности, которую в соответствии с формулой (6.135) определим как относительное приращение скорости счета на единицу влажности:

$$\eta_m = \frac{\Delta N}{N \Delta m}. \quad (7.3)$$

Если m выражено в долях единицы, а $\Delta N/N$ — в относительных величинах, то η_m численно равняется приращению скорости счета в процентах на 1% изменения влажности ($\Delta m=0,01$). Чувствительность некоторых зондов, эталонировочные графики которых изображены на рис. 7.2, дана в табл. 7.1.

Таблица 7.1
Чувствительность нейтронных влагомеров

m	η_m для зондов*		
	1	2	4
0,1	7,5	8,5	11,0
0,4	1,3	2,0	2,4

* Номера зондов соответствуют номерам графиков на рис. 7.2.

Необходимо отметить, что чувствительность в общем случае зависит от плотности скелета ρ_c . Например, для нулевого зонда ННМ_т, по данным расчетов эталонировочных графиков [29], получают значения чувствительности, приведенные в табл. 7.2.

Таблица 7.2
Чувствительность нулевого зонда ННМ_т

m	$\rho_c = 1,2 \text{ г/см}^3$	$\rho_c = 1,8 \text{ г/см}^3$
0,1	10,0	7,2
0,3	3,6	3,5

Промышленные образцы нейтронных влагомеров обычно работали по ННМ_т. Отказ от использования надтепловых нейтронов объясняют потерей в скорости счета из-за низкой эффективности детекторов. Из-за отсутствия высококачественных экспериментальных материалов оценку чувствительности ННМ_{нт} к влажности выполним с помощью эталонировочных графиков, рассчитанных методами теории подобия (рис. 7.3). Исходные для расчетов графики показаны на рис. 6.11.

Чувствительность доинверсионного зонда ННМ_{нт} равна $\eta_m = 7,3$ при $m=0,1$ ($\rho_c=1,8$ г/см³) и $\eta_m=1,2$ при $m=0,4$. Сравнение с данными табл. 7.1 позволяет сделать вывод, что ННМ_т и ННМ_{нт} имеют близкие величины чувствительности к влажности.

Влияние вещественного состава, плотности и температуры

Элементы с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов.

В почво-грунтах могут присутствовать следующие элементы с высокими сечениями захвата — бор, хлор, марганец, железо, калий (табл. 7.3). Увеличение концентрации поглощающих элементов приводит к снижению скорости счета тепловых нейтронов и к ошибке в определении m (для доинверсионных зондов $\Delta m < 0$). Выполнены как теоретические [29], так и экспериментальные оценки влияния поглощающих элементов с ННМ_т.

При содержании бора $30 \cdot 10^{-6}$ г/г погрешность $\Delta m = -0,013$ при $m=0,1$ и возрастает до $\Delta m = -0,03$ при $m=0,3$. Содержа-

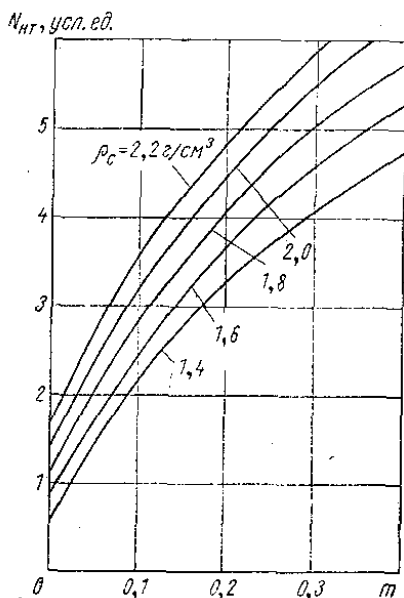


Рис. 7.3. Эталонировочные графики влагомера с зондом длиной $R=5$ см, работающего по ННМ_{нт}.

Нейтронпоглощающие элементы почв

Таблица 7.3

Элемент	Сечение захвата		Содержание в грунте, г/г
	σ_c , барн	Σ_c/ρ , см ² /г	
B	755	41,8	$(1 \div 30) \cdot 10^{-6}$
Cl	33	0,56	$(4 \div 80) \cdot 10^{-6}$
Mn	13,2	0,14	$(3 \div 7) \cdot 10^{-4}$
Fe	2,6	0,028	$(4 \div 20) \cdot 10^{-3}$
K	2,1	0,032	$(1 \div 2) \cdot 10^{-2}$

ние хлора $80 \cdot 10^{-6}$ г/г ($133 \cdot 10^{-6}$ г/г NaCl) дает погрешность $\Delta m = -0,0003$ при $m = 0,1$ и $\Delta m = -0,0005$ при $m = 0,3$. Таким образом, влияние поглощающих элементов зависит от влажности.

Если величину ошибки принять равной $\Delta m = -0,005$, то минимально допустимая концентрация бора ориентировочно равна $9 \cdot 10^{-6}$ г/г, хлора — $8 \cdot 10^{-4}$ г/г, марганца — $3,2 \cdot 10^{-3}$ г/г, железа — $1,6 \cdot 10^{-2}$ г/г, калия — $1,4 \cdot 10^{-2}$ г/г. Сравнение с данными табл. 7.2 показывает, что на определение влажности ННМ_т оказывают влияние почти все поглощающие элементы. Влияние хлора должно проявляться только в засоленных грунтах.

В условиях, когда влияние поглощающих элементов вносит существенную ошибку в результаты измерения влажности, целесообразно перейти к измерениям по надтепловым нейтронам. Детектирование надтепловых нейтронов можно выполнить с помощью счетчика тепловых нейтронов, окружив его слоем кадмия и парафина (см. гл. 6).

Водород, не входящий в состав свободной влаги. Нейтронное поле, как следует из теории (см. гл. 6), определяется суммарным содержанием водорода в среде. Однако процесс рассеяния нейтронов зависит от химических связей водорода (см. табл. 6.2 — сечения рассеяния для водорода и воды), т. е. от типа химического соединения.

Влияние типа химического соединения удобно оценить по изменению длины миграции

$$M = (L^2 + L_d^2)^{1/2}, \quad (7.4)$$

где L — длина замедления; L_d — длина диффузии.

По экспериментальным данным Н. В. Чураева и Л. Г. Родэ, водород, находящийся в органических соединениях, и водород химически связанной воды имеет M примерно в 1,7 раза больше, чем в случае свободной влаги. Это значит, что свободная влага эквивалентна по своим нейтронным свойствам в 1,7 раза большему количеству связанной влаги.

Несмотря на меньшее влияние связанного водорода, его присутствие в количестве 0,14 вес. % обуславливает погрешность $\Delta m = 0,005$. Следует отметить, что повышение концентрации связанного водорода в большинстве типов грунтов коррелирует с повышенной концентрацией поглощающих элементов; для доинверсионных зондов оба эти фактора вносят погрешности противоположного знака, взаимно компенсируя друг друга.

Плотность грунта. Нейтронное поле зависит от плотности среды так же, как γ -поле (см. рис. 6.11). В частности, скорость счета, измеренная доинверсионным зондом, растет с увеличением плотности.

При изучении влажности грунтов в условиях неполного влагонасыщения результаты измерений будут зависеть от плот-

ности скелета грунта. Для НМ_{нт} влияние плотности скелета при использовании доинверсионного зонда показано на рис. 7.3. Изменение плотности скелета на $\Delta\rho_c=0,1 \text{ г/см}^3$ вызывает погрешность $\Delta m=0,012$ при $m=0,1$ и $\Delta m=0,033$ при $m=0,4$.

Расчеты для условий НМ_т (нулевой зонд), приведенные в работе [29], дают аналогичные результаты: $\Delta m=0,008$ при $m=0,05$ и $\Delta m=0,016$ при $m=0,35$ ($\Delta\rho_c=0,1 \text{ г/см}^3$).

Если погрешность измерения влажности принять равной $\Delta m=0,005$, то допустимые колебания плотности скелета грунта составят $\Delta\rho_c=0,02\div0,05 \text{ г/см}^3$. При значительных колебаниях плотности грунта в измерения влажности следует вносить поправку. Целесообразно сочетать измерения влажности НМ с измерениями плотности ГМ-П.

Температура. Из теории нейтронных методов следует, что температура среды влияет на диффузию и пространственное распределение тепловых нейтронов. В работе [30] выполнена оценка температурных эффектов и показано, что заметные изменения нейтронного поля должны наблюдаться при повышении температуры от 20 до 100°С и выше. Температурные эффекты растут при увеличении влажности среды, уменьшении концентрации поглощающих элементов и увеличении длины зонда.

Численные оценки влияния умеренных изменений температуры на результаты измерения влажности НМ_т выполнены в работе [29]. Так, для нулевого зонда изменение температуры грунта от 10 до 30°С вызывает погрешность $\Delta m=-0,002$ при $m\approx 0$ и $\Delta m=-0,008$ при $m=0,35$.

Влияние низких температур на результаты измерения влажности НМ не изучено.

Глубинность исследований

Под глубиной исследований НМ обычно понимают радиус $r_{0,9}$ цилиндрического слоя, из которого поступает к детектору 90% нейтронов. Детальные расчеты глубинности НМ выполнил С. А. Кантор [31]. Установлены следующие закономерности.

Глубинность связана с длиной замедления нейтронов. Для зондов небольшой длины ($R=0\div 25 \text{ см}$)

$$r_{0,9} = 2,1L, \quad (7.5)$$

где L — длина замедления. С увеличением длины зонда глубинность меняется незначительно (увеличивается на 10—20% при изменении R от 0 до 80 см).

Анализ пространственного распределения надтепловых нейтронов (см. гл. 6) показывает, что максимальное число нейтронов находится в сферическом слое, удаленном от источника на расстояние около $2\rho L$ [см. формулу (6.134)]. Для тепловых

нейтронов аналогичная оценка дает величину $1,85 \rho M$ (M — длина миграции). Сравнение с формулой (7.5) позволяет сделать заключение о том, что глубинность ННМ определяется максимумом пространственного распределения нейтронов в сферических слоях, окружающих источник. Для расчета глубинности ННМ_г можно пользоваться формулой

$$\rho r_{0,9} = 2 \rho M, \quad (7.6)$$

а для ННМ_{нт} —

$$\rho r_{0,9} = 2 \rho L. \quad (7.7)$$

Поскольку и длина замедления, и длина диффузии существенно уменьшаются с ростом влажности, глубинность ННМ определяется главным образом влажностью среды. Кроме того, глубинность, выраженная в линейных единицах, уменьшается пропорционально росту плотности среды.

Анализ численных значений нейтронных параметров горных пород (см. гл. 6) и, в частности, грунтов показывает, что значения глубинности ННМ_г и ННМ_{нт} близки и составляют 140—180 г/см² при $m=0$, 50—60 г/см² при $m=0,1$ и 30—40 г/см² при $m=0,4$. Для грунта, имеющего среднюю плотность $\rho=1,7$ г/см³, $r_{0,9}=32 \div 21$ см при $m=0,1 \div 0,4$; с уменьшением влажности в диапазоне $m < 0,05$ глубинность резко возрастает вплоть до 95 см в сухом грунте.

Слой насыщения больше глубинности и ориентировочно равен

$$\rho r_{\infty} = (3 \div 4) \rho M. \quad (7.8)$$

Влияние промежуточной зоны

Обычно измерения влажности грунтов выполняют в обсаженных скважинах малого диаметра. В этом случае на результаты измерений будут влиять диаметр обсадной трубы, характер заполнения скважины (вода, воздух), толщина и материал обсадной трубы, каверны в затрубном пространстве и их заполнение. При поверхностных измерениях влияют неровности исследуемого участка.

Имеется тесная аналогия в зависимостях нейтронных полей и полей рассеянного γ -излучения от промежуточной зоны: во всех случаях чувствительность к свойствам изучаемой среды уменьшается с ростом мощности промежуточной зоны.

Для ННМ решающее значение имеет различие не столько плотностей, сколько нейтронных параметров промежуточной зоны и основной среды. Увеличение водородсодержания или концентрации поглощающих нейтроны элементов в промежуточной зоне резко изменяет скорость счета и характер эталонировочного графика.

Рассмотрим отдельные экспериментальные результаты, иллюстрирующие влияние промежуточной зоны на измерения влажности зондами ННМ [26, 27].

При увеличении диаметра заполненной воздухом скважины с 38 до 76 мм при $m=0,1-0,2$ чувствительность нейтронного влагомера η_m уменьшилась с 9,0 до 7,2. Заполнение скважины водой значительно увеличивает эффект.

Обсадные трубы толщиной 2—3 мм, изготовленные из дюралюминия, практически не влияют на скорость счета. Стальная обсадка толщиной 2 мм уменьшает скорость счета примерно на 4%. Поливинилхлоридные трубы при толщине стенок 2—3 мм уменьшают скорость счета тепловых нейтронов примерно на 10% за счет поглощения нейтронов ядрами хлора. Полиэтиленовые трубы увеличивают водородсодержание в промежуточной зоне, что приводит для доинверсионных зондов к росту скорости счета (на несколько процентов при толщине труб 1—2 мм).

Для уменьшения такого влияния промежуточной зоны при измерениях влажности используют скважины минимального диаметра (20—40 мм), обсаженные дюралевыми трубами, и скважинные снаряды, мало отличающиеся по диаметру от обсадной трубы. Обсадные трубы закрывают снизу заглушкой, чтобы вода не проникала в скважину, или применяют способы вытеснения воды из скважины. Применение способов бурения и обсадки, обеспечивающих минимальную кавернозность в затрубном пространстве, также уменьшает влияние промежуточной зоны. При измерениях влажности 2π -влагомерами поверхность грунта предварительно выравнивают, устраняя влияние воздушных зазоров между зондом и средой.

Способы эталонирования влагомеров

Существует три основных способа эталонирования [26]: лабораторный, полевой и с помощью полуэмпирических формул.

Эталонирование в лаборатории выполняют на среде с постоянной плотностью скелета ρ_s , равной средней плотности скелета реальных грунтов. Различные значения влажности получают постепенным увлажнением материала. Обсадка и способ бурения скважины при эталонировании скважинных влагомеров должны мало отличаться от реальных полевых условий. Чтобы учесть влияние химического состава, для изготовления моделей берут типичные грунты. При использовании лабораторного эталонировочного графика вносят поправку на изменения ρ_s грунтов, оценивая плотность независимым методом.

Эталонирование в полевых условиях выполняют на типичных грунтах, выбирая участки с различной влажностью. Значения влажности определяют независимым методом. При этом необходимо обращать внимание на возможные ошибки за счет неоднородности грунта и различия в опробуемых объемах.

Эталонировочный график устанавливают для средней величины ρ_c , а изменения плотности при рядовых определениях влажности учитывают поправкой.

Использование теоретической формулы, выражающей эталонировочную зависимость, сводится к экспериментальному определению входящих в формулу коэффициентов. Этот же прием можно использовать, когда известен эталонировочный график для влагомера серийного производства: нормированием графика в одной-двух точках можно получить эталонировочную зависимость для конкретных условий.

Обычно эталонировочные графики для разных типов грунтов различаются незначительно. Так, в работе [26] найдены расчетным путем эталонировочные зависимости для пяти реальных типов песчаных, супесчаных и глинистых почво-грунтов. Графики отличались друг от друга не более чем на $\Delta m = \pm 0,0085$ (влияние ρ_c не учитывалось). Однако колебания в составе и плотности грунтов могут быть и более существенными, поэтому приходится использовать индивидуальные эталонировочные графики.

Идеальным представляется получение семейства эталонировочных графиков по параметру ρ_c (см., например, рис. 7.3), с тем чтобы при определении влажности учитывать плотность скелета грунта.

Методика и техника работ.

Точность определения влажности

В СССР серийно выпускают два типа влагомера — НИВ-1 и НВУ-1 [28].

Влагомер НИВ-1 предназначен для измерения влажности почво-грунтов в скважинах на глубинах до 6 м. Комплект влагомера состоит из скважинного зонда, интегрального радиометра и контрольно-защитного устройства. Вес комплекта 19 кг. Зонд состоит из $Pu-Be$ -источника нейтронов активностью 10^5 нейтрон/сек и пяти счетчиков типа СТС-5 с кадмиевым фильтром. Источник и детектор разделены свинцовым экраном. Длина зонда несколько сантиметров, диаметр скважинного снаряда 38 мм.

Влагомер НВУ-1 предназначен как для поверхностных, так и для скважинных (до глубины 6 м) измерений влажности. В комплект входят зонд, радиометр с приставкой-усилителем и контрольно-защитное устройство. Последнее при поверхностных измерениях служит экраном-отражателем. Зонд длиной 14 см состоит из борного счетчика СНМ-11 и $Pu-Be$ -источника нейтронов активностью до 10^5 нейтрон/сек. Диаметр зонда 42 мм. Вес комплекта аппаратуры 21,5 кг.

Измерения влажности выполняют в скважинах, обсаженных дюралевыми трубами диаметром 50 мм. Контроль работы вла-

гомеров производится по единичному замеру в контрольно-защитном устройстве. Величина скорости счета в контрольном устройстве служит условной единицей, с помощью которой строится шкала скорости счета эталонировочного графика. Контрольно-защитные устройства влагомеров НИВ-1 и НВУ-1 заполнены парафином с добавками бора. Скорость счета в них соответствует примерно $m=0,13$ (НИВ-1) и $m=0,36$ (НВУ-1, скважинный вариант).

По данным производственных испытаний [32], влагомеры имеют следующую чувствительность η_m (при $\rho=2,0$ г/см³): НИВ-1 — 3,1 и НВУ-1 — 7,3 при $m=0,1$; НИВ-1 — 1,1 и НВУ-1 — 1,7 при $m=0,4$. Диапазон измеряемой влажности равен $m=0,024 \div 0,40$ для НИВ-1 и $m=0,005 \div 0,50$ для НВУ-1.

Погрешность в определении влажности складывается из статистической погрешности при измерении скорости счета, погрешности, связанной с нестабильностью влагомера, и погрешности за счет влияния переменных параметров ближней зоны, почво-грунтов и неточностей эталонировочного графика. Последняя группа погрешностей оказывает решающее влияние, поэтому для разных типов влагомеров точность определения влажности имеет близкие значения — $\Delta m \approx \pm 0,01$. Относительная погрешность равна 2—10% в зависимости от диапазона влажности.

§ 7.2. ИЗУЧЕНИЕ ПОРИСТОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Принципиальная возможность определения пористости пород с помощью ННМ основана на изменении водородсодержания за счет уменьшения или увеличения количества заполняющих поры водородсодержащих жидкостей (воды, нефти) или газа (углеводорода). Подчиненный эффект вызывается изменением плотности породы.

Применение ННМ для определения коэффициентов пористости и газонасыщенности на нефтяных и газовых месторождениях имеет свои особенности. Используют только каротажный вариант метода (ННК_г и ННК_{пт}). Каротаж выполняют заинверсионными зондами длиной до 70—80 см в скважинах большого диаметра (150—300 мм), заполненных буровым раствором. Нередко скважинный снаряд бывает отделен от породы промежуточной зоной (стальной обсадной колонной, цементным кольцом, глинистой коркой).

Связь между нейтронным полем и коэффициентом пористости

Если поры горной породы насыщены водой, коэффициент пористости равен объемной влажности ($k_{пв}=m$). С увеличением пористости растет водородсодержание и уменьшается плотность

[см. формулу (6.126)]. Для заинверсионного зонда увеличение влажности вызывает уменьшение потока нейтронов, а уменьшение плотности, наоборот, приводит к росту потока. Определяющим является влияние влажности, поэтому нейтронное поле затухает с ростом k_{π} .

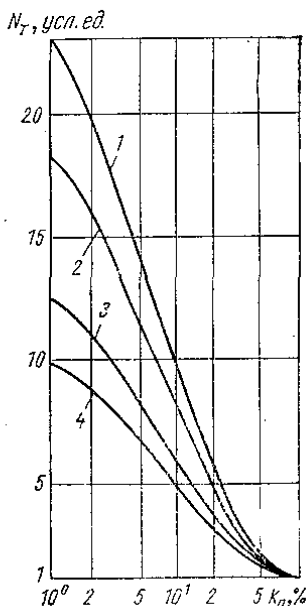


Рис. 7.4. Зависимость поля тепловых нейтронов от пористости песчанников (аппаратура ДРСТ-1, зонд $R=50$ см, Ро-Ве-источник):

1 — диаметр скважины $d_c = 22,5$ см; 2 — $d_c = 25$ см; 3 — $d = 22,5$ см, обсадка $d_0 = 16$ см; 4 — $d_c = 25$ см; $d_0 = 16$ см.

Как расчеты, так и многочисленные эксперименты показывают, что в ограниченном диапазоне величины k_{π} наблюдается линейная зависимость между потоком нейтронов и логарифмом коэффициента пористости:

$$N = a + b \ln k_{\pi}, \quad (7.9)$$

где a и b — постоянные коэффициенты. Линейность нарушается в области малых величин пористости ($k_{\pi} < 0,05 \div 0,1$) за счет влияния области инверсии (даже для зондов большой длины) и в области высоких пористостей ($k_{\pi} > 0,4 \div 0,5$). В качестве примера на рис. 7.4 показаны эталонировочные зависимости ННК_Т для песчанников, полученные экспериментально на моделях скважин [33].

Следует отметить, что монотонная зависимость между нейтронным полем и влажностью (коэффициентом пористости) является, как показал Д. А. Кожевников, принципиально приближенной. В действительности она осложнена экстремумами, обусловленными, вероятно, резонансным характером энергетических зависимостей сечений рассеяния и средних косинусов углов рассеяния быстрых нейтронов. Этот вопрос пока недостаточно изучен.

Чувствительность нейтронного поля к пористости максимальна в области малых пористостей: например, по данным рис. 7.4, при $d_c = 22,5$ см $\eta_{k_{\pi}} = 10,0$ для $k_{\pi} = 0,02 \div 0,1$, $\eta_{k_{\pi}} = 4,3$ для $k_{\pi} = 0,2 \div 0,5$, по чувствительности к пористости ННК_Т и ННК_{НТ} близки.

Влияние параметров пласта

Нейтронное поле, как следует из теории (см. гл. 6), зависит не только от влажности (пористости в рассматриваемом случае), но и от вещественного состава породы, минералогической плотности ρ_0 , характера и свойств заполнителя пор.

Вещественный состав пород. Нефтяные и газовые месторождения связаны с двумя основными типами разрезов — карбонатным, в котором коллекторами являются известняки, и терригенным (пористые песчаники, иногда песчано-глинистые отложения).

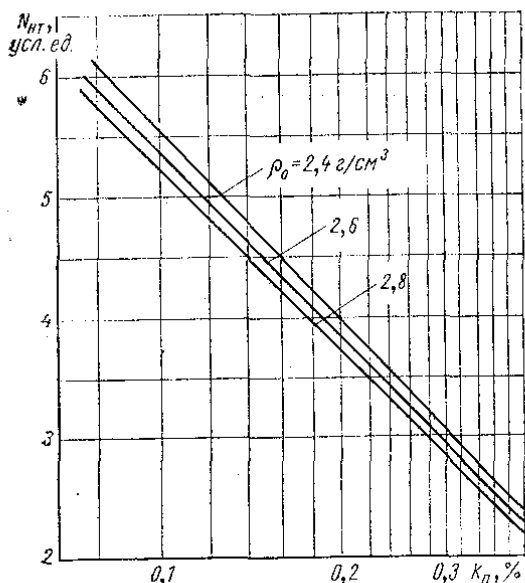


Рис. 7.5. Поле надтепловых нейтронов Ra—Be-источника как функция коэффициента пористости и минералогической плотности песчаников ($R=50$ см).

Песчаники, известняки и доломиты существенно различаются по нейтронным свойствам. Так, массовые длины замедления (см. рис. 6.6) отличаются на 5—10% для сухих пород и на 3—5% для влажных. При определении пористости эти различия приходится учитывать.

Существенное влияние на определение пористости оказывает связанная вода таких пород, как глины, ангидрит. Глины при нулевой открытой пористости отмечаются ННК как породы, имеющие пористость около 0,4. Результаты определения k_D нейтронным методом в песчано-глинистом разрезе при частичном заполнении пор в песчанике глинистым материалом оказываются завышенными. Для вычисления истинного значения коэффициента пористости необходимо вносить поправку на глинистость, определяя количество глинистого материала по данным гамма-каротажа [34]. Поправка увеличивается линейно с ростом глинистости от 0,01 до 0,4.

Минералогическая плотность. В зависимости от условий образования и наличия примесей минералогическая плотность кальцита, доломита и кварца может изменяться на 0,2—0,3 г/см³ [35]. Влияние минералогической плотности ρ_0 оценим по данным расчетов поля надтепловых нейтронов методами теории подобия (рис. 7.5).

При увеличении минералогической плотности на $\Delta\rho_0 = 0,1 \text{ г/см}^3$ погрешность определения коэффициента пористости равна $\Delta k_n = 0,005$ при $k_n = 0,1$ и $\Delta k_n = 0,01$ при $k_n = 0,4$. Если ориентироваться на точность определения коэффициента пористости, равную 5 отн. %, то допустимые колебания ρ_0 будут равны $\Delta\rho_0 = \pm 0,07 \text{ г/см}^3$. При больших колебаниях изменения минералогической плотности следует учитывать.

Свойства поровой жидкости. На нефтяных месторождениях поровое пространство коллекторов обычно заполнено водой или нефтью. По замедляющим свойствам пресная вода и нефть практически не различаются, так как они имеют одинаковое содержание водорода. ННК_{ит} и ННК_т не различают водо- и нефтенасыщенные пласты, определяя в обоих случаях только величину k_n .

Повышенная минерализация пластовых вод (100—100 г/л NaCl) не влияет на результаты ННК_{ит}, но искажает определения коэффициента пористости методом ННК_т за счет поглощения тепловых нейтронов ядрами хлора. Этот эффект можно использовать для определения характера заполняющей поры жидкости с помощью ННК_т (определение водо-нефтяного контакта — ВНК).

В необсаженных скважинах влияние минерализации пластовых вод обычно незначительное из-за вытеснения пластовой воды в зоне проникновения пресным фильтратом бурового раствора (мощность зоны проникновения одного порядка с глубиной ННК). В обсаженной и зацементированной скважине равновесие в пласте восстанавливается спустя 2—3 недели. Кроме того, наблюдается засолонение цементного кольца против соответствующих пластов. В таких условиях амплитуда аномалии ННК_т против водонасыщенной части пласта на 13—20 % меньше, чем против нефтенасыщенной (диаметр скважины 273 мм, диаметр обсадки 153 мм, зонд 50 см) [36].

Влияние скважинных условий

Диаметр скважины. Нейтронный каротаж выполняют зондами, не экранированными со стороны скважины, поэтому на полезную часть нейтронного потока, прошедшего через горную породу, накладывается поток нейтронов, проходящий через буровой раствор. Это приводит к уменьшению чувствительности ННК к пористости (см. рис. 7.4). Для заинверсионных зондов с увеличением диаметра скважины наблюдается снижение скорости счета (при постоянной пористости пород).

Влияние номинального диаметра скважины учитывают введением соответствующих поправок. Колебания в диаметре скважины и кавернозность стенок вносят погрешности в результаты ННК за счет появления слоя бурового раствора между зондом и стенкой скважины. Так, по данным работы [37],

слой бурового раствора толщиной 2 см приводит к завышению коэффициента пористости при НК_{нт} зондом длиной 45 см:

k_n	0,22	0,15	0,13	0,11	0,08	0,06	0,02
$+\Delta k_n$	0,09	0,08	0,09	0,10	0,08	0,06	0,04

При интерпретации результатов НК считают, что зонд в скважине занимает эксцентричное положение и скользит по стенке (скважины всегда имеют наклон по отношению к вертикали). Возможное отклонение скважинного снаряда от стенки существенно повлияет на результаты НК.

Для заинверсионных зондов перемещение скважинного снаряда в центр скважины приводит к уменьшению скорости счета и потере чувствительности к пористости. Так, по экспериментальным данным, полученным на модели водонасыщенного песка, скорость счета для зондов НК_{нт} изменялась, как показано в табл. 7.4 [38], где $N_{\text{экс}}$ и N_n обозначают соответственно скорость счета при размещении снаряда у стенки скважины и в ее центре.

Таблица 7.4

Влияние эксцентриситета снаряда в скважине

Диаметр скважины, мм	$N_{\text{экс}}/N_n$ при k_n					
	0,02	0,08	0,4	0,02	0,08	0,4
	Зонд 30 см			Зонд 50 см		
248	1,15	1,14	1,06	1,35	1,31	1,11
273	1,39	1,32	1,18	1,65	1,52	1,16

По данным той же работы, чувствительность к пористости в интервале $k_n=0,02\div 0,4$ в среднем составляет 1,05 и 2,0 соответственно для зондов 30 и 50 см при расположении зонда у стенки. Перемещение снаряда в центр скважины уменьшает чувствительность до 0,4—0,6 для обоих зондов.

Промежуточная зона. Глинистая корка, стальная обсадка и цементное кольцо существенно уменьшают скорость счета и чувствительность к пористости.

Влияние глинистой корки примерно такое же, как слоя бурового раствора, и иллюстрируется приведенными выше данными. При определении пористости обычно вносят поправку на глинистую корку на основе независимого измерения толщины корки с помощью коркомера [34]. Предложен способ определения пористости при наличии глинистой корки, состоящий

в совместной интерпретации диаграмм $\text{ННК}_{\text{нт}}$, снятых при двух длинах зонда [37]. Оптимальной является пара зондов длиной 25 и 45 см (диаметр скважины 273 мм).

Влияние обсадки на характер зависимости нейтронного поля от пористости показано на рис. 7.4 (эксперименты на моделях).

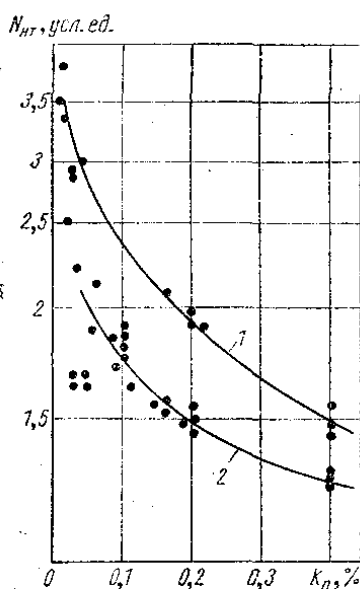


Рис. 7.6. Эталонировочные графики $\text{ННК}_{\text{нт}}$ для зонда длиной 50 см (диаметр скважины 273 мм, обсадной колонны — 153 мм): 1 — карбонатные породы; 2 — песчанники.

Эталонировочные зависимости $\text{ННК}_{\text{нт}}$, полученные в полевых условиях путем сопоставления результатов каротажа с керном, приводятся на рис. 7.6 [38]. Чувствительность $\text{ННК}_{\text{нт}}$, по данным рис. 7.6, составляет для песчаников 3,2 ($k_{\text{п}}=0,1$) и 0,8 ($k_{\text{п}}=0,4$), а для известняков 3,8 ($k_{\text{п}}=0,1$) и 1,1 ($k_{\text{п}}=0,4$).

Эксцентриситет цементного кольца приведет к большим ошибкам в определении пористости. Зарубежные специалисты считают, что в обсаженных скважинах возможна лишь качественная оценка пористости по данным ННК [34].

Буровой раствор. Плотность бурового раствора незначительно влияет на скорость счета. При высокоточных измерениях пористости изменения плотности бурового раствора учитывают введением поправки [34].

Повышенная минерализация бурового раствора (более 100 г/л

NaCl) уменьшает скорость счета $\text{ННК}_{\text{т}}$ в результате поглощения тепловых нейтронов ядрами хлора. Например, при измерениях в емкостях, заполненных соленой (100 г/л NaCl) и пресной водой, разница в скоростях счета тепловых нейтронов при длине зонда 12 см составила 65% [38]. В скважине влияние минерализации будет меньше из-за меньшего объема воды, окружающей зонд, однако оно останется существенным. Необходимо вводить поправки на минерализацию раствора либо определять пористость по $\text{ННК}_{\text{нт}}$, показания которого от минерализации практически не зависят.

Глубинность исследований. Скважинные условия существенно влияют на глубинность ННК : чем больше диаметр скважины и чем больше мощность промежуточной зоны и содержание в ней водорода, тем меньше глубинность. Приведенные в § 7.1 оценки глубинности ННК следует рассматривать как предельные, справедливые для скважин малого диаметра.

Современная аппаратура. В СССР для определения пористости методом ННК используют два типа серийной каротажной аппаратуры — НГГК-62 и ДРСТ-1 [33].

Аппаратура типа НГГК-62 — двухканальная на газоразрядных счетчиках типа СИ-23Г. Для регистрации тепловых нейтронов счетчик окружают слоем кадмия толщиной 0,5 мм, а при регистрации надтепловых нейтронов — слоем парафина и кадмия. Зонд симметричного типа без приемного устройства имеет длину 50 или 60 см. В качестве источника используется Po — Ве-источник мощностью $(2 \div 6) \cdot 10^6$ нейтрон/сек.

В двухканальной аппаратуре типа ДРСТ-1 для регистрации тепловых и надтепловых нейтронов используют сцинтилляционные детекторы. Рекомендуются длины зондов — 50—60 см. Мощность источника нейтронов $(2 \div 4) \cdot 10^6$ нейтрон/сек.

В зондах ННК пространство между источником и детектором занято поглощающим нейтроны и γ -кванты экраном. Обычно используют свинцовые либо комбинированные (свинец + железо) экраны. Внешний диаметр зондового устройства равен 85—110 мм.

В Волго-Уральском филиале ВНИИ Геофизики разработана трехканальная аппаратура радиоактивного каротажа на сцинтилляционных счетчиках, позволяющая проводить ННК_т и ННК_{лт} одновременно на двух зондах длиной 20—45 см [37].

Стандартизация измерений и контроль аппаратуры. Скорость счета при ННК выражают в импульсах за минуту (секунду), внося поправки на нелинейность градуировочной характеристики измерительного канала. Чтобы учесть мощность источника нейтронов и особенности конкретной аппаратуры, в СССР результаты измерений нормируют на скорость счета в пресной воде (условная единица).

В США для контроля и стандартизации аппаратуры ННК применяют эталонировочное устройство (фирма ПГАК) в виде цилиндра длиной 90 см и с внешним диаметром 21,5 см, который надевают на зонд [34]. Эталонировочное устройство заполнено водородсодержащим веществом в виде цилиндрического слоя; между слоем и зондом имеется промежуток, в который можно дополнительно вводить сосуд с водой. Показания прибора в эталонировочном устройстве принимаются за 100 нормализованных нейтронных единиц. Для настройки прибора на стандартную чувствительность используют две дополнительные контрольные точки — «нейтронный нуль» (скорость счета при отсутствии источника) и отсчет при введении в эталонировочное устройство емкости с водой.

Кроме фирменных единиц ННК в США введена общенациональная стандартная нейтронная единица АНИ. Она равна 1/1000 разности между показаниями прибора в стандартной

эталонировочной скважине-шахте университета г. Хьюстон против пласта известняков, имеющего пористость $k_n=0,19$, и нейтронным нулем. Модель скважины глубиной около 8 м имеет четыре пласта различной пористости, что позволяет проверить характеристики любой аппаратуры ННК и привести их к единицам АНИ.

Способы интерпретации. Точность определения коэффициента пористости

Существует несколько способов определения пористости по данным ННК. Рассмотрим основные приемы.

Способ эталонирования по керну. Эталонировочную зависимость между нейтронным полем и пористостью для конкретных геологических и скважинных условий можно получить, сопоставив показания ННК с результатами определения пористости пород по керну (см. рис. 7.6). Этот способ не нашел широкого применения из-за трудоемкости.

Палеточный способ. Этот способ получил широкое распространение в США [34]. Исходя из предположения о линейной зависимости (7.9) между потоком нейтронов и логарифмом пористости, строят по экспериментальным данным палетки для скорости счета, выраженной в нормализованных единицах. Палетки содержат найденные экспериментально поправки на диаметр скважины, плотность и минерализацию бурового раствора и на толщину глинистой корки. Палетки дифференцированы по типам пород и строятся для конкретной аппаратуры.

Способ опорных пластов. Как в СССР, так и в США получил широкое применение способ построения эталонировочного графика для конкретных скважинных условий, основанный на использовании зависимости (7.9). В качестве опорных пластов используют плотные известняки, пористость которых равна 2—3%, или глины, показания ННК против которых соответствуют 35—40%. Можно использовать и другие породы с известной и выдержанной на большой площади пористостью.

Если известен только один опорный пласт, дополнительно используют показания ННК в больших кавернах (размытые глины), считая, что они соответствуют $k_n=1$.

В способе двух опорных пластов приведение показаний к стандартным легко осуществить, используя параметр [33]

$$q = \frac{N - N_{k_n=1}}{N_{k_n=0,01} - N_{k_n=1}}, \quad (7.10)$$

где N — показания против исследуемого пласта; $N_{k_n=1}$ — показания в среде $k_n=1$; $N_{k_n=0,01}$ — показания против плотного пласта, имеющего пористость $k_n=0,01$.

Точность определения k_n . В благоприятных условиях при высокой стандартизации измерений точность ННК при опреде-

лении пористости составляет около 10 отн.%. Точность рядовых определений k_n серийной аппаратурой, применяемой в СССР, оценивается в 20 отн. % [39]. Порог чувствительности ННК достаточно низкий ($k_n \approx 0,01$). При низких значениях пористости ($k_n < 0,08$) наибольшей чувствительностью обладает ННК_т.

Определение газонасыщенности пористых пластов

При замещении воды или нефти, заполняющих поровое пространство газом, происходит некоторое уменьшение плотности и значительное уменьшение водородсодержания. Природный газ состоит из углеводородов (преимущественно метана), нейтронные свойства которых полностью определяются содержанием водорода. Эквивалентные по водородсодержанию объемы воды и газа отличаются в $P/623$ раз, где P — давление газа в атмосферах (пластовое давление). Если $P = 100$ ат, замещение воды газом приведет к уменьшению водородсодержания примерно в 6 раз с соответствующим изменением нейтронного поля.

С помощью ННК можно определить коэффициент газонасыщенности k_g , равный доле порового пространства, занятой газом (при этом коэффициент пористости должен быть известен). Экспериментальные зависимости между полем тепловых нейтронов и k_g , полученные моделированием пласта известняков пористости $k_n = 0,14$, показаны на рис. 7.7 [40]. Показания ННК_т выражены в относительных единицах:

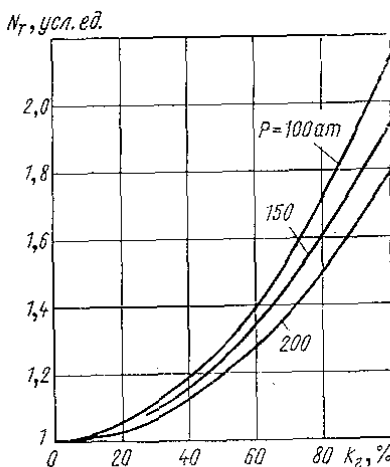


Рис. 7.7. Зависимость поля тепловых нейтронов от газонасыщенности известняков при $R = 60$ см (диаметр скважины 197 мм, диаметр обсадки 127 мм).

$$N = \frac{N_g}{N_b}, \quad (7.11)$$

где N_g — показания в пласте, имеющем коэффициент газонасыщенности k_g ; N_b — показания в водонасыщенном пласте.

Метод ННК можно использовать для изучения газонасыщенности при отсутствии эталонировочных зависимостей: газожидкостной контакт на диаграмме ННК отмечается резким увеличением амплитуды аномалии.

Проникновение фильтрата бурового раствора в пласт и вытеснение газа затрудняет оценку газонасыщенности. В этом случае можно применять способ измерения с двумя зондами —

40—50 и 70—80 см. Благодаря увеличению глубинности большой зонд отмечает газонасыщенный пласт относительно (по сравнению с малым зондом) увеличением аномалии [34].

§ 7.3. АНАЛИЗ НА НЕЙТРОНОПОГЛОЩАЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Использование ННМ для анализа на элементы с высокими сечениями захвата медленных нейтронов (редкоземельные элементы, бор и др.) относится к числу первых исследований в области ядерной геофизики [24]. К настоящему времени наиболее полно разработаны вопросы анализа на бор в лабораторных, полевых и скважинных условиях [41, 42]. Кроме того, ННМ применяют для изучения руд марганца, редкоземельных элементов, ртути, лития и др.

Особенности моделирования нейтронных полей в поглощающих средах

Однородная среда. Изучение основных закономерностей, связанных с распространением нейтронов в поглощающих средах, существенно облегчается использованием теории подобия (§ 6.3). Результаты расчетов, выполненных для одного частного случая, можно применить для построения ряда зависимостей, трансформируя нейтронное поле как по плотности среды, так и по ее вещественному составу. Отметим некоторые особенности и новые возможности в приближенном моделировании однородных сред различного вещественного состава.

Для потока надтепловых нейтронов справедливы следующие обобщенные координаты, аналогичные координатам (6.92):

$$(K_{\text{нт}}, V), \quad (7.12)$$

где $1/K_{\text{нт}}$ — кратность ослабления потока надтепловых нейтронов; V — отношение массовой длины зонда к массовой длине замедления;

$$K_{\text{нт}} = \frac{N_{\text{нт}} \cdot 4\pi r^2 \xi}{Q \rho l_t}, \quad (7.13)$$

где $N_{\text{нт}}$ — поток надтепловых нейтронов; r — длина зонда; ξ — средняя логарифмическая потеря энергии; Q — мощность источника нейтронов; ρl_t — массовая транспортная длина свободного пробега надтепловых нейтронов.

Для поля тепловых нейтронов обобщенные координаты

$$(K_{\text{т}}, V_{\text{т}}) \quad (7.14)$$

расшифровываются следующим образом:

$$K_{\text{т}} = \frac{N_{\text{т}} 4\pi r^2}{Q \rho \tau}, \quad (7.15)$$

где $\rho\tau$ — массовое время жизни теплового нейтрона

$$V_{\tau} = \frac{X}{\rho M}, \quad (7.16)$$

где X — массовая длина зонда; ρM — массовая длина миграции теплового нейтрона,

$$M^2 = L^2 + L_d^2, \quad (7.17)$$

где L и L_d — длины замедления и диффузии соответственно.

Неоднородная среда. Оригинальный способ моделирования вещественного состава и плотности нейтронопоглощающих сред предложили Е. И. Крапивский, В. Б. Сальцевич и А. Д. Суворов. Способ состоит в моделировании, например, скважинных условий с сохранением всех реальных геометрических размеров (диаметр скважины, диаметр снаряда, длина зонда и т. д.) и с одновременным преобразованием вещественного состава и плотности материала, имитирующего горную породу. Используя насыпной материал с добавками замедлителей (например, воды) и поглотителей (например, бора, лития), можно добиться приближенного равенства свободных пробегов тепловых нейтронов l_s и l_c по отношению к рассеянию и захвату в модели и реальной горной породе. Расчеты и эксперименты показывают, что при этом будут равны (в пределах необходимой для практики точности) и другие нейтронные параметры сред — длины замедления, длины диффузии.

Нейтронные поля, измеренные на построенных по изложенному рецепту моделях, будут соответствовать нейтронным полям в породах и рудах с учетом реальных скважинных условий.

Эквивалентность нейтронопоглощающих элементов. Численный анализ нейтронных свойств руд, содержащих элементы с большими сечениями захвата тепловых нейтронов, показывает, что пространственное распределение и поток нейтронов в данной точке определяются временем жизни теплового нейтрона. Из формулы (7.15) следует, что эквивалентными по влиянию на поток тепловых нейтронов будут такие концентрации различных элементов, которым соответствуют равные массовые времена жизни:

$$\frac{c_i}{\rho_i \tau_i} = \frac{c_j}{\rho_j \tau_j}, \quad (7.18)$$

где c_i и c_j — эквивалентные концентрации.

По отношению к массовому макросечению поглощения эквивалентность концентраций выражается формулой

$$\frac{c_i \Sigma_{ci}}{\rho_i} = \frac{c_j \Sigma_{cj}}{\rho_j}. \quad (7.19)$$

Эквивалентные концентрации некоторых нейтронопоглощающих элементов приведены в табл. 7.5.

Таблица 7.5

Эквивалентные содержания нейтронопоглощающих элементов

Элемент или соединение	σ_c , барн	$\frac{\Sigma \sigma_c}{\rho}$, см ² /г	Эквивалентное содержание, вес. %
B ₂ O ₃	—	13,1	0,1
B	757	42,0	0,031
TR	44 000	210	0,0062
Cd	2537	17,5	0,075
Li	71,0	6,15	0,21
Li ₂ O	—	2,86	0,46
In	194	1,02	1,28
Hg	374	1,07	1,22
Co	38	0,39	3,38
Ag	64,8	0,36	3,64
Cl	33	0,56	2,34
Mn	13,2	0,14	9,4
Ta	21,0	0,070	18,7
W	19,2	0,063	20,8
Fe	2,6	0,028	47,0

Основные закономерности

Как отмечено в гл. 6, поле тепловых и надтепловых нейтронов затухает в доинверсионной и заинверсионной областях при увеличении концентрации в среде нейтронопоглощающих элементов. Рассмотрим более подробно некоторые закономерности.

Влияние энергии регистрируемых нейтронов. Сечение захвата убывает с ростом энергии нейтрона, и соответственно уменьшается чувствительность нейтронного поля к содержанию нейтронопоглощающего элемента.

На рис. 7.8 показана зависимость потока нейтронов ($E_0 = 2,45$ Мэв) от концентрации бора при различной энергии регистрируемых нейтронов (расчеты методом Монте-Карло [43]). В тепловой области чувствительность максимальная при малых концентрациях бора; при росте содержания бора чувствительность уменьшается (концентрационное вырождение). Например, для $E_n < 0,062$ эв вырождение наступает при содержании бора выше 0,2 г/см³.

По мере увеличения энергии нейтронов уменьшается чувствительность к бору, но растет линейность зависимости потока нейтронов от содержания и концентрационное вырождение наблюдается при более высоких содержаниях бора. В рассматриваемом случае зависимость нейтронного поля от содержания в среде бора исчезает при $E_n > 300$ эв.

Влияние влажности. В нейтронопоглощающей среде наблюдается инверсия поля при увеличении влажности и плотности.

Расчеты показывают [43], что инверсионная область сдвигается в сторону больших зондов при переходе к меньшим энергиям. Для одной и той же энергии нейтронов с увеличением концентрации нейтронопоглощающих элементов происходит расплывание зоны инверсии со сдвигом в сторону больших зондов.

В однородной среде, содержащей бор, инверсия наблюдается на расстояниях 20—30 см для ННМ_T и 10—20 см — для $\text{ННМ}_{\text{нр}}$ [43]. При уменьшении водородсодержания наблюдается некоторое возрастание чувствительности нейтронного поля к содержанию поглощающих элементов.

Влияние длины зонда.

При увеличении расстояния от источника до детектора (и соответственно толщины поглощающе - рассеивающей среды) происходят такие же изменения нейтронного поля, как при уменьшении энергии нейтронов; рост чувствительности в области низких содержаний поглощающих элементов и усиление концентрационного вырождения при переходе к высоким содержаниям.

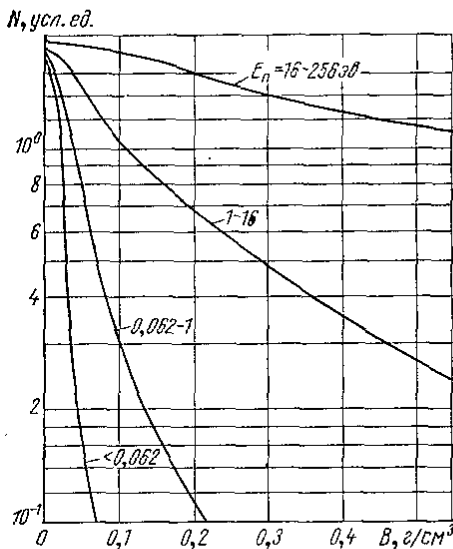


Рис. 7.8. Зависимость потока нейтронов с энергией E_n от концентрации бора ($E_0 = 2,45$ Мэв).

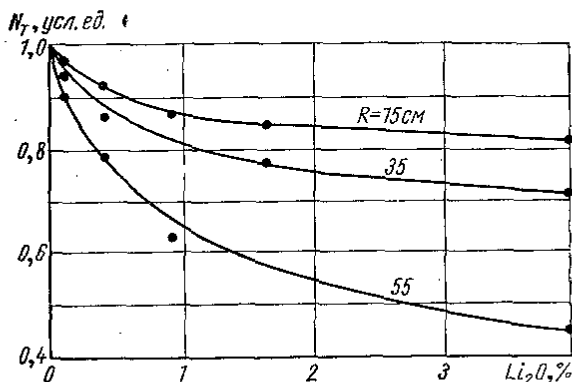


Рис. 7.9. Зависимость потока тепловых нейтронов в литийсодержащей среде от длины зонда (диаметр скважины 95 мм, в скважине — воздух).

Это объясняется смягчением спектра нейтронов по мере удаления от источника.

В качестве иллюстрации на рис. 7.9 показаны экспериментальные зависимости, полученные Е. И. Крапивским на моделях скважин.

Применение ННМ в полевых условиях

Успешно испытаны два варианта ННМ при геохимических исследованиях ореолов бора на поверхности рыхлых отложений, в обнажениях и горных выработках [41].

Первый вариант — автомобильная съемка в степных районах с помощью датчика, буксируемого на поверхности земли автомашиной. Второй вариант — пешеходная съемка с помощью переносного прибора, имеющего 2π-датчик. В обоих вариантах измерения выполняются в геометрии, аналогичной геометрии приставного 2π-плотномера.

Автомобильный датчик представляет собой зонд длиной 38 см (точка инверсии для рыхлых отложений) с парафиновым и бор-кадмиевым разделительными экранами. Детектором служил борный пропорциональный счетчик; $Po-Be$ -источник имел мощность 10^7 нейтрон/сек.

В пешеходном варианте прибора использован зонд длиной 18 см с двумя борными счетчиками типа СНМО-5 и источником нейтронов мощностью около $3 \cdot 10^4$ нейтрон/сек.

Порог чувствительности обоих вариантов аппаратуры равен 0,01% B_2O_3 . Количественная оценка концентраций бора возможна до 0,7% B_2O_3 , более высокие содержания слабо дифференцируются.

Исследования в скважинах

Каротажный вариант ННМ нашел применение при изучении в рудах бора, марганца, лития, ртути, редких земель и некоторых других элементов.

Условия применения. ННМ на поглощающие элементы выполняют в скважинах диаметром 75—120 мм, заполненных буровым раствором (водой) или воздухом. Обсадка, как правило, отсутствует. Глинистая корка слабо развита или отсутствует. Скважины часто кавернозные.

Основная зависимость. В условиях скважины полностью проявляются отмеченные выше закономерности изменения поля нейтронов при повышении концентрации поглощающих элементов: затухание поля с ростом концентрации, повышение чувствительности с увеличением длины зонда и уменьшением энергии регистрируемых нейтронов, концентрационное вырождение эталонировочной зависимости в области больших содержаний.

Дополнительное влияние на эталонировочный график оказывают скважинные условия — диаметр скважины, тип запол-

нителя (воздух, вода, минерализованный буровой раствор), каверны. Кроме того, на эталонировочный график влияют свойства руд: их вещественный состав, влажность, структура (размер рудных включений).

Эталонировочный график ННМ для скважинных условий является функцией объемного содержания $C_{об}$ поглощающего элемента, выраженного в граммах на 1 см^3 . Для перехода к весовому содержанию $C_{вес}$ необходимо знать плотность руд:

$$C_{вес} = \frac{C_{об} [\text{г/см}^3]}{\rho [\text{г/см}^3]} \cdot 100\% \quad (7.20)$$

Если эталонировочный график построен как функция весового содержания $C_{вес}$, то он справедлив только для руд определенной плотности.

Примеры эталонировочных графиков показаны на рис. 7.9.

Влияние заполнения скважины. Замена в скважине воздуха на воду или буровой раствор существенно уменьшает чувствительность ННК к содержанию нейтронопоглощающих элементов. Эта закономерность проявляется как в доинверсионной, так и в заинверсионной области. В качестве иллюстрации на рис. 7.10 показаны экспериментальные эталонировочные графики, построенные по данным работы [43].

Заполнение скважины водой вызывает также смещение зоны инверсии в сторону меньших длин зондов (по сравнению с сухой скважиной или однородной средой). Например, для ННК_т в однородной среде с типичными для борных руд параметрами длина инверсионного зонда равна 20—30 см. Для тех же условий при наличии заполненной водой скважины диаметром 70—120 мм (скважинный снаряд диаметром 60 мм) длина инверсионного зонда равна 15—20 см [43].

Диаметр скважины. Если скважинный снаряд не экранируется со стороны скважины, то измерение диаметра скважины вызывает соответствующие изменения скорости счета.

Увеличение диаметра заполненной водой скважины вызывает рост скорости счета в доинверсионной области и падение скорости счета в области заинверсионных зондов. В обоих случаях чувствительность и дифференциация зондов ННК по отноше-

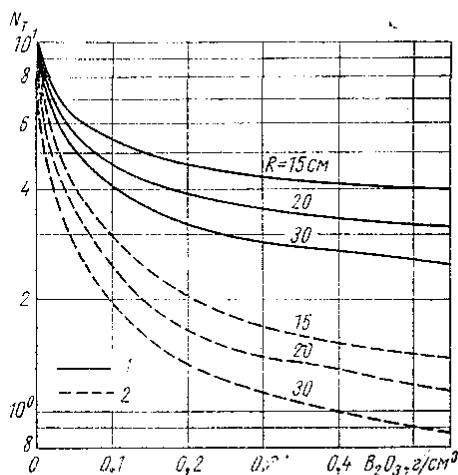


Рис. 7.10. Эталонировочные графики ННК_т для скважин диаметром 120 мм (диаметр зонда 60 мм), заполненных водой (1) и воздухом (2).

нию к нейтронопоглощающим элементам уменьшаются. Например, по данным Е. И. Крапивского, в руде, содержащей 0,126% B_2O_3 ($\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$), увеличение диаметра скважины с 90 до 177 мм (снаряд диаметром 70 мм) вызвало уменьшение скорости счета на 22% для зонда $R=35 \text{ см}$ и на 70% для зонда $R=55 \text{ см}$ (оба зонда — заинверсионные). По данным И. И. Фельдмана, на зондах $R=15 \div 30 \text{ см}$ изменение диаметра скважины на 1 см вызывает изменения скорости счета тепловых нейтронов в пределах от 2 до 20% в зависимости от состава среды, значения диаметра скважины и размера зонда.

В сухих скважинах влияние диаметра скважины менее значительное, так как изменение диаметра не связано с изменением водородсодержания в окружающей зонд среде. Например, на зондах НК_т длиной 35—55 см увеличение диаметра скважины с 90 до 170 мм (содержание Li_2O в руде равно 0,92%, $\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$) вызывает уменьшение скорости счета на 10—20% (по данным Е. И. Крапивского).

Влияние минерализации бурового раствора. По данным И. И. Фельдмана, влияние минерализации бурового раствора в поглощающих средах (0,3—0,6 г/см³ B_2O_3) значительно меньше, чем в породе без поглотителя. Оно слабо зависит от размера зонда и составляет 10—15% скорости счета НК_т при замене пресного раствора на соленый (250 г/л NaCl) в скважине диаметром 120 мм.

Структурный фактор. Переход от тонкораспыленного распределения нейтронопоглощающего элемента к вкрапленному вызывает уменьшение эффективного сечения поглощения и занижению концентраций определяемых элементов. Теоретическую оценку эффекта выполнил В. Ф. Захарченко [44].

Влияние структуры зависит от размера включений и от разницы в нейтронных свойствах породы и рудного минерала. Для нейтронопоглощающих руд структура влияет через разницу макроскопических сечений поглощения:

$$\Delta \Sigma_c = \Sigma_c^B - \Sigma_c^H, \quad (7.21)$$

где Σ_c^B , Σ_c^H — макросечения поглощения нейтронов для вкрапленников и породы соответственно.

Структурный эффект определяется произведением

$$\alpha_c = \Delta \Sigma d_B \quad (7.22)$$

где d_B — размер включений.

Результаты расчетов структурного эффекта, выраженные через отношение «кажущихся» концентраций C_k к истинным $C_{ист}$, приведены в табл. 7.6 [44].

Руды бора, представленные гидроборатом ($CaMgB_6O_{11} \times 6H_2O$, $\rho = 2,2 \text{ г/см}^3$), проявляются как вкрапленные (с соответствующим искажением содержания за счет структурного фактора) при размере включений более 0,1—0,15 мм.

Таблица 7.6

Зависимость кажущегося содержания нейтронопоглощающих элементов от размера рудных включений

%с	Киноварь		Гидроборацит		Сподумен	
	$d_v, \text{мм}$	$\frac{C_K}{C_{\text{ист}}}$	$d_v, \text{мм}$	$\frac{C_K}{C_{\text{ист}}}$	$d_v, \text{мм}$	$\frac{C_K}{C_{\text{ист}}}$
0,1	0,13	0,95	0,07	0,95	1,43	0,97
0,25	0,32	0,88	0,17	0,88	3,57	0,93
0,5	0,64	0,79	0,35	0,79	7,15	0,86
1	1,3	0,63	0,69	0,63	14,3	0,73
1,5	1,9	0,52	1,03	0,52	21,4	0,62
2	2,6	0,43	1,37	0,43	28,6	0,53

Руды ртути в виде киновари (HgS , $\rho=8,09 \div 8,2 \text{ г/см}^3$) благодаря большой плотности рудного минерала и разнице в нейтронных свойствах проявляют себя как вкрапленные при размере включений $d_v > 0,2 \text{ мм}$.

В меньшей степени влияет структурный фактор при изучении руд лития, представленных сподуменом ($\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 4\text{SiO}_2$, $\rho=3,1 \div 3,2 \text{ г/см}^3$). Искажение истинных содержаний наблюдается при $d_v > 2 \div 3 \text{ мм}$.

Как видно из табл. 7.5, искажение содержания нейтронопоглощающих элементов за счет структурного эффекта может достигать десятков процентов, поэтому эталонировочные зависимости ННК следует устанавливать и использовать для руд определенного структурного типа.

Методика и техника ННК

Аппаратура. Для ННК на нейтронопоглощающие элементы используют серийную аппаратуру радиоактивного каротажа. Исследование рудных скважин выполняют сцинтилляционной аппаратурой типа ДРСТ-2, ДРСА. Скважинный снаряд аппаратуры ДРСТ-2 диаметром 60 мм не имеет прижимного устройства и радиально симметричен (4 π -зонд). В аппаратуре ДРСА (диаметр снаряда 36 мм) имеется съемное прижимное устройство в виде рессоры.

Обычно используют $\text{Po} - \text{Be}$ -источники нейтронов мощностью порядка $5 \cdot 10^6 \text{ нейтрон/сек}$ и сцинтилляционные детекторы тепловых нейтронов. Разделительный экран между источником и детектором изготавливают из свинца, железа, парафина с бором. Как показал И. И. Фельдман, замена железного экрана под детектором на парафиновый с бором или полиэтиленово-борный не приводит к улучшению дифференциации борных руд методами ННК_T и $\text{ННК}_{\text{лит}}$.

Характеристики скважинного снаряда улучшаются, если экранировать зонд со стороны скважины слоем бора (толщина

экрана из аморфного бора около 15 мм) и прижать зонд к стенке скважины пружиной. Прижимные 2π-зонды ННК не получили широкого распространения, хотя их методические преимущества очевидны.

Для ННК_{нт} обычно используют аппаратуру ННК_т, окружая детектор слоем кадмия и парафина.

Обычно результаты ННК выражают в условных единицах. За условную единицу в СССР принимают показания в воде (в баке больших размеров, обеспечивающих насыщение по тепловым или надтепловым нейтронам). Для контроля аппаратуры используют различные способы, в том числе применяют контрольно-эталонировочные устройства в виде цилиндров, окружающих зонд.

Изучение руд бора. ННК успешно применяют на месторождениях бора для выделения руд в разрезе. Основные помехи — кавернозность стенок скважин и переменный диаметр.

Однозначное выделение руд, как показал И. И. Фельдман, обеспечивается одновременной интерпретацией двух диаграмм ННК_т, одна из которых записана инверсионным зондом (15—20 см), а вторая — заинверсионным (30—40 см). Каверны в сухой скважине отмечаются минимумами на малом зонде и максимумами на большом. Переход в заполненную водой часть скважины на малом зонде не отмечается, а на большом регистрируется резкое уменьшение скорости счета. Руды во всех случаях характеризуются понижением скорости счета («отрицательными» аномалиями).

Количественные оценки содержания бора встречают значительные трудности, связанные как с помехами, так и с концентрационным вырождением эталонировочного графика в области больших содержаний. Задача до конца не решена, но экспериментально оценены возможности количественного каротажа [42].

В области низких концентраций (0—3 г/см³ В₂О₃) с помощью наиболее чувствительного метода ННК_т можно выделить восемь — десять градаций по содержанию бора, если точность измерений и уровень помех не превышает 10% величины скорости счета. В области более высоких концентраций (0,3—0,6 г/см³ В₂О₃) возможно разделение руд на две-три градации.

Для количественных определений бора целесообразно использовать зонды небольшого размера (15—20 см), на которых слабо сказывается переменное водородсодержание.

Следует отметить, что для анализа руд бора при содержаниях В₂О₃ свыше 0,3 г/см³ целесообразно переходить к регистрации нейтронов более высоких энергий. Неизбежная потеря чувствительности в этом случае компенсируется улучшением дифференциации. Как вытекает из результатов рассмотренных выше расчетов (см. рис. 7.8), для анализа на бор можно использовать нейтроны с энергией 1—100 эв.

Руды редкоземельных элементов. Имеется опыт успешного применения ННК для изучения редкоземельного месторождения иттриевого состава [45]. Трудности выделения и оценки руд связаны с переменным водородсодержанием. Авторы применили методику совместной интерпретации результатов ННК_т и ННК_{пт}, которая заключается в следующем.

Для редких земель (основной поглощающий элемент — гадолиний) характерны большое сечение поглощения тепловых нейтронов и сравнительно небольшое (такое же, как для пород) сечение поглощения надтепловых нейтронов. При таком условии ННК_{пт} характеризует главным образом изменение водородсодержания, а сочетание ННК_т с ННК_{пт} дает возможность учесть переменную влажность при выделении поглощающих элементов.

Решение задач дает применение доинверсионного зонда ННК_т длиной 23 см и заинверсионного зонда ННК_{пт} длиной 37 см. Авторы работы [45] использовали прижимной снаряд ННК с борфтористым пропорциональным счетчиком СНМО-5, защищенным со стороны бурового раствора борным экраном, в котором со стороны стенки скважины имелась продольная щель шириной 20 мм.

Эталонировочные зависимости для описанной выше двухзондовой системы показаны на рис. 7.11 в виде номограммы [45]. Они получены сопоставлением результатов ННК с анализами керна. Диапазон изменения влажности $m=0,02\div 0,2$.

Порог чувствительности анализа на редкие земли с помощью двухзондовой методики равен 0,02%.

Руды ртути. Имеются благоприятные предпосылки использования ННК_т для изучения руд ртути. Известен опыт практического применения ННК_т в условиях сухих подземных скважин [46].

Симметричный 4-л-зонд ННК_т длиной 31 см обеспечивает хорошую чувствительность и дифференциацию по содержанию ртути в широком диапазоне концентраций (0—10%).

Существенные затруднения возникают при изучении комплексных руд ртути, содержащих сурьму, так как последняя имеет повышенное сечение захвата тепловых нейтронов ($\sigma_c = 5,5$ барн). О влиянии сурьмы на результаты определения ртути ННК_т можно судить по следующим экспериментальным данным [46]:

Концентрация сурьмы (%) при среднем содержании ртути 0,3%	0,1	0,3	0,5	1,0	2	4	10
Погрешность определения содержания Hg, отн. %	3	8	13	26	57	110	260

Для анализа ртутно-сурьмяных руд успешно сочетали ННК_т и ГГК-С с одновременным определением двух элементов [46]. Схема решения и вид номограммы аналогичны рассмотренным выше для двухпараметровых задач. Порог чувствительности на ртуть равен 0,04—0,08 %.

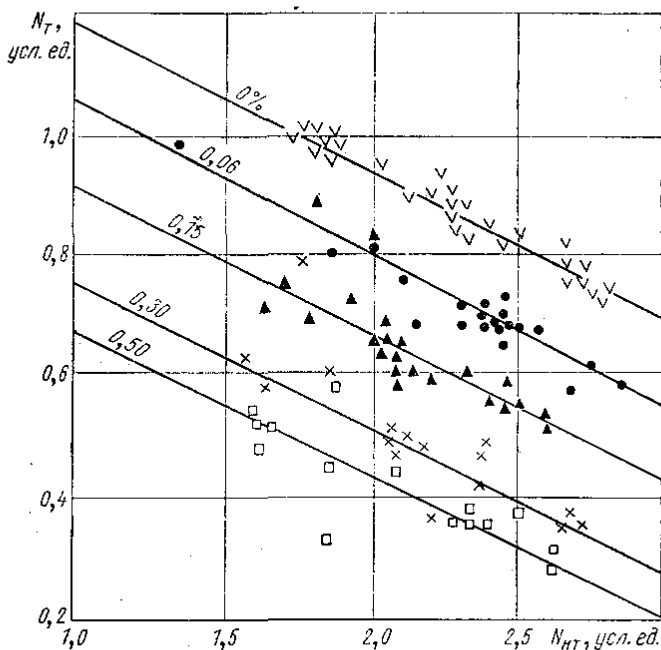


Рис. 7.11. Номограмма для расчета содержания редкоземельных элементов (указано на кривых) по данным каротажа двумя зондами: ННК_т (23 см) и ННК_{нт} (37 см).

Другие элементы. Перспективы применения ННК_т имеются при изучении руд лития и марганца.

При изучении руд лития возникают проблемы, аналогичные тем, которые уже рассмотрены применительно к месторождениям бора: влияние диаметра скважины и ее заполнение, концентрационное вырождение эталонировочного графика.

В заполненных водой скважинах при зонде ННК_т длиной 50 см возможно разделение руд лития на 3—4 градации в области концентраций 0—4% Li₂O (по данным Е. И. Крапивского). В сухих скважинах при тех же условиях число градаций возрастает до 7—8. Метод ННК_{нт} обладает очень малой чувствительностью к содержанию Li₂O как в сухих, так и в заполненных водой скважинах.

На месторождениях марганца ННК_т применяют для выделения руд в разрезах скважин. Метод ННК_т мало пригоден для количественного определения содержаний марганца. Так,

при содержании марганца 18—52% возможно выделение только двух градаций [42]. Переменное водородсодержание является серьезной помехой, поэтому выделение марганцевых руд обычно производят с помощью двухзондовой методики.

ГЛАВА 8. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОД

Нейтронным гамма-методом (НГМ) изучают γ -излучение, возникающее при радиационном захвате нейтронов ядрами элементов. В качестве источника нейтронов обычно используют точечный ампульный источник быстрых нейтронов. γ -Поле наблюдают на некотором расстоянии от источника нейтронов.

Различают два варианта НГМ: интегральный, в котором детектор измеряет интегральный поток γ -излучения радиационного захвата (НГМ), и спектрометрический (НГМ_с), который состоит в измерении спектра γ -излучения радиационного захвата или потока γ -квантов в отдельных участках спектра.

Так как радиационный захват характерен для тепловых нейтронов (см. гл. 6), то интегральный НГМ по своим возможностям и области применения очень близок к ННМ_т. Следует отметить, что исторически НГМ появился раньше и в настоящее время применяется более широко, чем ННМ_т, главным образом из-за более широкого распространения детекторов γ -квантов по сравнению с детекторами нейтронов.

НГМ_с решает более широкий круг вопросов по сравнению с интегральным вариантом. Спектрометрию γ -излучения радиационного захвата используют для изучения таких элементов, как хлор, железо, никель, хром и др., обладающих большими сечениями радиационного захвата нейтронов и испускающих жесткое γ -излучение.

НГМ применяют главным образом в каротажном варианте (НГК и НГК_с). В настоящее время развивается также лабораторный вариант метода.

§ 8.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Параметры изотопов по отношению к радиационному захвату нейтронов

Мгновенное γ -излучение изотопов, возникающее при облучении их нейтронами, связано преимущественно с захватом тепловых нейтронов. Некоторый вклад вносит возбуждение ядер при неупругом рассеянии быстрых нейтронов с последующим испусканием γ -квантов.

Ядро, захватившее тепловой нейтрон, возбуждается на величину энергии связи нейтрона (порядка 8—9 Мэв). Переход в основное состояние сопровождается испусканием γ -кван-

тов, уносящих избыточную энергию. Система энергетических уровней возбужденных ядер отличается сложностью (особенно для ядер с атомным номером более 20), поэтому спектр γ -излучения радиационного захвата включает в себя от нескольких единиц до многих десятков линий.

Возможности анализа пород и руд по γ -излучению радиационного захвата нейтронов определяются как индивидуальным характером спектров γ -излучения изотопов, так и различными величинами сечений захвата тепловых нейтронов.

Из распространенных элементов крайне низкими сечениями захвата тепловых нейтронов ($\sigma_c < 0,01$ барн) обладают углерод, кислород и фтор. Изотопы с повышенными сечениями захвата можно с позиций НГМ разделить на три группы.

К первой группе относятся изотопы, имеющие интенсивные γ -линии в жесткой части спектра ($E_\gamma > 6 \div 7$ Мэв). Это хлор, алюминий, титан, марганец, железо, никель, медь и др. (табл. 8.1). Изотопы первой группы сравнительно легко выделить в среде сложного состава благодаря простому строению спектра в его жесткой части.

Ко второй группе относятся изотопы, имеющие интенсивные γ -линии в средней части спектра (3—6 Мэв). Типичными представителями этой группы являются кальций, кремний и др. (см. табл. 8.1).

Большинство изотопов составляют третью группу, для которой характерно наличие в спектре γ -излучения радиационного захвата интенсивных линий в относительно мягкой области ($E_\gamma < 2 \div 3$ Мэв). Типичными представителями изотопов третьей группы являются водород, индий, цезий (см. табл. 8.1).

Подробные сведения о спектрах γ -излучения радиационного захвата нейтронов для различных изотопов можно найти в атласе [47].

В слабо поглощающей нейтроны среде оценку интенсивности γ -излучения радиационного захвата можно выполнить с помощью формулы (6.70). Из анализа формулы следует, что поток γ -квантов, регистрируемый детектором на некотором расстоянии от точечного источника нейтронов, зависит от замедляющих свойств среды, γ -лучевых свойств и выхода γ -квантов радиационного захвата.

Для среды сложного состава, содержащей элементы с повышенными сечениями захвата тепловых нейтронов, можно оценить поток γ -квантов радиационного захвата, испускаемых определенными изотопами, по следующей приближенной формуле (без учета пространственной неравномерности распределения тепловых нейтронов):

$$\Gamma_{n\gamma} = iQ_0 \frac{\frac{p}{A} \sigma_c}{\sum_i \frac{p_i}{A_i} \sigma_i} \cdot \frac{1}{\rho k}, \quad (8.1)$$

Таблица 8.1

Сечения реакции (n, γ) на тепловых нейтронах
и выход γ -квантов

Изотоп	Распространенность, %	Сечение реакции (n, γ), барн	Энергия наименее характерных линий, Мэв*
H ¹	99,98	0,33	2,23 (100)
Na ²³	100	0,5	6,4 (22) 3,98 (17) 3,56 (18)
Al ²⁷	100	0,23	7,72 (35) 4,79 (9) 3,02 (15)
Si ²⁸	92,27	0,08	4,93 (60) 3,54 (47)
Cl ³⁵	75,4	33,6	7,42 (14) 6,64 (14) 6,11 (21) 9,95 (29) 1,17 (36) 0,79 (23) 0,51 (26)
K ³⁹	93,08	1,94	5,73 (11) 2,06 (9) 1,61 (13) 0,77 (26)
Ca ⁴⁰	96,97	0,22	6,41 (22) 4,42 (12) 1,94 (39)
Ti ⁴⁸	73,45	8,3	6,75 (53) 6,41 (38) 1,38 (87) 0,34 (40)
V ⁵¹	99,76	4,5	7,16 (10) 6,86 (8) 6,51 (12)
Cr ⁵²	83,76	0,76	7,93 (11) 6,65 (4)
Mn ⁵⁵	100	13,2	7,26 (12) 7,04 (9) 5,03 (9)
Fe ⁵⁶	91,68	2,7	7,64 (32) 6,03 (8) 5,92 (9)
Co ⁵⁹	100	37	7,64 (52)
Ni ⁵⁸	67,76	4,4	9,0 (28) 8,51 (12) 6,84 (11)
Cu ⁶³	69,1	4,5	7,91 (22) 7,63 (11) 7,29 (8)
Mo ⁹⁵	15,7	13,9	6,92 (3) 6,66 (11)

Продолжение табл. 8.1

Изотоп	Распространенность, %	Сечение реакции (n, γ), бари	Энергия наиболее характерных линий, Мэв*
In^{115}	95,77	155	5,13 (1,3) 4,97 (1,4) 0,64 (6) 0,56 (8)
Cs^{133}	100	29	0,31 (4) 0,26 (5) 0,22 (7) 0,18 (9) 0,12 (20)

* В скобках указан выход γ -квантов в процентах на распад.

где i — выход γ -квантов, поток которых оценивается; Q_0 — мощность источника нейтронов; p, A, σ_c — весовая доля, атомный вес и сечение захвата выделяемого изотопа; p_i, A_i, σ_i — весовая доля, атомный вес и полное нейтронное сечение всех изотопов, входящих в состав горной породы; ρ — плотность среды; k — массовый эффективный (в лучевом приближении) коэффициент ослабления выделяемого γ -излучения.

Из формулы (8.1) следует, что поток γ -излучения того или иного изотопа растет пропорционально увеличению выхода γ -квантов, сечения захвата нейтронов и концентрации изотопа. При прочих равных условиях поток жесткого γ -излучения будет преобладать из-за относительно небольшой величины коэффициента поглощения K .

Аппаратурные спектры γ -излучения радиационного захвата

В ядерной геофизике обычно используют однокристалльные гамма-спектрометры с люминофором NaI(Tl) , разрешение которых невелико, а аппаратурная линия отличается сложностью (см. гл. 1). При большом числе γ -линий в спектре радиационного захвата и плохом разрешении спектрометра удастся выделить только отдельные наиболее интенсивные линии, преимущественно в высокоэнергетической части спектра. В области энергий $E_\gamma < 3$ Мэв, как правило, регистрируется непрерывный спектр, представляющий наложение первичного и рассеянного γ -излучения.

Несмотря на малое число или отсутствие выделенных линий, спектры γ -излучения радиационного захвата многих элементов (первой и второй групп) имеют индивидуальный характер. Рассмотрим особенности некоторых спектров.

На рис. 8.1 показаны спектры железа, кальция, кремния и водорода [48]. Они получены на моделях рудных тел ($1 \times 1 \times 1$ м) и заполненных водой скважинах диаметром 200 мм. Модели готовили из кварцевого песка, концентрата железной руды, известняка. Использовали Ро—Ве-источник нейтронов мощностью

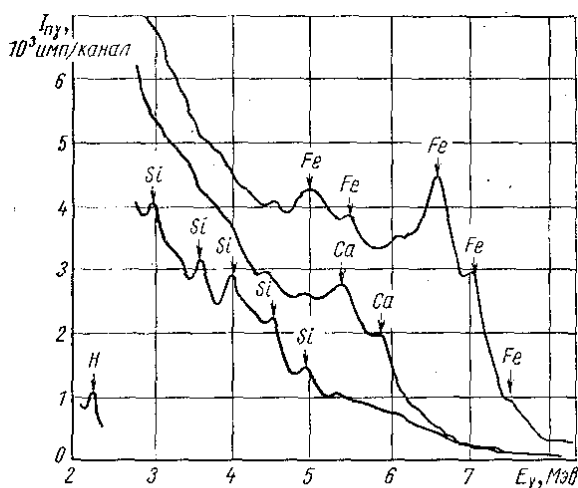


Рис. 8.1. Спектры γ -излучения радиационного захвата железной руды, известняка и кварцевого песка.

около 10^7 нейтрон/сек. Кристалл NaI(Tl) размером 40×50 мм размещали в дюралюминиевом кожухе (диаметр 62 мм, толщина стенок 2,5 мм) и отделяли от источника свинцовым экраном толщиной 15 см. Для снижения собственного фона сцинтиллятор окружали слоем аморфного бора. Длина зонда 25 см.

В спектрах, приведенных на рис. 8.1, выделяются линии железа (7,64 и $6,03 + 5,92$ Мэв), кальция (6,41 Мэв), кремния (4,93 и 3,54 Мэв) и водорода (2,23 Мэв). В соответствии с особенностями аппаратурной линии спектрометра (см. гл. 1) каждой γ -линии соответствуют три пика: полного поглощения (E_0), полупарный пик, возникающий в результате выхода из кристалла одного аннигиляционного γ -кванта ($E_0 - 0,511$ Мэв), и парный пик, обязанный выходу двух аннигиляционных квантов ($E_0 - 1,022$ Мэв). Анализ рис. 8.1 показывает, что в зависимости от характера γ -линии и условий измерения в спектре разрешается один, два или все три аппаратурных пика. Обычно в жесткой части спектра пик полного поглощения выделяется слабо.

Серия спектров от породообразующих и рудных элементов показана на рис. 8.2 [49]. Спектры измерены на гетерогенной водной модели скважины, представляющей собой емкость с водой $1,5 \times 1,2 \times 1,2$ м, в которую вокруг скважинного снаряда,

расположенного в центре, помещали в многочисленных стеклянных трубках материал с исследуемым элементом. Источник нейтронов Po-Be , детектор — кристалл NaI(Tl) размером 40×50 мм, длина зонда около 25 см, пластмассовый кожух. Осо-

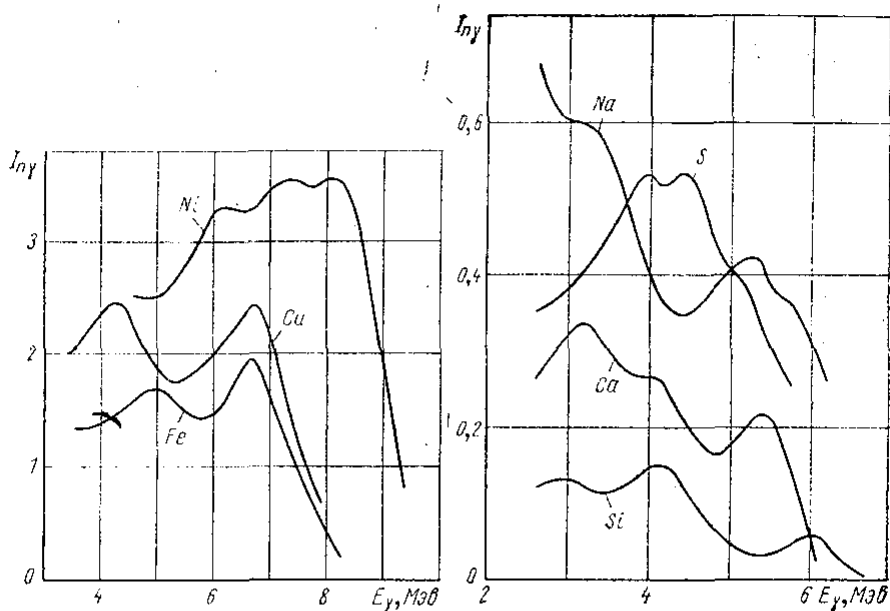


Рис. 8.2. Форма аппаратных спектров γ -излучения радиационного захвата некоторых элементов (спектры произвольно смещены по оси $I_{\gamma\gamma}$).

бенностью использованной модели является отсутствие условий для значительного накопления рассеянных γ -квантов. Авторы работы [49] считают, что измеренные спектры соответствуют тонкому (10—15 см) цилиндрическому слою из исследуемого материала, расположенному вокруг скважинного снаряда.

Несмотря на относительно плохое разрешение спектрометра (передача импульсов осуществлялась через кабель КТО-1 длиной 1 км), спектры различных элементов существенно различаются по форме и в жесткой части спектра выделяются аппаратные пики от отдельных наиболее интенсивных линий (см. рис. 8.2).

Пример спектров γ -излучения радиационного захвата для осадочных пород различной пористости показан на рис. 8.3 [50]. Спектры получены на моделях с помощью спектрометра, имеющего относительно высокое разрешение. Условия измерений следующие: Pu-Be -источник нейтронов, детектор — кристалл NaI(Tl) размером 63×63 мм, длина зонда 46 см, дюралюминиевый кожух скважинного снаряда. Спектры измерены в необсаженных скважинах диаметром 140 мм, заполненных пресной водой.

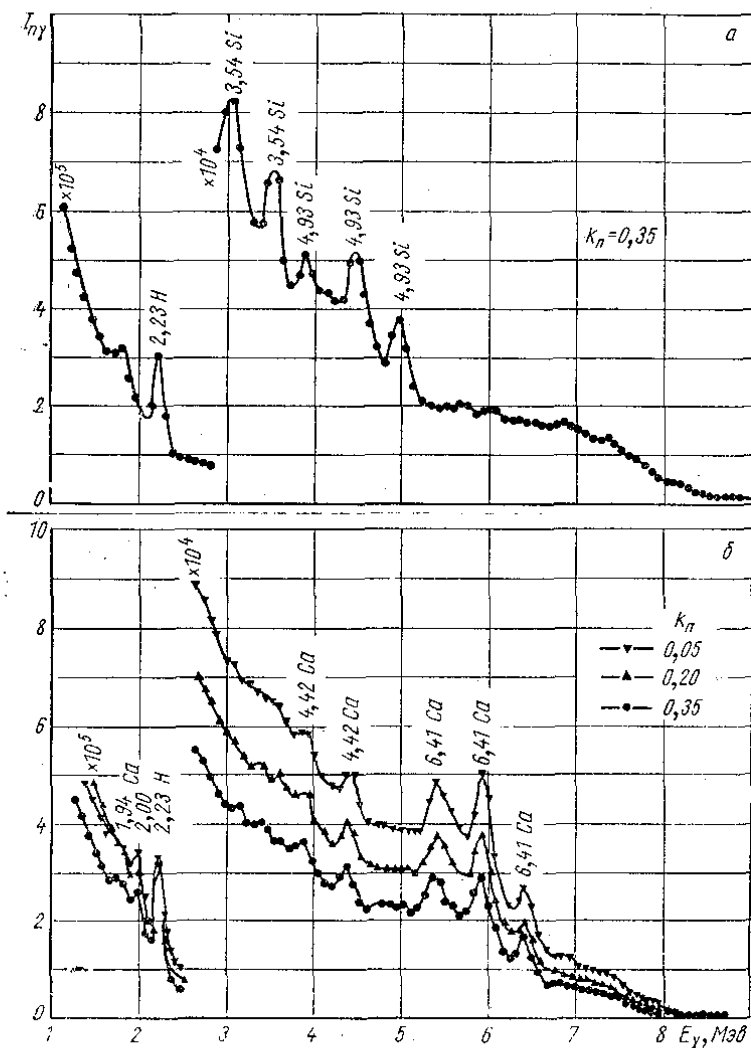


Рис. 8.3. Спектры γ -излучения радиационного захвата в песчанике (а) и известняке (б).

§ 8.2. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МЕТОДА

Устойчивость формы спектров

В общем случае γ -излучение радиационного захвата зависит от всех факторов, влияющих на распространение как нейтронов, так и γ -квантов. Как показали исследования [49, 51], в наименьшей степени меняется под влиянием различных факторов форма

аппаратурных спектров в высокоэнергетической ($E > 3$ Мэв) области.

Форму спектра удобно оценивать с помощью спектральных коэффициентов, которые представляют собой отношения скоростей счета, в различных энергетических интервалах. Расчеты показали [51], что спектральные коэффициенты изменяются не более чем на 20—25% даже в таких предельных случаях, когда водородсодержание меняется от 0 до 30 вес. %, а $Z_{эфф}$ — от 7 до 26.

Выполнены эксперименты на моделях, построенных по принципу подобия. Результаты оценки устойчивости формы спектров после пересчета на параметры реальных сред приведены в табл. 8.2 [51].

Таблица 8.2

Результаты экспериментальной оценки устойчивости спектров γ -излучения радиационного захвата нейтронов

Состав среды	Параметры сред и условия измерений				Спектральные коэффициенты в энергетических диапазонах			
	Влажность m	ρ , г/см ³	$d_{скв}$, мм	R , см	3—4 Мэв	4—5 Мэв	5—6 Мэв	6—8 Мэв
Сухой песчаник	0,016	2,65	106	20	4,54	2,70	1,33	1,0
Водонасыщенный песчаник	0,33	2,11	117	20	4,61	2,79	1,27	1,0
Сухая железная дробь	0	4,05	140	20	1,06	0,78	0,70	1,0
Водонасыщенная железная дробь	0,45	4,50	140	20	1,07	0,76	0,68	1,0
Железо-углеродная смесь (Fe—23%, антрацит—77%)	0,06	1,27	110	20	0,92	0,74	0,68	1,0
	0,08	1,62			0,88	0,72	0,66	1,0
	0,13	2,54			0,89	0,74	0,67	1,0
	0,06	1,27			220	0,91	0,75	0,68
			110	0,92	0,74	0,68	1,0	
			110	0,93	0,75	0,69	1,0	
			110	0,99	0,76	0,68	1,0	

Материалы табл. 8.2 показывают, что форма спектров очень слабо зависит от плотности и влажности среды, диаметра скважины и длины зонда R .

По данным авторов работы [48], изучавших спектры железосодержащих пород, спектральный коэффициент, представляющий отношение потоков квантов в интервалах $E_1 = 3 \div 4$ Мэв и $E_2 = 6 \div 8$ Мэв, с точностью 5—7% не зависит от влажности, плотности и эффективного атомного номера среды при колебаниях перечисленных параметров в широких пределах. Спектральный коэффициент не зависит от диаметра скважины и поло-

жения в ней прибора. Однако величины спектрального коэффициента для сухой и заполненной водой скважин существенно различаются. Коэффициент

$$K_{1,2}^{\text{Fe}} = \frac{I_{n\gamma}(E_1)}{I_{n\gamma}(E_2)} \quad (8.2)$$

всегда больше в сухой скважине, причем различие возрастает с увеличением содержания железа и уменьшением длины зонда.

Зависимость потока захватного γ -излучения от содержания анализируемого элемента

В общем случае связь между γ -излучением, испускаемым изотопом в результате радиационного захвата нейтрона, и концентрацией изотопа в горной породе нелинейная. По экспериментальным данным, полученным для железа, никеля, меди, наблюдается выполаживание эталонировочной зависимости по мере увеличения концентрации анализируемого изотопа.

По оценкам К. И. Якубсона, для никеля наблюдается зависимость типа

$$I_{n\gamma}^{\text{Ni}} = b \sqrt{C_{\text{Ni}}}, \quad (8.3)$$

где b — постоянный коэффициент; C_{Ni} — весовое содержание никеля в руде.

Типичный пример эталонировочной зависимости НГМ_с показан на рис. 8.4 [52]. Следует отметить, что в ограниченных диапазонах концентраций эталонировочный график можно с достаточной степенью точности аппроксимировать прямой линией.

Нелинейный характер зависимости (8.3) объясняется изменением нейтронных свойств руды с увеличением концентрации анализируемого элемента (в первую очередь, уменьшением времени жизни тепловых нейтронов).

Зависимость (8.3) следует определять для конкретных условий и при этом иметь в виду, что на ее характер влияют ядернофизические свойства пород и руд, особенности аппаратуры и геометрия измерений. Так, изучение зависимости (8.3) на моделях железосодержащих руд дало следующие результаты [48].

В скважинах, заполненных водой, изменение влажности пласта от 0 до 0,45 при постоянной пористости приводит к возрастанию

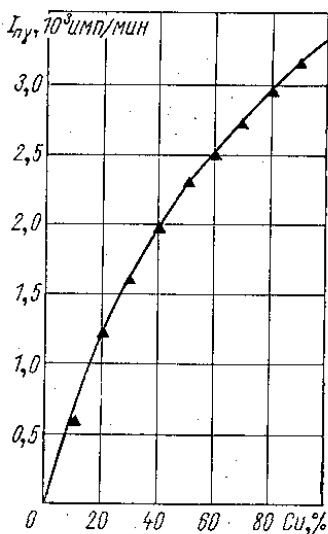


Рис. 8.4. Эталонировочная зависимость НГМ_с (лабораторная установка) для медистых песчанников.

танию $I_{n\gamma}^{\text{Fe}}$ в среднем на 15%. Изменение плотности руд от 1,7 до 2,7 г/см³ при неизменной влажности приводит к увеличению $I_{n\gamma}^{\text{Fe}}$ на 10% для скважины с водой и на 15—20% для сухой скважины. Увеличение диаметра сухой и заполненной водой скважин на 10 мм в интервале 90—190 мм вызывает уменьшение $I_{n\gamma}^{\text{Fe}}$ на 4—5%, а отход скважинного снаряда от стенки скважины с водой на 10 мм сопровождается уменьшением $I_{n\gamma}^{\text{Fe}}$ на 2—3%.

Рассмотренные экспериментальные материалы позволяют сделать некоторые выводы, касающиеся влияния помех на стабильность зависимости (8.3). Поскольку для зондов длиной порядка 25 см увеличение влажности и плотности дает эффект одинакового знака, а в реальных условиях, как правило, с увеличением влажности плотность пород и руд уменьшается, для НГК_с уровень помех должен быть меньше, чем для НК и ГГК. Происходит как бы взаимная компенсация изменений нейтронных и γ -квантовых свойств среды по отношению к НГМ_с.

Влияние γ -излучения неупругого рассеяния быстрых нейтронов

Возбуждение ядер изотопов при неупругом рассеянии имеет резонансный характер и довольно высокий энергетический порог. При использовании в НГМ_с Ро—Ве-источника практическое значение имеет неупругое возбуждение ядер $\text{O}^{16}(E_{\gamma} = 6,1 \text{ Мэв})$ и $\text{C}^{12}(E_{\gamma} = 4,42 \text{ Мэв})$. Пороги реакции несколько превышают E_{γ} .

Неупругое рассеяние нейтронов на кислороде и углероде создает фон γ -излучения при НГМ_с, который ухудшает точность и чувствительность метода. Экспериментальная оценка вклада γ -излучения неупругого рассеяния быстрых нейтронов возможна путем последовательного измерения с двумя источниками (например, Ро—Ве и Ро—В) [51]. Как известно, спектр нейтронов Ро—В-источника обрывается на энергию около 4 Мэв, так что неупругое рассеяние на кислороде и углероде в этом случае не происходит. Разность между спектрами нейтронного γ -излучения, измеренными с двумя указанными источниками, дает вклад неупругого рассеяния.

Неупругое рассеяние на кислороде дает вклад в аппаратурный спектр γ -излучения, измеренный спектрометром с кристаллом NaI(Tl), в области 5—6 Мэв. Доля γ -излучения неупругого рассеяния при длинах зондов 20—25 см может достигать 20—30%. С увеличением длины зонда и влажности среды вклад γ -излучения неупругого рассеяния уменьшается. По данным работы [50], для зонда НГК_с длиной 46 см он пренебрежимо мал при измерениях в песчаниках и известняках.

Глубинность исследований

Объем горной породы, из которого приходят в детектор кванты γ -излучения захвата, определяется пространственным распределением тепловых нейтронов и свойствами γ -квантов.

Как показано в работе [53], в однородной среде глубинность исследований несколько повышается при переходе от поля тепловых нейтронов к нейтронному γ -полю (нестационарные поля). Используя результаты работы [53], можно получить для оценки глубинности НГМ следующую формулу:

$$\rho r_{0,9} = 2 \sqrt{(\rho M)^2 + 1/k^2}, \quad (8.4)$$

где ρ — плотность среды; $r_{0,9}$ — глубинность; M — длина миграции теплового нейтрона; k — массовый коэффициент поглощения γ -излучения.

От формулы (7.6) для ННМ_т выражение (8.4) отличается только членом $1/k^2 > 0$, поэтому глубинность НГМ больше ННМ_т. Численные оценки для $E_\gamma = 1 \div 2$ Мэв ($k = 0,06$ см²/г) приведены в табл. 8.3.

Таблица 8.3

Соотношение глубинностей ННМ_т и НГМ

Среда	ρM , г/см ²	$\frac{r_{0,9} \text{ (НГМ)}}{r_{0,9} \text{ (ННМ)}_т}$
Сухой песчаник	160	1,005
Влажный песчаник ($m=0,4$)	40	1,08

Для жесткого γ -излучения разница будет несколько больше, но в целом глубинность НГМ очень близка к глубинности ННМ_т. Все закономерности изменения глубинности ННМ_т, отмеченные в гл. 7, в полной мере приложимы к НГМ.

§ 8.3. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ НГК

Учитывая большое сходство методов ННК_т и НГК, кратко остановимся главным образом на отличиях, связанных с особенностями НГК.

Методика и техника работ

Аппаратура. Для проведения НГК используют уже рассмотренную в гл. 7 аппаратуру радиоактивного каротажа: НГГК-62 и ДРСТ-1 при изучении нефтяных и газовых скважин, ДРСТ-2 и ДРСА при изучении угольных и рудных скважин. Отличие от ННК состоит в использовании детекторов γ -квантов (газораз-

рядные счетчики в НГГК-62 и сцинтилляционные в остальных типах аппаратуры) вместо детекторов нейтронов.

Способы стандартизации измерений. В СССР в качестве стандартной единицы НГК используют замер в воде (в скважинных условиях — в большой каверне против пласта размытых глин). Кроме того, для стандартизации диаграмм НГК применяют относительный параметр [33]

$$q = \frac{I_{n\gamma} - I_{H_2O}}{I_{n\gamma}^0 - I_{H_2O}^0}, \quad (8.5)$$

где $I_{n\gamma}$ — текущее измерение; $I_{n\gamma}^0$ и $I_{H_2O}^0$ — измерения в плотном опорном пласте ($k_n = 0,01-0,03$) и в воде.

В США используют две единицы НГК. Общенациональная единица АНИ определяется в эталонной скважине-шахте так же, как в случае ННК (см. гл. 7). Кроме того, применяют фирменные единицы, которые воспроизводят с помощью стандартного точечного источника γ -излучения, помещаемого определенным образом относительно детектора γ -квантов. Скорость счета от стандартного источника выражают в нормализованных импульсах за минуту.

В последнее время некоторые фирмы США применили внешние эталонировочные устройства, надеваемые на скважинный снаряд [34]. В этом случае контролирующее излучение создается самим источником нейтронов, что позволяет учитывать изменения потока нейтронов во времени в результате радиоактивного распада.

Влияние скважинных условий и параметров пласта

Из физических предпосылок НГК следует, что интегральный поток γ -излучения радиационного захвата является результатом наложения потока тепловых нейтронов и γ -квантов объемных источников (в геометрии широкого пучка γ -излучения). НГК можно рассматривать как некоторое совмещение ННК_т и ГГК. Влияние различных факторов на $I_{n\gamma}$ в первом приближении является суперпозицией соответствующих эффектов ННК и ГГК.

Диаметр скважины. Увеличение диаметра скважины, заполненной водой, эквивалентно увеличению влажности среды и уменьшению ее плотности. В условиях НГК преобладает первый эффект, поэтому для заинверсионных зондов $I_{n\gamma}$ уменьшается при увеличении диаметра скважины.

В качестве примера на рис. 8.5 показаны эталонировочные зависимости НГК для аппаратуры НГГК-62, полученные на моделях [33].

В сухих скважинах большого диаметра (200—250 мм) даже для зондов длиной 50—60 см наблюдается инверсионный по

водородсодержанию эффект при общем росте потока γ -квантов за счет плотностного эффекта (заинверсионная область по плотности) [24].

Минерализация бурового раствора. Увеличения концентрации NaCl в буровом растворе приводит к росту $I_{n\gamma}$, причем эффект

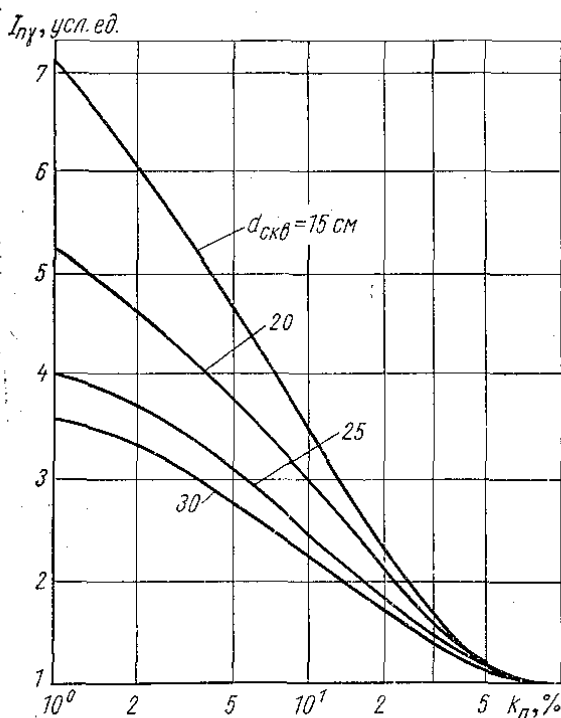


Рис. 8.5. Зависимость показаний НГК от коэффициента пористости известняков для зонда длиной 60 см.

тем больше, чем выше концентрация, длиннее зонд и больше диаметр скважины [55]. Например, в скважине диаметром 30 см изменение солёности бурового раствора от 0 до 250 г/л NaCl приводит к увеличению $I_{n\gamma}$ на 43% при $R=40$ см и на 96% при $R=90$ см. При уменьшении диаметра скважины до 200 мм эффект существенно уменьшается, и его можно учесть соответствующей поправкой. Концентрацию NaCl в этом случае оценивают по сопротивлению бурового раствора, измеренного скважинным резистивиметром.

Промежуточная зона. Слой бурового раствора или глинистой корки, отделяющей скважинный снаряд от стенки скважины, действует так же, как в ННМ: приводит к уменьшению регистрируемого эффекта для заинверсионных зондов [55]. Одна-

ко за счет противоположного по знаку (по сравнению с эффектом от влажности) плотностного эффекта (см. гл. 2) влияние промежуточной зоны в виде слоя бурового раствора в НГК примерно в 2 раза меньше.

По экспериментальным данным [55], в скважине диаметром 30 см при длине зонда 60 см наличие слоя бурового раствора толщиной 2 см между снарядом и стенкой скважины вызывает уменьшение $I_{n\gamma}$ на 9% (пласт имеет $m=0,08$).

Увеличение солености бурового раствора сглаживает эффект, создаваемый промежуточной зоной, заполненной раствором. Так, изменение концентрации NaCl от 0 до 250 г/л уменьшает эффект в 1,5—2 раза для инверсионных зондов длиной 40—70 см [55]. Наличие обсадной колонны снижает скорость счета в НГМ так же, как в ННМ.

Во всех случаях наличие промежуточной зоны уменьшает чувствительность НГК к свойствам горных пород — здесь соответствующие эффекты ННК и ГГК имеют одинаковый знак.

Плотность бурового раствора. При изменении плотности от 1 до 2 г/см³ заметного изменения показаний НГК не наблюдается [24].

Плотность горных пород. НГК в значительно большей степени, чем ННК, чувствителен к плотности пород. Вопрос этот детально не изучен. По данным работы [33], для зонда длиной 70 см при использовании сцинтилляционного детектора γ -квантов $I_{n\gamma}$ изменяется на 3% при изменении плотности на 0,01 г/см³ ($\eta_p \approx 7,5$). Влияние плотности можно существенно уменьшить, окружив детектор свинцовым фильтром толщиной около 10 мм [33]. В этом случае проявляются такие же закономерности, как при повышении уровня дискриминации рассеянного γ -излучения в ГГК-П (см. гл. 2).

Минерализация пластовых вод. Поток γ -квантов возрастает при увеличении минерализации поровых вод за счет γ -излучения радиационного захвата нейтронов ядрами хлора. Однако интегральный эффект невелик и обычно не превышает 10—15%.

Применение НГК для определения коэффициентов пористости, газонасыщенности и отбивки ВНК

Эталонировочная зависимость интегрального потока $I_{n\gamma}$ от коэффициента пористости водонасыщенных пород имеет такой же характер, как соответствующие зависимости ННК (см. рис. 7.6).

Чувствительность НГК к пористости примерно в 2—3 раза ниже, чем ННК, из-за взаимной компенсации плотностного эффекта и эффекта изменения водородсодержания. Это хорошо видно из сравнения рис. 7.4 и 8.5.

Существенные затруднения возникают при использовании НГК для изучения песчано-глинистого разреза. Повышенная

γ -активность глин затрудняет определение коэффициента пористости и в неблагоприятных условиях не позволяет даже качественно выделить пористые пласты.

С целью увеличения чувствительности НГК к пористости в конструкцию зондов вносят различные изменения, направленные на подавление поля рассеянного γ -излучения и увеличение вклада тепловых нейтронов в измеряемый эффект [39]: это дополнительный фильтр из кадмия на газоразрядном счетчике и внешний фильтр из свинца для поглощения мягкого γ -излучения. По существу, такой зонд в большей степени является зондом ННК_т, чем НГК.

Методы интерпретации НГК при определении пористости аналогичны методам, применяемым в ННК.

В СССР пользуются палетками, представляющими собой зависимость параметра q [см. формулу (8.6)] от k_H для номинальных диаметров скважины [33]. Дополнительно вводят поправки на соленость бурового раствора, которая оценивается по данным резистивиметрии, на толщину глинистой корки и диаметр каверны в опорном пласте размытых глин.

НГК рекомендуется применять для определения пористости карбонатных коллекторов. Точность определения k_H с помощью применяемой в СССР серийной аппаратуры в благоприятных условиях равна 10 отн. % в диапазоне $k_H = 0,05 \div 0,2$ [33]; рядовая точность — 20 отн. %.

Возможность определения коэффициента газонасыщенности пластов k_g с помощью НГК основана на таких же предпосылках, как в случае ННК. Эталонировочная зависимость $I_{n\gamma}$ от k_g мало отличается от аналогичной зависимости для ННК_т и ННК_{нт}. По данным работы [40], чувствительность НГК к газонасыщенности несколько ниже, чем ННК.

С помощью НГК принципиально возможна отбивка ВНК при условии повышенной минерализации пластовых вод. В этом случае амплитуда аномалии НГК против водонасыщенного пласта больше на 10—20 % по сравнению с нефтенасыщенным пластом такой же пористости. Из-за большой величины аномалии ее трудно выделить на фоне изменений, связанных с колебаниями свойств разреза. Качественная интерпретация облегчается

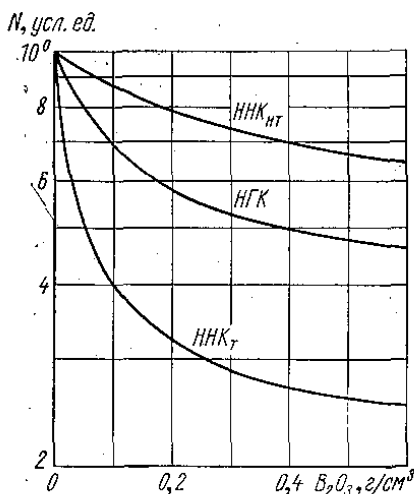


Рис. 8.6. Эталонировочные графики различных видов нейтронного каротажа для борсодержащих руд.

сопоставлением диаграмм НГК и ННК_т (или ННК_{нт}), которые по-разному отмечают ВНК. Гораздо большими возможностями в этом отношении обладает НГК_с (см. ниже).

Каротаж на поглощающие элементы

Интегральный НГК по чувствительности к содержанию нейтронопоглощающих элементов занимает промежуточное положение между ННК_т и ННК_{нт}. Это положение иллюстрируют эталонировочные зависимости, изображенные на рис. 8.6. Они построены по данным И. И. Фельдмана для условий: длина зонда 30 см, диаметр скважины 120 мм, в скважине — вода.

НГК применяют на месторождениях бора, марганца, железа и других для качественного выделения руд. Во всех случаях руды нейтронопоглощающих элементов отличаются пониженными значениями $I_{n\gamma}$. Каких-либо преимуществ по сравнению с ННК интегральный НГК при решении рассматриваемой задачи не имеет.

§ 8.4. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ НГК

Особенности аппаратуры и методика измерения спектров в скважине

Зонд НГК_с. Как уже отмечено выше, в НГМ_с выделяют γ -излучение анализируемых элементов в относительно жесткой части спектра (3—10 Мэв). По сравнению с лабораторным вариантом НГМ_с в НГК_с потоки γ -квантов при одинаковых источнике и детекторе примерно на полтора-два порядка меньше. Для получения удовлетворительной статистической точности в условиях каротажа необходимо использовать источники нейтронов большой мощности и детекторы с повышенной эффективностью в области жесткого γ -излучения.

Обычно применяют источники максимальной мощности — до $(2 \div 4) \cdot 10^7$ нейтрон/сек. В качестве детектора используют сцинтилляторы NaI(Tl) размером 40×50 мм и больше. Отметим, что большие размеры сцинтиллятора затрудняют создание скважинных снарядов НГК_с малого диаметра для каротажа скважин алмазного бурения.

Оценка и учет фона. Существенный вклад в измеряемый эффект может вносить фоновое излучение — γ -излучение радиационного захвата нейтронов в конструктивных элементах снаряда и в кристалле NaI(Tl), γ -излучение неупругого рассеяния нейтронов (главным образом на ядрах кислорода), γ -излучение, возникающее при активации ядер I^{127} , и, наконец, γ -излучение источника (4,46 Мэв для Po—Be-источника).

Для уменьшения фона кристалл NaI(Tl) окружают слоем борсодержащего вещества. Оптимальная толщина слоя бора в

экране равна $0,2—0,3 \text{ г/см}^2$ [51]. Спектр γ -излучения наведенной активности ядер иода обрывается на энергии примерно 2 Мэв и не дает вклада в жесткой части спектра. γ -Излучение радиационного захвата кристалла NaI(Tl) представляет собой монотонно затухающий спектр в интервале $3—7 \text{ Мэв}$ [51].

На величину фона существенное влияние оказывает выбор материала защитного кожуха. Предпочтение заслуживают вещества, не дающие при захвате нейтронов γ -излучения (стеклопластик, бораль, бористые стали). По экспериментальным данным [48], замена алюминиевого кожуха на пластмассовый алюмоборосиликатного состава приводит к уменьшению скорости счета (на зонде 25 см) в $1,5$ раза.

Форма спектра γ -излучения слабо зависит от материала кожуха. Это связано с тем, что спектр фонового излучения подобен спектру руды (породы) и при наложении слабо искажает последний.

γ -Излучение неупругого рассеяния нейтронов можно полностью устранить, выбрав зонд длиной $40—50 \text{ см}$ [50]. Однако на зондах длиной $20—25 \text{ см}$, которые также используют в НГКс, вклад неупругого рассеяния будет заметным.

Величину фона можно приближенно оценить, выполнив измерения в воде [51]. Изменение ядернофизических свойств пород и скважинных условий влияет на величину фона. В первом приближении фон меняется пропорционально плотности надтепловых нейтронов, так что его можно учесть по данным ННК_{нт}, предварительно установив соответствие между показаниями ННК_{нт} и потоком γ -излучения фона в том или ином интервале γ -спектра [51].

Величину фона вычитают из наблюдаемого эффекта НГКс.

Градирование энергетической шкалы спектрометра. При работе на поверхности в качестве реперов энергетической шкалы можно использовать γ -излучение радиоактивных изотопов (до энергии около 3 Мэв), часть из которых приведена в табл. 1.1 (см. гл. 1). В жесткой части спектра используют наиболее интенсивные и хорошо разрешимые линии γ -излучения радиационного захвата (табл. 8.4).

Таблица 8.4

Реперные γ -линии для градуирования спектрометра [56]

Исходный изотоп для реакции (n, γ)	$E_{\gamma}, \text{кэв}$	Исходный изотоп для реакции (n, γ)	$E_{\gamma}, \text{кэв}$
H^1	$2223,3 \pm 0,3$	Be^9	6812 ± 2
Si^{28}	3540 ± 6	Fe^{56}	7639 ± 4
Mg^{24}	3918 ± 4	Cl^{35}	8573 ± 4
C^{12}	$4946 \pm 0,8$	Ni^{58}	8997 ± 5
H^2	$6250,6 \pm 0,5$	Cr^{53}	9716 ± 7
Tl^{48}	6753 ± 5	N^{14}	$10\,830 \pm 1$

При работе в скважине удобно использовать линии Ni и Fe^{56} , выполняя измерения в каверне и в обсадной трубе [50].

Серийная аппаратура. Аппаратура специального назначения для НГК_с промышленностью не выпускается. В СССР для НГК_с используют спектрометрическую аппаратуру многоцелевого назначения. В частности, применяют аппаратуру типа СГС-1 [48, 51], в комплект которой входит 50-канальный амплитудный анализатор.

Для проведения НГК_с в большинстве случаев достаточно иметь двухканальную спектрометрическую аппаратуру.

К стабильности энергетической шкалы спектрометра в НГК_с предъявляют высокие требования, особенно при анализе на такие элементы, как никель, титан, хром и др. Желательно иметь спектрометр со стабильностью не хуже 0,5—1% энергетической шкалы, что можно обеспечить только путем использования реперной стабилизации. Вопросы стабилизации в основном решены, но создание надежно работающей скважинной аппаратуры встречает большие технические трудности.

Принципы количественной интерпретации

Для анализа с помощью НГК_с на несколько элементов необходимо решать многопараметровую задачу с числом измерений, равным числу неизвестных. Решение облегчается благодаря тому, что для $I_{n\gamma}$ соблюдается принцип аддитивности. Исходная система уравнений является линейной

$$I_{n\gamma}(E_i) = a_{1i} I_{n\gamma}^1 + a_{2i} I_{n\gamma}^2 + a_{3i} I_{n\gamma}^3 + \dots \quad (8.6)$$

Она связывает γ -излучение руды $I_{n\gamma}(E_i)$ в определенном энергетическом интервале E_i с γ -излучением отдельных компонентов $I_{n\gamma}^q$. В качестве величины $I_{n\gamma}^q$ можно выбрать интегральный поток γ -излучения радиационного захвата или дифференциальный поток в любом удобном для данного элемента q интервале спектра. Матрица коэффициентов системы (8.7) определяется экспериментально путем изучения формы спектров отдельных компонентов. Определив из уравнения (8.7) γ -излучение анализируемого элемента, можно затем перейти к его содержанию в руде с помощью соответствующей эталонировочной зависимости.

Итак, интерпретация НГК_с с целью определения концентрации полезных компонентов в рудах включает в себя следующие этапы: определение на моделях спектральных коэффициентов для каждого анализируемого элемента; разделение измеренного в скважине γ -излучения на моноэлементные составляющие; переход от γ -излучения элемента к его содержанию в руде с помощью предварительно установленной эталонировочной зависимости типа (8.3).

Поскольку эталонировочная зависимость изменяется под влиянием колебаний ядернофизических свойств пород, руд и скважинных условий (см. § 8.1), ее рекомендуют определять экспериментально на каждом конкретном месторождении путем сопоставления вычисленных величин $I_{\gamma\gamma}^q$ с результатами опробования керна на соответствующий элемент. Пример эталонировочной зависимости показан на рис. 8.7 [51].

Одновременное определение нескольких элементов предъявляет высокие требования к точности измерения спектральных интенсивностей γ -излучения и точности определения спектральных коэффициентов. Разумеется, спектры отдельных элементов должны существенно различаться. Практическое применение в настоящее время находит НГК_с на один-два элемента.

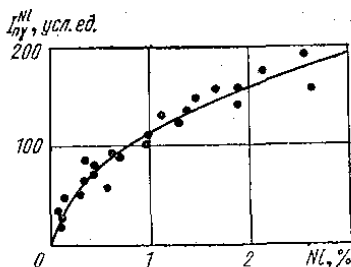


Рис. 8.7. Эталонировочный график НГК_с для определения никеля в сульфидных медно-никелевых рудах.

Каротаж на хлор

Определение содержания в породах хлора, имеющего высокое сечение захвата тепловых нейтронов и интенсивное γ -излучение, сопровождающее захват (см. табл. 8.1), представляет интерес прежде всего для нефтяной геологии. Повышенные содержания хлора отмечают минерализованные воды и позволяют отделить их по этому признаку от нефти, поэтому НГК_с можно применить для отбивки водо-нефтяного контакта.

Характер γ -излучения хлора хорошо виден на рис. 8.8 [зонд 46 см, детектор NaI(Tl), Pu—Be-источник] [50]. Существенное преобладание γ -излучения хлора наблюдается в интервале энергии 3,5—6,5 Мэв, если скважина, как в рассматриваемом случае, обсажена стальной колонной. В необсаженной скважине разница в спектрах наблюдается вплоть до 8 Мэв, причем максимальная разница имеет место в области $E_\gamma > 6,5$ Мэв.

Результаты экспериментальных исследований по каротажу на хлор (в основном зарубежных) приведены в работе [57]. Установлены следующие особенности.

Наибольшие различия в показаниях НГК_с наблюдаются в необсаженных скважинах, заполненных пресной водой (при отсутствии искажений за счет проникновения воды из скважины в пласт). Для пористых известняков ($k_{\pi}=0,35$, $d_{\text{свб}}=280$ мм) при минерализации пластовой воды 50 г/л NaCl эффект на зонде длиной 45 см составляет 100% в области энергий 6,5—8 Мэв и 40% в интервале $E_\gamma = 4\div 6$ Мэв. В тех же условиях увеличение минерализации до 150 г/л приводит к возрастанию эффекта в 1,5—2 раза.

Наличие цементного кольца с обсадной колонной диаметром 130 мм снижает эффект в 2—4 раза, причем, как показано на рис. 8.8, различия наблюдаются только в интервале энергий 4—6 Мэв. Эффект повышается, если происходит осолонение цемента колонны за счет пластовой воды.

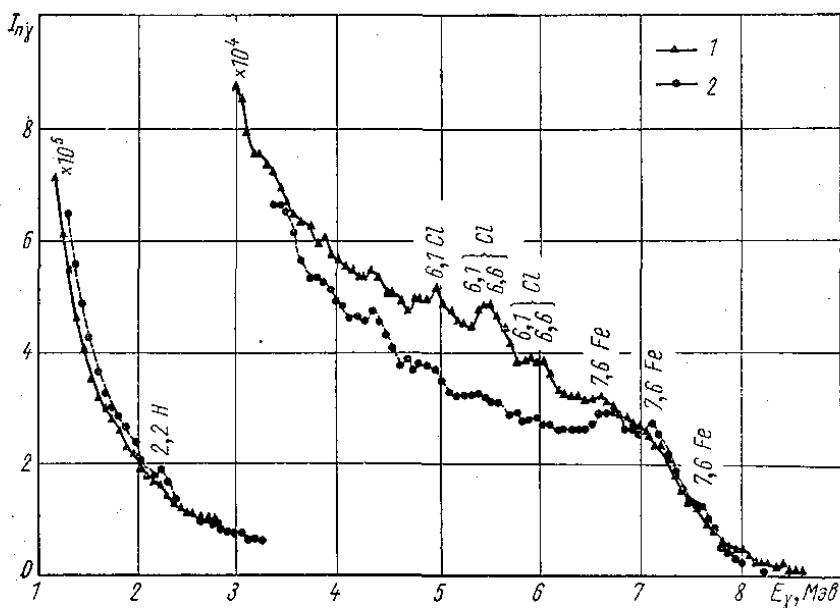


Рис. 8.8. Спектры γ -излучения радиационного захвата, измеренные в обсаженной скважине против пористого песчаника ($k_{\text{п}}=0,2-0,25$):

1 — высокая минерализация пластовой воды; 2 — пресная вода в пласте.

Заполнение скважины влияет на дифференциацию показаний НГК_с: в сухой скважине дифференциация максимальная, в заполненной пресным буровым раствором она несколько снижается, а при минерализованном буровом растворе дифференциация уменьшается на 20—30%. Например, в песчанике, имеющем $k_{\text{п}}=0,2$ (диаметр скважины 220 мм, обсадка 130 мм, осолоненный цемент, длина зонда 40 см), показания против пласта с минерализованной водой (100 г/л NaCl) равнялись 1,36; 1,27 и 1,22 при переходе от сухой скважины к скважине с пресным и соленым (100 г/л NaCl) буровым раствором.

Дифференциация НГК_с против водоносных и нефтеносных пластов зависит от величины коэффициента пористости: чем больше пористость, тем больше дифференциация. Так, при увеличении коэффициента пористости от 0,05 до 0,4 показания НГК_с (по отношению к пласту с пресной водой) возрастали в 2—4 раза. Вообще же γ -излучение хлора пропорционально его

объемному содержанию, т. е. количеству NaCl в единице объема горной породы:

$$C_{\text{NaCl}} [\text{г/см}^3] = k_{\text{п}} M_{\text{NaCl}} [\text{г/г}], \quad (8.7)$$

где C_{NaCl} — объемное содержание; M_{NaCl} — минерализация пластовой воды.

Несмотря на то, что, по данным НГК_с, водоносные и нефтеносные пласты существенно различаются, их выделение затрудняется рядом факторов: колебанием пористости, изменением глинистости, наконец, изменением ядернофизических свойств пласта за счет литологии и влияния скважины.

В США успешно применяют НГК_с в сочетании с одним из видов интегрального нейтронного каротажа, например НГК [34]. Обе диаграммы записывают при одинаковой чувствительности так, чтобы они совмещались в пределах нефтеносных пластов. Против водоносных пластов диаграммы расходятся, причем величина расхождения характеризует минерализацию пластовой жидкости. Длина использованного зонда 60 см, порог чувствительности 10 г/л NaCl (в благоприятных условиях). Непрерывные измерения НГК_с дополняются снятием спектров γ -излучения в отдельных точках для того, чтобы по характерным максимумам идентифицировать γ -излучение хлора и тем самым более уверенно выделить водоносные пласты.

Применение НГК_с на рудных месторождениях

Оценка возможностей НГК_с. Результаты обширных экспериментов по изучению спектров γ -излучения радиационного захвата нейтронов в рудах и вмещающих породах имеются в работе [51]. Некоторые спектры показаны на рис. 8.9. Условия измерения спектров: модели «тонких слоев» (3 см), Ро—Ве-источник, детектор NaI(Tl) размером 40×40 мм, длина зонда 25 см. Спектры нельзя считать полностью соответствующими реальным скважинным условиям, но с их помощью можно оценить возможности НГК_с при выделении тех или иных руд и наметить оптимальные режимы спектрометрии.

Спектры руд группы железа можно интерпретировать как двухкомпонентные, представляющие собой наложение γ -излучения анализируемого элемента и породной основы. Обращает на себя внимание присутствие в большинстве типов руд значительных количеств железа и соответствующие особенности спектров.

Количественный анализ формы спектров руд и вмещающих пород позволил наметить режимы НГК_с при изучении руд группы железа, которые приведены в табл. 8.5 [51].

Рассмотрим некоторые результаты практического применения НГК_с на рудных месторождениях.

Режимы регистрации γ -излучения в условиях НГКс

Полезные ископаемые	Характеристика руд и вмещающих пород	Энергетические интервалы, Мэв, и соответствующие им спектральные коэффициенты			Различие в форме спектров руд и пород, отн. ед.
		E_1	E_2	$K_{1,2}^*$	
Титановая руда	Россыпное месторождение (2,6% Ti), вмещающая порода—песчаник	3,0—4,6	5,0—6,6	1,22 2,38	1,95
Хромовая руда	Бедная руда (15% Cr, Cr/Fe=1,1) Промышленная руда (26% Cr, Cr/Fe=2,4)	—	—	2,17	3,4
		3,0—5,0	7,0—10,0	1,58 7,43	4,7
Марганцевая руда	Бедная карбонатная руда (11% Mn, 15% Fe, 17% Ca), вмещающая порода—известняк Бедная карбонатная руда, вмещающая порода—глина	4,8—6,0	6,2—10,0	1,44 5,25	3,6
		5,8—6,6	6,8—10,0	1,71	1,5
Железная руда	Бедная карбонатная руда (18% Fe), вмещающая порода—доломит Гематито-магнетитовая руда (30% Fe), вмещающая порода—песчаник	4,0—6,2	6,4—9,0	1,34 2,50	1,9
		3,0—5,0	5,2—9,0	0,94 2,38	2,5
Никелевая руда	Сульфидная вкрапленная руда (1% Ni, 16% Fe), вмещающая порода—филлит Силикатная руда (1,2% Ni, 22% Fe), вмещающая порода—ультраосновная	3,0—4,4	7,6—10,0	8,6	3,4
		6,2—7,0		29,5 4,0	2,0
		3,0—4,4	7,6—10,0	8,2 7,8	2,8
		6,2—7,0		22,3 4,0 8,2	2,0
Медная руда	Песчаник с халькопирит-борнитовым оруденением (4,5% Cu) Колчеданная руда (3,1% Cu, 30% Fe), вмещающая порода—ультраосновная	3,0—6,6	6,8—9,0	7,3 13,6	1,9
		5,4—6,4	7,2—10,0	2,78 4,23	1,5

* Первое значение коэффициента относится к вмещающей породе, второе — к руде.

Месторождения никеля. Перспективы применения НГК_с выяснены на месторождениях медно-никелевых сульфидных руд [49, 51] и на месторождениях силикатных никелевых руд [58].

Сульфидные руды никеля благодаря высокому содержанию железа выделяются как интегральными методами нейтронного каротажа (отрицательными аномалиями), так и НГК_с (положительными аномалиями). Пример диаграмм показан на рис. 8.10 [49]. Преимущество НГК_с состоит в том, что он является прямым методом определения никеля, в то время как интегральные методы отмечают повышенное содержание железа и не могут отличить никелевые руды от сульфидной минерализации, не содержащей никеля.

Некоторое представление об эффективности НГК_с на сульфидных месторождениях никеля можно составить по материалам табл. 8.6 [49]. Каротаж выполнен при длине зонда 40 см.

Практические аспекты НГК_с на сульфидных месторождениях до конца не разработаны. Внедрение метода сдерживается отсутствием аппаратуры со скважинным снарядом малого диаметра. Методика НГК_с на месторождениях силикатного никеля разработана более детально. Результаты НГК_с использованы для подсчета запасов никеля.

Месторождения железа. Возможности НГК_с выяснялись на железорудных месторождениях Кривого Рога [48]. Трудности выделения руд с помощью стандартных методов каротажа состоят в том, что богатые мартитовые руды имеют переменную пористость и плотность. Регистрация γ -излучения радиационного захвата в области $E_\gamma > 6$ Мэв позволяет однозначно выделить все рудные горизонты и по величине $I_{n\gamma}$ оценить содержание в рудах железа (рис. 8.11).

Интересно отметить, что авторы работы [48] интерпретировали эталонировочную зависимость как линейную (сплошная линия на рис. 8.11). Экспериментальные же точки лучше согласуются с криволинейным графиком (пунктирная линия), что подтверждает общий характер эталонировочной зависимости НГМ_с.

Другие месторождения. НГК_с находит применение на месторождениях хромитовых руд [59], являясь ведущим методом

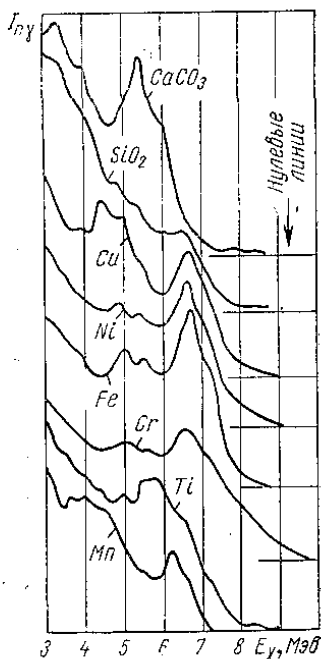


Рис. 8.9. Спектры γ -излучения радиационного захвата, измеренные на моделях руд и горных пород.

Таблица 8.6

Результаты НГК_с на медно-никелевых месторождениях Печенги

Номер пласта	Вещественный состав	Ориентировочное содержание никеля, %	Относительная величина $I_{\text{пу}}$ в энергетических интервалах	
			6,3—7,1 Мэв	8,6—9,0 Мэв
1	Филлит (опорный пласт)	0	1,0	1,0
2	» оруденелый	0,5—0,6	1,3	1,3
3	» »	0,5—0,6	1,1	1,2
4	» окремненный	0	0,95	0,95
5	» »	0	1,1	1,0
6	Брекчиевая руда	1,5—2,0	1,3	2,0
7	»	1,5—2,0	1,2	1,6
8	»	1,5—2,0	1,1	1,4
9	»	1,5—2,0	1,3	1,75
10	Филлит	0	1,15	1,15

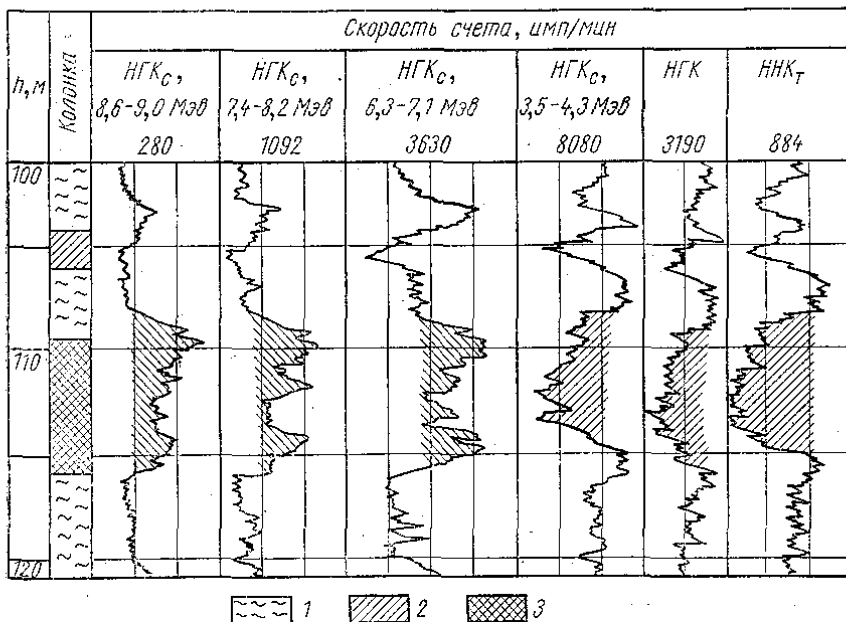


Рис. 8.10. Результаты нейтронного каротажа на сульфидных медно-никелевых месторождениях:

1 — филлит; 2 — оруденелый филлит (0,6% Ni); 3 — вкрапленная руда (1,5% Ni).

исследования скважин. γ -Излучение в области $E_\gamma > 8$ Мэв однозначно связано с хромом. НГК_с позволяет выделять руды, содержащие несколько процентов Cr_2O_3 . Разрабатывается мето-

дика количественного определения хрома по данным НГКс. По предварительным данным, количественные определения хрома с помощью НГКс возможны при содержаниях хрома до 20%.

Успешно опробована методика выделения карбонатных руд серы и оценки количества серы в руде. Спектры γ -излучения радиационного захвата нейтронов в этом случае определяются содержанием серы и кальция. Для выделения γ -излучения серы измеряют $I_{n\gamma}$ в двух энергетических интервалах: $E_1 = 4 \div 5$ Мэв (γ -излучение S+Ca) и $E_2 = 5,1 \div 7,1$ Мэв (γ -излучение Ca).

Возможности определения зольности углей

Угольная масса состоит из углерода и водорода, а в состав золы входят такие элементы, как кремний, алюминий, железо, кальций. Из физических предпосылок НГКс следует, что зольные угли будут выделяться повышенными значениями $I_{n\gamma}$ в жесткой части спектра.

Результаты оценки возможностей НГКс на материале лабораторных и полевых исследований изложены в работе [51]. Они сводятся к следующему.

Угли выделяются четкими отрицательными аномалиями при регистрации $I_{n\gamma}$ в интервале энергий $E_2 = 3 \div 10$ Мэв, в то время как диаграмма НГКс, записанная в интервале $E_1 = 1,6 \div 2,5$ Мэв, не дифференцирована. Спектральный коэффициент $K_{1,2}$ для вмещающих пород (глин, песчаников, известняков) колеблется от 1,9 до 2,9, а для бурого угля с зольностью $A^c = 30\%$ он равен 5,3.

Авторы работы [51] отмечают слабую зависимость результатов НГКс от скважинных условий и считают метод перспективным при количественных определениях зольности углей. Точность метода, по предварительной оценке, равна 3 абс. % A^c .

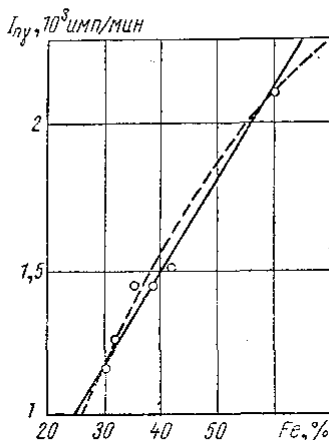


Рис. 8.11. Эталонировочный график НГКс для железных руд ($E > 6,0$ Мэв, $R = 20$ см).

ГЛАВА 9. АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД

Использование искусственной радиоактивности для анализа вещества началось сразу же после открытия в 1934 г. ядерных реакций, возникающих под действием нейтронов. В настоящее время для этой цели используют также ядерные превращения под действием γ -квантов и заряженных частиц. Активационный

анализ детально разработан и является одним из самых чувствительных методов определения широкого круга элементов [60].

Выделение и оценка содержания отдельных элементов по наведенной радиоактивности их изотопов основаны, во-первых, на индивидуальном характере ядерных реакций активации и, во-вторых, на разнообразии свойств радиоактивных изотопов (различия в периодах полураспада, видах и спектрах излучения). Успехи активационного метода (АМ) во многом определяются высокой чувствительностью, селективностью и точностью современных способов измерения ионизирующих излучений.

Наметилось несколько направлений в применении АМ. Первое направление — лабораторный анализ проб и образцов. Это направление возникло и оформилось в недрах аналитической химии и в настоящее время развивается как в чисто инструментальном варианте (без применения методов химического разделения), так и в радиохимическом варианте, сочетающем физические методы измерения радиоактивности с предварительным выделением анализируемых изотопов из сложного вещества химическими методами [60].

Второе направление — выделение и изучение руд в условиях скважины (активационный каротаж — АК) [24]. Изучение руд в естественном залегании — более сложная задача по сравнению с лабораторным анализом проб, поэтому возможности АК как по числу анализируемых элементов, так и по точности значительно меньше возможностей лабораторного АМ.

В настоящей главе рассматривается только активационный каротаж, играющий важную роль при разведке некоторых полезных ископаемых. Подробные сведения по другим аспектам развития и применения активационного анализа можно найти в обзорной работе [60].

§ 9.1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Методы активации и свойства активированных изотопов

В АМ для возбуждения стабильных изотопов и получения радиоактивных ядер используют реакции под действием нейтронов (тепловых и быстрых), γ -квантов и заряженных частиц (протонов, дейтронов, α -частиц). Наиболее широкое применение получила активация ядер с помощью нейтронов, в меньшей степени — γ -квантов и заряженных частиц.

Активация ядер под действием тепловых нейтронов происходит по реакции (n, γ) . Сечение активации σ_a равно или меньше сечения радиационного захвата теплового нейтрона. Из распространенных изотопов относительно большие микроскопические сечения активации имеют Mn^{55} , Cu^{63} , Cu^{65} , Na^{23} и др. (табл. 9.1). Однако активационный эффект определяется не

Активация тепловыми нейтронами

Реакция	Распространенность изотопамишени, %	Сечение активации, барн	Период полураспада продукта	E_{β} , Мэв	E_{γ} , Мэв*
$F^{19}(n, \gamma) F^{20}$	100	0,009	10,7 сек	5,42	1,63 (100)
$Na^{23}(n, \gamma) Na^{24}$	100	0,536	14,9 ч	1,39	2,75 (100) 1,37 (100)
$Mg^{26}(n, \gamma) Mg^{27}$	11,29	0,027	9,54 мин	1,59 1,75	1,015 (30) 0,8 (70)
$Al^{27}(n, \gamma) Al^{28}$	100	0,21	2,3 мин	2,86	1,78 (100)
$P^{31}(n, \gamma) P^{32}$	100	0,19	14,3 дня	1,71	—
$S^{34}(n, \gamma) S^{35}$	4,215	0,26	87,1 дня	0,167	—
$Cl^{37}(n, \gamma) Cl^{38}$	24,6	0,56	37,3 мин	4,81 2,77 1,11	2,15 (47) 1,6 (31)
$Ca^{44}(n, \gamma) Ca^{45}$	2,06	0,67	152 дня	0,254	—
$Ca^{48}(n, \gamma) Ca^{49}$	0,185	1,1	8,8 мин	1,95 0,89	4,05 (10) 3,10 (89)
$Sc^{45}(n, \gamma) Sc^{46}$	100	12	84 дня	0,36	1,12 (109) 0,89 (100)
$V^{51}(n, \gamma) V^{52}$	99,76	4,5	3,8 мин	2,73	1,43 (100)
$Mn^{55}(n, \gamma) Mn^{56}$	100	13,3	2,58 ч	0,7 1,05 2,86	2,12 (14) 1,81 (25) 0,84 (99)
$Fe^{58}(n, \gamma) Fe^{59}$	0,31	0,98	45,1 дня	0,271 0,462	1,29 (44) 1,10 (56)
$Co^{59}(n, \gamma) Co^{60}$	100	20	5,27 года	0,309	1,17 (100) 1,33 (100)
$Cu^{63}(n, \gamma) Cu^{64}$	69,1	4,3	12,8 ч	0,573	0,511 (38)

Продолжение табл. 9.1

Реакция	Распространенность изотопа мишени, %	Сечение активации, барн	Период полураспада продукта	E_{β} , Мэв	E_{γ} , Мэв*
$\text{Cu}^{65} (n, \gamma) \text{Cu}^{66}$	30,9	1,8	5,1 мин	2,63 1,65	1,037 (9) —
$\text{Zn}^{64} (n, \gamma) \text{Zn}^{65}$	48,89	0,44	245 дней	—	1,12 (49) 0,511 (3)
$\text{As}^{75} (n, \gamma) \text{As}^{76}$	100	5,4	26,5 ч	3,34 2,5	1,21 (5) 0,65 (6) 0,56 (38)
$\text{Mo}^{100} (n, \gamma) \text{Mo}^{101}$	9,62	0,2	14,3 мин	2,23 1,6; 1,2 0,8; 0,7	—
$\text{Ag}^{107} (n, \gamma) \text{Ag}^{108}$	51,35	45	2,4 мин	1,77	0,632 (2) 0,511 (0,03) 0,434 (0,06)
$\text{In}^{115} (n, \gamma) \text{In}^{116}$	95,77	155	54 мин	1,0 0,87 0,6	2,12 (17) 1,52 (10) 1,30 (83) 1,11 (57) 0,82 (15) 0,42 (32)
$\text{Dy}^{164} (n, \gamma) \text{Dy}^{165}$	28,18	2100	139 мин	1,25 0,3	—
$\text{Lu}^{175} (n, \gamma) \text{Lu}^{176m}$	97,4	35	3,71 ч	1,1 1,2	0,088 (6,5)
$\text{Lu}^{176} (n, \gamma) \text{Lu}^{177}$	2,6	4000	6,75 дня	0,497 0,176 0,384	0,208 (7) 0,113 (3)
$\text{W}^{186} (n, \gamma) \text{W}^{187}$	28,4	34	24 ч	1,325 0,63 0,34	0,687 (31) 0,480 (23) 0,072 (10)
$\text{Ir}^{191} (n, \gamma) \text{Ir}^{192}$	38,5	700	74,4 дня	0,673 0,537 0,257	0,468 (47) 0,316 (83) 0,308 (27) 0,296 (26)

Реакция	Распространенность изотопа - мишени, %	Сечение активации, барн	Период полураспада продукта	E_{β} , Мэв	E_{γ} , Мэв*
$\text{Au}^{197} (n, \gamma) \text{Au}^{198}$	100	96	2,7 дня	0,96	0,412 (96)
$\text{Bi}^{209} (n, \gamma) \text{Bi}^{210}$	100	0,02	5 дней	1,17	—

* В скобках указан выход γ -квантов в процентах на распад.

только микросечением, но также распространенностью изотопа и содержанием элемента в горной породе. Так, значительный активационный эффект наблюдают при активации Al^{27} , Cl^{37} и некоторых других изотопов.

Практическое значение той или иной ядерной реакции (n, γ) определяется в значительной степени свойствами активированного изотопа — его периодом полураспада, наличием или отсутствием удобных для регистрации излучений, отличием от других активированных изотопов, содержащихся в исследуемой руде. Некоторое представление о разнообразии в свойствах и характеристиках изотопов, активированных под действием тепловых нейтронов, дает табл. 9.1.

Активация быстрыми нейтронами чаще всего происходит в результате реакций (n, p), (n, α) и ($n, 2n$). Реакции имеют пороговый характер и наблюдаются при энергиях нейтронов $E_n > 1$ Мэв. Некоторые сведения о реакциях активации на быстрых нейтронах приведены в табл. 9.2.

Практическое использование реакций на быстрых нейтронах в большинстве случаев затруднено ограниченными энергиями, потоками быстрых нейтронов и малыми сечениями активации. Дополнительные трудности создает наличие в потоке тепловых нейтронов, так как благодаря более высоким сечениям реакций (n, γ) продукты активации тепловыми нейтронами обычно преобладают.

Использование для активации γ -квантов создает дополнительные возможности для активационного анализа, особенно легких элементов. Активация происходит обычно в результате реакций (γ, n) и (γ, p). Реакции, как правило, имеют высокий порог, так что для проведения анализа необходимы потоки γ -квантов с энергией 10—30 Мэв.

Сведения о некоторых реакциях активации под действием γ -квантов, приводящих к образованию короткоживущих изотопов, даны в табл. 9.3.

Активация быстрыми нейтронами

Реакция	Распространенность изотопа-мишени, %	Энергия нейтронов, Мэв	Сечение активации, мбарн	Период полураспада продукта	E_{β} , Мэв	E_{γ} , Мэв*
$F^{19} (n, \alpha) N^{16}$	100	~ 1 3—6	4,5 150	7,35 сек	10,33 4,27 2,28	6,14 (69)
$F^{19} (n, p) O^{19}$	100	~ 1 15,5	0,5 135	29,4 сек	4,5 2,9	1,36 (55) 0,198 (97)
$F^{19} (n, 2n) F^{18}$	100	14	61	1,9 ч	0,65	—
$Na^{23} (n, \alpha) F^{20}$	100	~ 1	0,4	10,7 сек	5,42	1,63 (100)
$Al^{27} (n, p) Mg^{27}$	100	~ 1 4—12 14,1	2,8 25 79	9,54 мин	1,75 1,59	1,015 (30) 0,84 (70)
$Al^{27} (n, \alpha) Na^{24}$	100	~ 1 14,1	0,6 135	14,9 ч	1,39	2,75 (100) 1,37 (100)
$Si^{28} (n, p) Al^{28}$	92,27	~ 1 4—12 14,5	0,4 4,7 220	2,3 мин	2,86	1,78 (100)
$P^{31} (n, p) Si^{31}$	100	~ 1 4—12 14,1	19 120 91	2,62 ч	1,48	1,26 (0,07)
$P^{31} (n, \alpha) Al^{28}$	100	~ 1 14,5	1,4 146	2,3 мин	2,86	1,78 (100)
$P^{31} (n, 2n) P^{30}$	100	~ 1 14,5	0,01 11	2,55 мин	3,3	—
$Fe^{56} (n, p) Mn^{56}$	91,68	~ 1	110	2,58 ч	0,7 1,05 2,86	2,12 (14) 1,81 (25) 0,84 (99)
$In^{115} (n, 2n) In^{114}$	95,77	14,5	200	72 сек	1,98	—

* В скобках указан выход γ -квантов в процентах на распад.

Активация γ -квантами

Реакция	Распростра- ненность изо- топа-мишеней, %	Порог, Мэв	Максималь- ное сечение, мбэр	Период полу- распада	Мэв E_{β}	Мэв E_{γ}
$C^{12} (\gamma, n) C^{11}$	98,89	18,6	10,4	20,5 мин	0,96	—
$O^{16} (\gamma, n) O^{15}$	99,76	15,6	14,0	2,03 мин	1,73	—
$Si^{28} (\gamma, n) Si^{27}$	92,27	17,4	21,0	4,2 сек	3,85	0,84
						1,01
$Si^{29} (\gamma, p) Al^{28}$	4,68	12,8	31,0	2,3 мин	2,86	1,78
$Si^{30} (\gamma, p) Al^{29}$	3,05	12,9	32,0	6,6 мин	2,5	2,43
					1,4	1,28
$N^{14} (\gamma, n) N^{13}$	99,63	10,5	2,8	10 мин	1,19	—
$Al^{27} (\gamma, n) Al^{26m}$	100	12,8	8,0	6,5 сек	3,21	—
$Mg^{24} (\gamma, n) Mg^{23}$	78,6	16,5	9,8	12 сек	3,0	0,44
$Mg^{26} (\gamma, p) Na^{25}$	11,29	14,3	25,0	60 сек	3,8	1,61
					2,8	0,98
						0,58
						0,40
$S^{32} (\gamma, n) S^{31}$	95,02	14,7	15,0	2,6 сек	4,42	1,27
$P^{31} (\gamma, n) P^{30}$	100	12,4	17,0	2,55 мин	3,3	—
$Ca^{40} (\gamma, n) Ca^{39}$	96,97	15,9	15,0	0,9 сек	5,5	2,5
$K^{39} (\gamma, n) K^{38}$	93,08	14,5	11,2	0,97 мин	4,8	—
				7,7 мин	2,7	2,1
$Fe^{54} (\gamma, n) Fe^{53}$	5,84	13,8	67,0	9,0 мин	2,6	0,37

Реакции активации под действием заряженных частиц для решения геологических задач в настоящее время не используются.

Обращает на себя внимание возможность интерференции — образования одного и того же изотопа в результате различных реакций. Классическим примером является образование радиоактивного изотопа Al^{28} по реакции (n, γ) из Al^{27} , по реакции (n, p) из Si^{29} и по реакции (n, α) из P^{31} (см. табл. 9.1 и 9.2).

Уравнение активации

Установим связь между содержанием анализируемого изотопа и наведенной активностью для следующих условий: поток активирующего излучения (например, нейтронов) Φ постоянен во времени и пространстве (во всем объеме активатора), сечение активации σ_a (см²) и число ядер-мишеней N_0 — также постоянные величины. Дифференциальное уравнение для числа N активированных ядер будет

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \sigma_a N_0 - \lambda N, \quad (9.1)$$

где λ — постоянная распада активированного изотопа. Интегрирование уравнения (9.1) дает

$$N = \frac{\Phi \sigma_a N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}), \quad (9.2)$$

где t_a — время активации.

Число распадов активированного изотопа равно λN . После облучения число радиоактивных изотопов уменьшается по закону $e^{-\lambda t}$. Учитывая это, получим следующее выражение для активности I_t изотопа в момент времени t после облучения:

$$I_t = \Phi \sigma_a N_0 (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t} \varepsilon, \quad (9.3)$$

где ε — множитель, учитывающий выход ионизирующего излучения и эффективность его регистрации детектором.

Из анализа выражения (9.3) следует, что максимальная наведенная активность будет наблюдаться в конце цикла облучения ($t=0$) при условии, что время облучения достаточно велико по сравнению с периодом полураспада активизируемого изотопа ($t_a \gg T, \lambda t_a \ll 1$):

$$I_\infty = \Phi \sigma_a N_0 \varepsilon, \quad (9.4)$$

где I_∞ — так называемая активность насыщения.

Формулу (9.4) можно использовать для расчета эффекта активации конкретного изотопа, входящего в состав горной породы. Для этого достаточно установить связь между числом ядер N_0 , массой образца P , содержанием C анализируемого элемента и распространенностью θ активизируемого изотопа:

$$I_\infty = \frac{6,02 \cdot 10^{23} P C \theta \sigma_a \Phi}{A}, \quad (9.5)$$

где A — атомный вес изотопа; P — масса образца, г; C — содержание элемента, вес. доли; σ_a — микросечение активации, см^2 ; Φ — поток, частица/($\text{см}^2 \cdot \text{сек}$).

Если в формулу (9.5) ввести макроскопическое сечение активации Σ_a (в $\text{см}^2/\text{г}$), то

$$I_\infty = P C \theta \Sigma_a \Phi. \quad (9.6)$$

Заметим, что $m = P C \theta$ равно массе активизируемого изотопа в граммах.

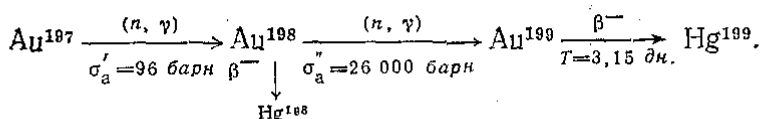
Таким образом, наведенная активность образца горной породы определяется массой изотопа, макроскопическим сечением активации и потоком активизирующего излучения. Изменение наведенной активности во времени происходит по закону

$$I_t = I_\infty (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t}. \quad (9.7)$$

Принятые при выводе уравнения активации допущения могут в отдельных случаях не соблюдаться. Рассмотрим возможные нарушения.

Число ядер-мишеней N_0 фактически уменьшается во времени — происходит «выгорание» изотопа. Эффект выгорания будет тем больше, чем больше поток Φ и сечение σ_a . Численные оценки показывают, что выгоранием можно пренебречь, если потоки нейтронов не превышают 10^{12} — 10^{14} нейтрон/(см²·сек), а сечения активации — 10—100 барн.

Второе возможное отклонение от принятой схемы — вторичная активация, т. е. уменьшение числа активированных ядер N не только в результате их распада, но и за счет активации с образованием нового изотопа. Примером может служить следующая цепочка реакций:



Учет вторичной активации дает следующую оценку [60]:

$$\frac{I'_\infty}{I_\infty} = \frac{\lambda}{\lambda + \sigma''_a \Phi}, \quad (9.8)$$

где I'_∞ — наведенная активность с учетом вторичной активации; I_∞ — то же без ее учета.

Для золота при $\Phi = 10^{14}$ нейтрон/(см²·сек) $I'_\infty/I_\infty = 0,54$. При $\Phi = 10^{13}$ нейтрон/(см²·сек) это отношение равно 0,91. В подавляющем большинстве случаев σ''_a мало и при потоках нейтронов до 10^{14} нейтрон/(см²·сек) эффектом вторичной активации можно пренебречь.

Реальное отклонение от принятой схемы вывода уравнения активации будет иметь место при облучении больших объемов горной породы (в условиях естественного залегания, например) точечным источником нейтронов. В этом случае поток нейтронов Φ будет сложной функцией пространственных координат и нейтронных свойств среды. Однако временная зависимость (9.7) и здесь сохраняется. Расчет активации на примере наведенной γ -активности для таких условий рассмотрен в гл. 6.

Выбор временных параметров

Общая схема активационного анализа состоит из следующих основных частей: активация, остывание (пауза), измерение наведенной активности.

Проведение активационного анализа связано с рациональным выбором времени облучения t_a и времени остывания t_0 (от конца активации до момента измерения наведенной активности). Время активации выбирают из расчета максимально возможного накопления анализируемого изотопа при достаточном низком уровне помех, а время остывания обычно выбирают

с учетом периодов полураспада короткоживущих изотопов, мешающих анализу.

Конкретный выбор t_a и t_0 зависит от условий проведения анализа, и в каждом случае — это особая методическая задача. При ее решении используют связь между накоплением изотопа, его распадом и периодом полураспада в соответствии с уравнением (9.7).

Если ограничиться накоплением 90% атомов от числа, соответствующего насыщению, то достаточно взять $t_a = 3 T$. Обычно время активации и охлаждения не превышает 3—4 периодов полураспада соответствующих изотопов.

Время измерения t_m наведенной активности также связано с периодом полураспада анализируемого изотопа. Измерения удобно выполнять в интервале $0,5 T < t_m < 3 T$.

Разделение изотопов по периоду полураспада

Горные породы и руды имеют сложный состав, поэтому при активации одновременно образуется несколько радиоактивных изотопов. Одна из основных задач активационного анализа — разделение суммарного активационного эффекта на моноизотопные составляющие. Для этого используют различия в периодах полураспада, типа и энергетическом спектре излучения.

Разделение по периоду полураспада достигается уже на стадиях активации и остывания за счет соответствующего выбора t_a и t_0 . Однако в большинстве случаев этого недостаточно. Измеряемый эффект, как правило, является наложением излучений двух и более изотопов. Разработаны способы разрешения наведенной активности на моноизотопные составляющие. Рассмотрим основные приемы, применяемые в ядерной геофизике.

Способ наименьших квадратов. Наведенная активность смеси изотопов после окончания активации изменяется по закону

$$I_t = \sum_{k=1}^z I_k e^{-\lambda_k t}, \quad (9.9)$$

где I_t — суммарная активность в момент времени t ; z — число изотопов в смеси; I_k — начальная активность k -го изотопа.

Если выполнить измерения I_t в моменты времени $t=1, 2, \dots, i, \dots, n$, то по измеренным значениям I_{t_i} можно вычислить начальные активности I_k :

$$I_k = \sum_{i=1}^n a_{ki} I_{t_i}, \quad (9.10)$$

где коэффициенты a_{ki} находят по способу наименьших квадратов.

Рассмотрим применение способа на конкретном примере — при расчленении наведенной активности Cl^{38} , Mn^{56} и Na^{24} [61].
Формула для вычисления начальных активностей:

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{Cl}} &= \sum_{i=1}^n a_{1i} I_{t_i}; \\ I_{\text{Mn}} &= \sum_{i=1}^n a_{2i} I_{t_i}; \\ I_{\text{Na}} &= \sum_{i=1}^n a_{3i} I_{t_i}, \end{aligned} \right\} \quad (9.11)$$

где коэффициенты a_{1i} , a_{2i} и a_{3i} определяют из соотношений

$$\left. \begin{aligned} a_{1i} &= \frac{1}{D} (\Delta_{11} e^{-\lambda_{\text{Cl}} t_i} - \Delta_{12} e^{-\lambda_{\text{Mn}} t_i} + \Delta_{13} e^{-\lambda_{\text{Na}} t_i}); \\ a_{2i} &= \frac{1}{D} (-\Delta_{21} e^{-\lambda_{\text{Cl}} t_i} + \Delta_{22} e^{-\lambda_{\text{Mn}} t_i} - \Delta_{23} e^{-\lambda_{\text{Na}} t_i}); \\ a_{3i} &= \frac{1}{D} (\Delta_{31} e^{-\lambda_{\text{Cl}} t_i} - \Delta_{32} e^{-\lambda_{\text{Mn}} t_i} + \Delta_{33} e^{-\lambda_{\text{Na}} t_i}). \end{aligned} \right\} \quad (9.12)$$

В формулах (9.12) D — определитель, равный

$$D = \begin{vmatrix} e^{-2\lambda_{\text{Cl}} t_i} e^{-(\lambda_{\text{Mn}} + \lambda_{\text{Cl}}) t_i} e^{-(\lambda_{\text{Na}} + \lambda_{\text{Cl}}) t_i} \\ e^{-(\lambda_{\text{Cl}} + \lambda_{\text{Mn}}) t_i} e^{-2\lambda_{\text{Mn}} t_i} e^{-(\lambda_{\text{Na}} + \lambda_{\text{Mn}}) t_i} \\ e^{-(\lambda_{\text{Cl}} + \lambda_{\text{Na}}) t_i} e^{-(\lambda_{\text{Mn}} + \lambda_{\text{Na}}) t_i} e^{-2\lambda_{\text{Na}} t_i} \end{vmatrix}, \quad (9.13)$$

а коэффициенты Δ_{hj} — миноры определителя D , полученные вычеркиванием столбца k и строки j .

Наиболее трудоемкая процедура в способе наименьших квадратов — вычисление коэффициентов a_{ki} . Расчет активностей по формулам (9.11) — простая операция. Значения коэффициентов a_{ki} рассчитывают заранее для принятой системы временных измерений.

Способ наименьших квадратов целесообразно применять в тех случаях, когда в измерениях отсутствуют систематические ошибки, а случайные ошибки значительны.

Графический способ. В простейших случаях, когда изотопы имеют резко различные периоды полураспада, можно графическим построением разделить компоненты суммарной активности.

Расчленение двухкомпонентной зависимости (9.9) показано на рис. 9.1. Начальная активность долгоживущего изотопа определяется непосредственно на пересечении графика 2 с осью I .

График 3 рассчитывают как разность между графиком суммарной активности *I* и графиком 2:

По графикам распада, построенным в полулогарифмическом масштабе, можно непосредственно определить постоянную радиоактивного распада и период полураспада:

$$T = \frac{0,693}{\lambda} = \frac{0,3\Delta t}{\Delta \lg I}. \quad (9.14)$$

Графический способ обычно применяют для разделения 2—3 изотопов, если периоды их полураспадов различаются не

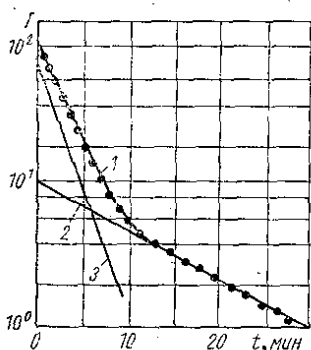


Рис. 9.1. Распад двухкомпонентной смеси изотопов: 1 — графики суммарной активности; 2 — распад изотопа с периодом полураспада $T=10$ мин; 3 — распад короткоживущего изотопа ($T=2,2$ мин).

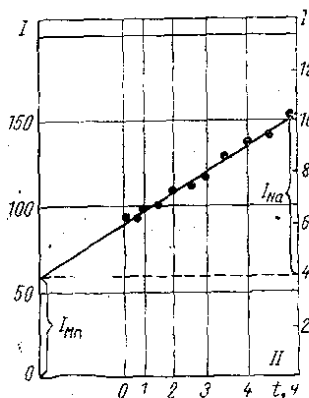


Рис. 9.2. Номограмма для разделения наведенной активности Mn^{56} и Na^{24} : I — шкала y; II — шкала x.

менее чем в полтора раза. При этом необходимо с достаточно высокой точностью проследить изменение активности в течение нескольких периодов полураспада всех входящих в смесь изотопов.

Использование номограмм. Разделение активностей изотопов по периоду полураспада упрощается, если пользоваться номограммами. Разработаны номограммы для расчленения двух- и трехкомпонентных кривых распада [60, 61]. Рассмотрим принцип построения номограмм на примере двухкомпонентной смеси изотопов.

Суммарная активность равна

$$I_t = I_1 e^{-\lambda_1 t} + I_2 e^{-\lambda_2 t}. \quad (9.15)$$

График функции (9.15) можно спрямить, выбрав соответствующую систему координат. Для этого умножим обе части равенства (9.15) на $e^{\lambda_2 t}$:

$$I_t e^{\lambda_2 t} = I_1 e^{-(\lambda_1 - \lambda_2) t} + I_2. \quad (9.16)$$

Выражение (9.16) представляет собой уравнение прямой линии в такой системе координат, где по оси абсцисс отложена вели-

чина $x = e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}$, а по оси ординат $-y = I_1 e^{\lambda_2 t}$. Построив такую прямую, определяют I_2 как отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат, а I_1 — как угловой коэффициент этой прямой.

В качестве примера на рис. 9.2 показана номограмма для расчленения двухкомпонентной кривой распада и определения начальных активностей.

Обычно основную номограмму снабжают дополнительной, с помощью которой графически вычисляют значения координаты y по измеренным I_1 и t .

Разделение изотопов по виду и энергии излучения

В активационном методе используют измерения β -излучения (или позитронного β^+ -излучения) и γ -излучения.

Анализ по β -излучению. Измерения β -активности отличаются простотой и высокой точностью при небольшой навеске анализируемой пробы. Ограничения β -анализа определяются его низкой избирательностью и малой глубинностью. Последнее обстоятельство обуславливает применение β -измерений только в лабораторной практике.

Измерения β -активности целесообразно проводить в тех случаях, когда помехи отсутствуют или если мешающие изотопы испускают только γ -излучение. В отдельных случаях β -измерения являются единственным возможным видом анализа радиоактивности, если активированный изотоп не испускает γ -излучения (см. табл. 9.1—9.4).

Обычно измерения по β -излучению используют для количественной оценки величины наведенной активности, выполняя разделение изотопов по периоду полураспада.

Переход от β -активности к содержанию активированного изотопа осуществляют, используя относительные измерения с помощью эталонов с известной концентрацией анализируемого элемента. При насыщенной по β -излучению толщине слоя пробы (что обычно выполняется) и идентичных условиях активации и измерения концентрация анализируемого элемента пропорциональна его β -активности.

Можно разделить изотопы по энергии β -излучения путем пороговой спектрометрии с помощью поглощающих фильтров. Рассмотрим этот способ на конкретном примере.

Изотопы Mn^{56} и Dy^{165} имеют близкие периоды полураспада (2,58 и 2,32 ч), но различную энергию β -излучения (2,86 и 1,25 Мэв). Поглотитель толщиной 500 мг/см² полностью поглощает β -излучения Dy^{165} , но пропускает 15% β -излучения Mn^{56} . Последовательное измерение активности образца с фильтром и без фильтра и соответствующие расчеты позволяют разделить активность анализируемых изотопов. С помощью рассмотренного способа определили в неактивирующейся основе весом 500 мг наличие 0,02 мкг диспрозия в присутствии 5 мкг мар-

ганца с точностью 20% для диспрозия и 10% для марганца [60].

Известны также сцинтилляционные бета-спектрометры на базе органических сцинтилляторов. Однако их использование затрудняется сложной формой аппаратурной линии и наличием помех [60], поэтому они не получили распространения.

Анализ по γ -излучению. Интегральные измерения γ -излучения аналогичны β -измерениям и могут применяться для количественной оценки наведенной активности. Обычно они сочетаются с разделением изотопов по периоду полураспада.

Существенное преимущество анализа по γ -излучению состоит в его повышенной глубинности, что делает этот способ единственно возможным при проведении исследований в скважинах (АК).

Хорошие результаты дает применение в активационном методе гамма-спектрометрии. Спектры γ -излучения активированных изотопов часто существенно различаются (см. табл. 9.1—9.3). Благодаря сравнительно высокой разрешающей способности современных спектрометров возможно разделение по γ -излучению большого числа изотопов. Хотя число аналитических линий, которое можно определить за одно измерение, зависит от сложности гамма-спектра, конкретного распределения энергий и интенсивностей линий гамма-спектра установлено, что оптимально метод позволяет определять 7—8 γ -линий [60].

В качестве примера на рис. 9.3 показаны спектры γ -излучения некоторых активированных изотопов, измеренные на объемных моделях рудных тел, имитирующих скважинные условия [49]. Спектры измерены гамма-спектрометром с кристаллом NaI(Tl) размером 40×50 мм. Разрешение спектрометра в рассматриваемой области спектра составило в среднем 15—17%.

Часто наблюдают изменение интенсивности выделенных линий во времени, т. е. снимают кривую распада, что позволяет более надежно идентифицировать изотоп и выделить его излучение.

Применение гамма-спектрометрии, как правило, связано с достаточно сложной обработкой результатов измерений. Обычно используют однокристалльные гамма-спектрометры, аппаратурная линия которых существенно искажена комптоновским рассеянием γ -квантов (см. гл. 1). В общем случае многокомпонентного анализа задача обработки формулируется как задача восстановления истинной формы спектра по измеренной. Ее постановка и метод решения рассмотрены в гл. 1. В настоящее время разработаны и применяются автоматизированные системы обработки гамма-спектров на базе быстродействующих вычислительных машин [60].

В практике ядерной геофизики чаще всего анализируют двух- и трехкомпонентные спектры. Для расчленения аналитических решений и определения их интенсивностей в этом слу-

чае можно использовать упрощенную систему уравнений вида

$$N_i = \sum_{k=1}^L a_{ik} N_k, \quad (9.17)$$

где N_i — скорость счета в i -м интервале сложного гамма-спектра (интервалы, как правило, соответствуют наиболее характерным γ -линиям анализируемых изотопов); a_{ik} — спектраль-

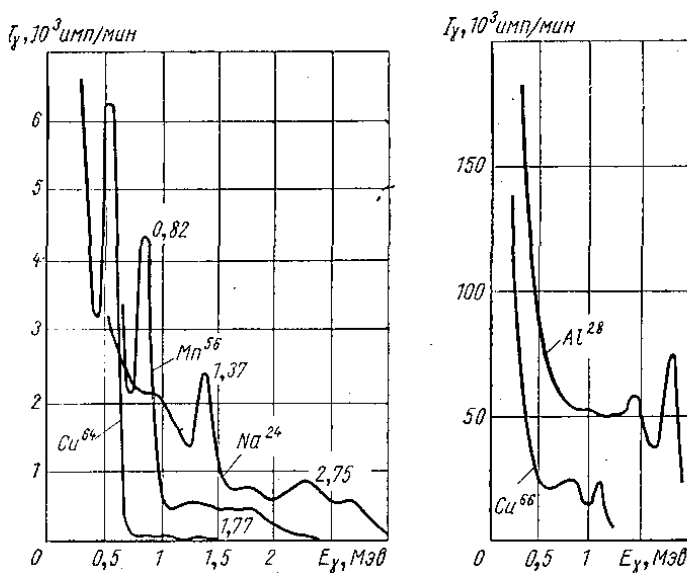


Рис. 9.3. Спектры наведенной γ -активности некоторых изотопов ($E_\gamma = 0,51 \text{ МэВ}$).

ные коэффициенты; N_k — искомое γ -излучение анализируемого изотопа.

Система уравнений (9.17) справедлива для определенного момента времени, соответствующего измерениям скоростей счета N_i . Иногда ее комбинируют с уравнениями типа (9.15).

Отметим, что входящие в систему (9.17) спектральные коэффициенты не зависят от времени. Значения коэффициентов определяют экспериментально по измеренным аппаратным спектрам руды, содержащей один из анализируемых изотопов. Коэффициенты зависят от формы аппаратной линии спектрометра, поэтому справедливы только для конкретного типа аппаратуры. На величину коэффициентов влияют все факторы, изменяющие форму гамма-спектра (см. гл. 1) и, в частности, вещественный состав среды, если его колебания отражаются на γ -квантовых свойствах пород и руд.

Переход от найденного из уравнений (9.17) γ -излучения N_k к содержанию изотопа, как правило, выполняют с помощью

эталонировочного графика. Зависимость

$$N_k = \varphi(C), \quad (9.18)$$

где C — содержание, обычно имеет характер «насыщения» при больших концентрациях. Часто в ограниченных интервалах концентраций ее аппроксимируют прямолинейным графиком, осуществляя переход (9.18) с помощью пересчетного коэффициента.

Форма эталонировочного графика (9.18) или величина пересчетного коэффициента зависит от ядернофизических свойств пород и руд, поэтому изучение зависимости (9.18) в конкретных условиях составляет одну из важных задач активационного метода.

Метод совпадений. Избирательность и чувствительность анализа можно увеличить, используя распад некоторых изотопов с испусканием частиц или γ -квантов в каскаде. Для каскадных схем распада характерно последовательное испускание частиц или γ -квантов в пределах очень небольших промежутков времени (10^{-10} — 10^{-12} сек), определяемых временем жизни возбужденного ядра.

При использовании метода совпадений излучение изотопа регистрируется с помощью двух детекторов (обычно — сцинтилляционных счетчиков). Импульсы от детекторов после усиления и анализа по амплитудам поступают в схему совпадений, которая отбирает только такие импульсы, которые разделены минимальным промежутком во времени. Тем самым излучение, испускаемое в каскаде, отделяется от фона, представленного случайно распределенными во времени импульсами.

Разрешающее время спектрометра совпадений определяется максимальным промежутком времени между двумя импульсами, при котором они регистрируются как совпавшие. Для детекторов с кристаллами NaI(Tl) оно составляет примерно $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

В качестве примера применения метода укажем на выделение Co^{60} по испускаемым в каскаде γ -квантам 1,17 и 1,33 Мэв на фоне γ -излучения Fe^{59} (1,10 и 1,29 Мэв). С помощью однокристалльного спектрометра эту задачу решить нельзя.

§ 9.2. АКТИВАЦИОННЫЙ КАРОТАЖ

Изучение наведенной активности пород и руд в скважинах отличается от лабораторных измерений проб целым рядом факторов, осложняющих анализ. Выделение активности отдельных изотопов выполняют только по γ -излучению с использованием различий в периодах полураспада. Наведенный эффект зависит от пространственного распределения нейтронов и γ -излучения, которое, в свою очередь, зависит как от ядернофизических свойств пород и руд, так и от скважинных условий. Связь меж-

ду наведенной активностью и концентрацией изотопа в условиях АК имеет сложный характер и также зависит от ядерно-физических свойств пород и руд.

Элементы теории

Оценка активационного эффекта. В случае однородной среды связь между γ -излучением активированных изотопов и свойствами среды с учетом пространственных и временных параметров дается формулой (6.75). Для насыщенной активации ($t_a \gg T$) при измерении наведенной активности в той же точке, в которой находился источник нейтронов, выражение (6.75) можно привести к виду

$$I_a = iQ_0 \frac{\frac{p}{A} \sigma_a}{\frac{p}{A} \sigma_c + \sum_i \frac{p_i}{A_i} \sigma_{ci}} \frac{\rho^2}{L^{*2} (1 + \bar{k}L^*)}, \quad (9.19)$$

где i — выход γ -квантов, испускаемых активированным изотопом; Q_0 — число нейтронов, испускаемых источником в 1 сек; p , A , σ_a , σ_c — весовая доля, атомный вес, сечение активации и сечение захвата изучаемого элемента (величины с индексом i относятся ко всем остальным элементам, входящим в состав руды); ρ — плотность; L^* — массовая длина замедления нейтронов; $\bar{k}$ — средний (в лучевом приближении) массовый коэффициент поглощения γ -излучения.

С помощью формулы (9.22) можно рассчитать максимальный активационный эффект, который можно ожидать от того или иного изотопа, а также оценить влияние таких факторов, как химический состав руд и их плотность.

Эталонировочная зависимость. В общем случае зависимость между наведенной γ -активностью и содержанием анализируемого элемента нелинейная. Это следует, в частности, из анализа формулы (9.22). На рис. 9.4 показан эталонировочный график для γ -излучения Mn^{56} , полученный в скважинных условиях путем сравнения результатов АК с химическими анализами зерна [74]. Насыщение при высоких концентрациях — характерная особенность эталонировочной зависимости АК.

Форма активационной кривой. При точечном активационном облучении последовательно облучают породу с помощью источника нейтронов, а затем помещают в ту же точку детектор

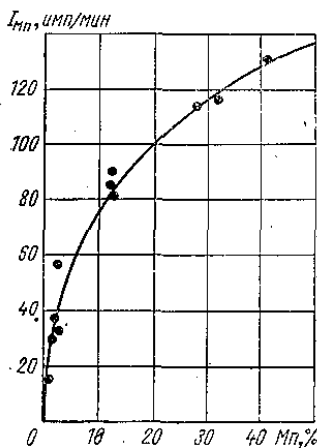


Рис. 9.4. Эталонировочный график АК для руд марганца.

γ-излучения и измеряют наведенную активность. Как следует из анализа формулы (6.75), наведенная γ-активность будет максимальной в точке активации ($r=0$), а при удалении от нее по оси скважины активность постепенно затухает по экспоненциальному или близкому к нему закону.

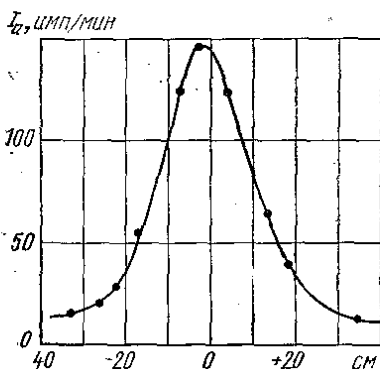


Рис. 9.5. Распределение наведенной γ-активности натрия и марганца вокруг точки активации в условиях обсаженной нефтяной скважины.

Характер и параметры активационной кривой (графика измерения γ-активности вдоль оси скважины) зависят главным образом от ядернофизических свойств руд, в меньшей степени от свойств радиоактивных изотопов, скважинных условий и размеров детектора. Чем меньше длина замедления нейтронов и чем меньше свободный пробег γ-квантов, тем меньше ширина активационной аномалии.

Пример активационной кривой, полученной в реальных скважинных условиях, показан на рис. 9.5 [75]. Анализ графика показывает, что погрешность в

оценке активационного эффекта достигает 5% при удалении детектора от точки активации на 7—8 см, а при смещении детектора на 12 см активационный эффект уменьшается на 50%.

Непрерывный АК. При активации короткоживущих изотопов можно осуществить каротаж в движении, перемещая источник и детектор с определенной скоростью по скважине. Существуют оптимальные соотношения между периодом полураспада анализируемого изотопа, скоростью перемещения скважинного снаряда и расстоянием между источником нейтронов и детектором (длиной зонда), при которых регистрируемый активационный эффект максимален. Рассмотрим оптимальные условия непрерывного АК (по Ю. П. Булашевичу и С. А. Шулягеву).

Изменение линейной плотности N активированных атомов вдоль оси скважины можно представить дифференциальным уравнением

$$\frac{dN}{dt} + \lambda N = f_0 e^{-\frac{|z-vt|}{L}}, \quad (9.20)$$

где t — время, прошедшее с момента активации рассматриваемой точки до момента перемещения в нее детектора; λ — постоянная распада изотопа; f_0 — скорость активации изотопа в точке размещения источника; z — координата неподвижной точки наблюдения; v — скорость каротажа; L — длина замед-

ления нейтрона. Величина f_0 определяется произведением постоянной распада на число активированных атомов N_0 в условиях насыщения $f_0 = \lambda N_0$. Произведение скорости каротажа на время t равно длине зонда (если принято $z=0$) $R=vt$.

Так как плотность активированных атомов пропорциональна наведенной активности, то решение уравнения (9.23) позволяет установить следующее соотношение:

$$\frac{I_a}{I_a^0} = \frac{2L\lambda}{v} e^{-\frac{\lambda R}{v}}, \quad (9.21)$$

где I_a^0 — насыщенная активность при неподвижном источнике.

Максимум функции (9.24) достигается при

$$v = \lambda R = \frac{0,693}{T} R. \quad (9.22)$$

Это и есть условие оптимальности АК.

В качестве примера на рис. 9.6 показана рассчитанная зависимость (9.24) для Al^{28} ($T=2,3$ мин). При длине зонда $R=1,5$ м оптимальная скорость [по соотношению (9.25)] равна 25 м/ч. Характер графика, однако, позволяет выбирать скорость, превышающую оптимальную при незначительной потере скорости счета наведенной активности. Так, для рассматриваемого примера I_a уменьшится на 10% при увеличении скорости до 40 м/ч, что почти в 2 раза больше оптимальной.

В непрерывном АК длину зонда нельзя уменьшать беспрерывно из-за влияния γ -излучения радиационного захвата нейтронов на небольших расстояниях от источника. Минимальное расстояние определяется длиной замедления (точнее, длиной миграции) нейтронов и ориентировочно равно

$$R_{мин} = (4 \div 6) M^*, \quad (9.23)$$

где M^* — массовая длина миграции тепловых нейтронов.

Влияние ядернофизических свойств пород и руд и скважинных условий

В условиях каротажа реализуют активацию как тепловыми нейтронами, так и быстрыми. Влияние скважины в первом и втором случаях существенно различное, главным образом из-за разного пространственного распределения тепловых и быстрых нейтронов. Распространение γ -излучения активированных изотопов играет подчиненную роль. В обоих случаях проявляется влияние ядернофизических свойств руд, причем в наибольшей степени влияют нейтронные свойства пород и руд.

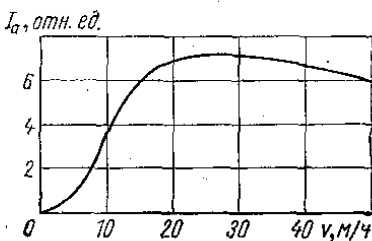


Рис. 9.6. Наведенная активность Al^{28} как функция скорости каротажа при длине зонда 1,5 м.

Все упомянутые вопросы изучены недостаточно. Рассмотрим отдельные результаты и оценки.

Химический состав руд. Эталонировочную зависимость АК обычно аппроксимируют прямолинейным графиком, а коэффициент пропорциональности K называют пересчетным коэффициентом:

$$I_a = KC_x, \quad (9.24)$$

где C_x — содержание анализируемого элемента. Численную величину пересчетного коэффициента приводят к 1% концентрации анализируемого элемента и определенной мощности источника нейтронов (обычно 10^6 нейтрон/сек).

Результаты изучения пересчетного коэффициента для сульфидных руд меди, являющихся характерным объектом АК, приведены в работе [76]. Они сводятся к следующему.

Пересчетный коэффициент существенно меняется для руд различного химического состава, что связано главным образом с вариациями сечения поглощения тепловых нейтронов за счет разного содержания в рудах железа. На рис. 9.7 показана рассчитанная зависимость пересчетного коэффициента от содержания в руде пирита.

Экспериментальные данные, полученные на различных месторождениях меди (табл. 9.4), показывают,

что только для руд одного типа в пределах определенного месторождения пересчетный коэффициент имеет близкие значения. В общем случае пересчетный коэффициент для руд различных месторождений разный. Лишь для массивных руд, имеющих стабильный химический состав, пересчетный коэффициент мало меняется от месторождения к месторождению.

Расчеты выполнены с целью оценки пересчетного коэффициента применительно к активации кремния и марганца в песчаных породах быстрыми нейтронами [76]. Удельная активность изотопа Al^{28} , образующегося из Si^{28} (следовательно, и пересчетный коэффициент), уменьшается на 12—15% при увеличении содержания в породе Fe_2O_3 от нуля до 35%. Аналогично меняется активационная постоянная Mn^{56} : в тех же условиях она уменьшается на 12%, причем в интервале содержаний Fe_2O_3 от 15 до 40% пересчетный коэффициент практически постоянен. Таким образом, поглощающие свойства пород слабо влияют на активацию быстрыми нейтронами.

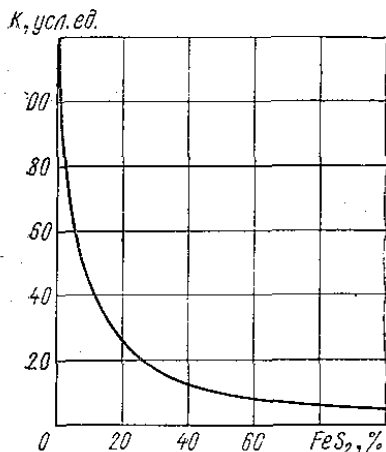


Рис. 9.7. Зависимость пересчетного коэффициента при АК на медь по изотопу Cu^{66} от содержания FeS_2 в диорите.

Пересчетные коэффициенты [АК для различных руд меди [75]

Месторождение	Тип руд	Среднее содержание основных минералов, %			K, $\mu\text{мн}/\text{мг}$ на $1\% \text{ Cu}$ и 10^3 нейтрон/сек
		CuFeS_2	FeS_2	ZnS	
Майское	Медно-цинковый колчедан	25	6	54	14
Молодежное	Массивный колчедан	21	70	—	3,3
	Медистый колчедан	28	40	—	5,5
	Вкрапленный медистый колчедан	28	20	5	12
	Вкрапленный медно-цинковый колчедан	4	45	20	20
	Вкрапленный медистый колчедан	9	25	—	20
	То же	7	35	—	18,5
	Сплошной колчедан	14	85	—	2,0
Александровское	Массивный колчедан	40	60	—	2,0
Гумешевское	Скарновая	4,5	—	—	33
	Массивный колчедан	70	30	—	2,0

Влажность пород и руд. При увеличении влажности пород уменьшается длина замедления нейтронов. Согласно формуле (9.22), это приведет к увеличению активационного эффекта. Влияние влажности будет особенно существенным при ее малых значениях, так как именно в этом диапазоне влажности особенно резко меняется длина замедления (см. рис. 6.6). Приведем численный пример.

Пусть влажность пород увеличилась с 1 до 5% при неизменной плотности. Если принять $k=0,05 \text{ г}^{-1} \cdot \text{см}^2$, то указанному изменению влажности будет соответствовать увеличение наведенной γ -активности в 4,5 раза.

Плотность пород и руд. Чем выше плотность пород и руд, тем больше активационный эффект. Согласно формуле (9.22), увеличение плотности на 20% вызовет при прочих неизменных условиях возрастание наведенной γ -активности на 44%.

Следует отметить, что обычно увеличение влажности сопровождается уменьшением плотности горных пород, так что оба фактора будут частично компенсировать друг друга в отношении наведенной активности. При этом, как нетрудно заметить, определяющим будет изменение влажности.

Влияние скважины. Из физических соображений следует, что увеличение диаметра скважины (если источник при активации не защищен со стороны бурового раствора) и наличие промежуточной зоны (глинистая корка, каверна, обсадная колонна) вызовут уменьшение активационного эффекта. Это произойдет по двум причинам.

Во-первых, γ -излучение наведенной активности поглощается в промежуточной зоне и не достигает детектора. Во-вторых, рост диаметра скважины и наличие промежуточной зоны стягивают облако нейтронов к источнику и уменьшают долю нейтронов, попадающих в горную породу, что уменьшает число активированных атомов.

Как будет показано ниже, глубинность АК на быстрых нейтронах меньше, чем на тепловых, поэтому скважинные условия сильнее влияют при активации быстрыми нейтронами. По экспериментальной оценке [77], γ -излучение наведенной активности при активации быстрыми нейтронами песчаной породы уменьшилось в 2 раза при увеличении диаметра скважины с 90 до 137 мм.

Глубинность исследований

Условия измерений в АК соответствуют нулевому зонду НГК, поэтому имеется тесная связь между глубинностью этих двух методов.

Как показал С. А. Кантор, увеличение длины зонда от 0 до 100 см приводит к росту глубинности не более чем на 20—30%. Эта оценка и определяет разницу в глубинности АК и НГК.

По экспериментальным данным [51], глубинность АК по сравнению с глубиной НГК ($R=20$ см) меньше на 10—20% (активация тепловыми нейтронами). Для ориентировочной оценки глубинности АК можно использовать формулу (8.4).

Глубинность АК при активации быстрыми нейтронами существенно меньше, чем глубинность АК на тепловых нейтронах. По экспериментальным данным и расчетам, глубинность АК на быстрых и тепловых нейтронах различается примерно в 2 раза. Так, по экспериментальным данным [51], глубинность АК на флюорит (активация быстрыми нейтронами) оказалась равной 4 см ($\rho=2,8$ г/см³, 20% СаF₂) в заполненной водой скважине диаметром 110 мм. При активации кремния быстрыми нейтронами глубинность АК оказалась равной 6 см ($\rho=2,1$ г/см³, $m=0,33$); в тех же условиях глубинность АК на тепловых нейтронах равна 12,3 см [51].

Применение активационного каротажа

В настоящее время АК применяют на рудных месторождениях для анализа на фтор, медь, марганец и для изучения бокситов (анализ на алюминий). Важное применение находит АК

на нефтяных месторождениях для определения водо-нефтяного контакта (ВНК) по активации хлора, марганца и натрия.

В аппаратуре АК используют ампульные источники нейтронов небольшой активности (до $5 \cdot 10^7$ нейтрон/сек) и сцинтилляционную, обычно спектрометрическую аппаратуру многоцелевого назначения. Из выпускаемых в СССР приборов для целей АК можно применять аппаратуру радиоактивного каротажа типа СГС-1 и другие каротажные спектрометры с 2—3 каналами (СГС-Л, ГКС-1М). Некоторые методики АК рассчитаны на использование интегральной аппаратуры.

Рассмотрим особенности и возможности АК при решении конкретных задач.

АК на фтор. При активации как тепловыми, так и быстрыми нейтронами фтор образует короткоживущие изотопы (см. табл. 9.1 и 9.2), испускающие γ -излучение. Благодаря этому оказалось возможным применение АК в варианте непрерывного каротажа. АК на фтор — пример наиболее успешного и эффективного использования активационного анализа в скважинах. АК на фтор во флюоритсодержащих рудах впервые применил В. Я. Бардовский [78]. Методика АК заключалась в следующем.

АК выполняли зондом длиной 1 м с помощью интегральной аппаратуры на газоразрядных счетчиках. Активность Po—Be -источника 4—5 *кюри*; скорость каротажа 250—300 м/ч.

В таких условиях детектор регистрировал γ -излучение изотопов F^{20} , O^{19} и N^{16} , образующихся при облучении тепловыми и быстрыми нейтронами изотопа F^{19} (см. табл. 9.1 и 9.2). Кроме того, счетчик регистрировал некоторую долю γ -излучения радиационного захвата и естественное γ -излучение пород и руд.

Для выделения γ -излучения наведенной активности записывали две каротажные диаграммы: при спуске — естественное γ -излучение и γ -излучение радиационного захвата нейтронов (источник помещали выше детектора); при подъеме — суммарное γ -излучение, включающее наведенную γ -активность. Активационный эффект равен разности двух диаграмм.

Методика В. Я. Бардовского отличается очень простым аппаратным решением, но она характеризуется низкой чувствительностью к фтору (порог 10—15% CaF_2) из-за большой величины фонового излучения и низкой эффективности газоразрядных счетчиков.

Предложена и успешно применяется более совершенная методика АК на фтор по изотопу N^{16} , образующемуся при активации быстрыми нейтронами [79]. Выделение γ -излучения изотопа N^{16} осуществляется пороговой спектрометрией ($E_{\text{пор}} = 2,5 \div 3 \text{ Мэв}$), поскольку основная γ -линия N^{16} ($E_\gamma = 6,14 \text{ Мэв}$) лежит в жесткой области спектра и существенно отличается по энергии от γ -излучения других изотопов. Выделение актива-

ционного эффекта по изотопу N^{16} облегчается также благодаря малому периоду полураспада (7,35 сек).

Каротаж на фтор по изотопу N^{16} выполняют аппаратурой на сцинтилляционных счетчиках. Чтобы повысить эффективность регистрации жесткого γ -излучения, используют кристаллы $NaI(Tl)$ большого размера. Авторы работы [79] применяли два сцинтилляционных счетчика с кристаллами 60×50 мм.

Длина зонда 1,3—1,5 м, скорость каротажа 400—500 м/ч. Активность Po — Be -источника нейтронов до 5 кюри. При таких условиях регистрируется 60—80 имп/мин на 1% CaF_2 .

При АК на фтор по N^{16} также регистрируют две каротажные диаграммы — при спуске и при подъеме снаряда. Естественное γ -излучение в области энергий $E > 2,5$ Мэв отсутствует, поэтому фон значительно ниже, чем при АК по суммарному эффекту. В сухих скважинах фон, обусловленный захватным γ -излучением, необходимо учитывать. В заполненных водой скважинах фоновое излучение много меньше активационного эффекта.

При интерпретации АК на фтор по изотопу N^{16} вводят поправки на диаметр скважины и ее заполнение и пользуются пересчетным коэффициентом, установленным в условиях конкретного месторождения путем сравнения результатов АК с опробованием керна [79].

Порог чувствительности варианта АК по быстрым нейтронам достигает 0,2% фтора. Метод успешно применяли на месторождениях плавленого шпата и на месторождениях фосфоритов (для анализа на P_2O_5 по корреляционно связанному с ним фтору).

АК на медь. Существует две методики АК на медь — по короткоживущему изотопу Cu^{66} ($T=5,1$ мин) и долгоживущему изотопу Cu^{64} ($T=12,8$ ч). Оба изотопа образуются при активации меди тепловыми нейтронами и испускают γ -излучение с энергией $E=0,5 \div 1$ Мэв (см. табл. 9.1). В обоих случаях выполняют точечный АК.

При АК на медь по долгоживущему изотопу Cu^{64} выделение полезного эффекта выполняют по периоду полураспада. Основной помехой является γ -излучение Mn^{56} ($T=2,58$ ч), которое исключается соответствующим выбором времени охлаждения.

Схема АК по долгоживущему изотопу: $t_a=0,5$ —1 ч, $t_0=8 \div 13$ ч, $t_u=20$ мин. В первых работах по активационному каротажу на медь использовали аппаратуру на газоразрядных счетчиках [80]. Более эффективно применение спектрометрической аппаратуры с добавочным выделением γ -излучения Cu^{64} ($E_\gamma=0,511$ Мэв) путем одновременной регистрации наведенной активности в двух энергетических интервалах γ -спектра: $E_1=0,2 \div 0,6$ Мэв и $E_2 > 0,6$ Мэв [81].

АК по короткоживущему изотопу Cu^{66} возможен только на базе спектрометрической аппаратуры с выделением полезного

эффекта как по энергии γ -излучения Cu^{66} ($E_\gamma = 1,037 \text{ Мэв}$), так и по периоду полураспада. Основные помехи — γ -излучение изотопов Al^{28} ($E_\gamma = 1,78 \text{ Мэв}$) и Mn^{56} ($E_\gamma = 0,84; 1,81; 2,12 \text{ Мэв}$).

Временные режимы анализа: $t_a = 10 \div 15 \text{ мин}$, $t_0 = 1 \div 2 \text{ мин}$, $t_u = 1 \div 15 \text{ мин}$. Разделение по энергии γ -излучения выполняют путем регистрации наведенного эффекта в двух энергетических интервалах: $E_1 = 0,9 \div 1,1 \text{ Мэв}$ и $E_2 = 1,2 \div 1,4 \text{ Мэв}$ (или $E_2 > 1,2 \text{ Мэв}$) [76, 81].

Авторы работы [81] для выделения γ -излучения Cu^{66} применили систему разностных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} I_{t_1}^{E_1} - I_{t_2}^{E_1} &= aI_{\text{Cu}}^{E_1} + bI_{\text{Al}}^{E_1}; \\ I_{t_1}^{E_2} - I_{t_2}^{E_2} &= cI_{\text{Al}}^{E_2}, \end{aligned} \right\} \quad (9.25)$$

где t_1 и t_2 — два момента времени, в которые выполняли измерение наведенной активности.

Разность наведенной γ -активности при малом $\Delta t = t_2 - t_1$ не зависит от γ -излучения долгоживущих изотопов и, в частности, γ -излучения Mn^{56} , так как $I_{t_1}^{\text{Mn}^{56}} \approx I_{t_2}^{\text{Mn}^{56}}$.

Использование системы (9.27) освобождает от необходимости графического разделения γ -излучения Al^{28} и Mn^{56} во втором энергетическом интервале.

АК на медь выполняют с шагом от 25 до 100 см. При использовании детекторов с кристаллами NaI(Tl) размером $40 \times 50 \text{ мм}$ и источников нейтронов мощностью до $2 \cdot 10^7 \text{ нейтрон/сек}$ пересчетный коэффициент по Cu^{64} в 3—10 раз больше, чем по Cu^{66} . Порог чувствительности равен 0,2—0,3% меди при анализе по Cu^{64} и 0,5—0,8% меди при анализе по короткоживущему изотопу Cu^{66} . Точность АК равна 10—20 отн. %.

Учитывая существенно более высокую производительность АК по Cu^{66} , его следует принять во всех случаях, когда содержание меди в рудах превышает 1%. Бедные руды с бортовым содержанием приходится изучать, используя менее производительный, но более чувствительный АК по Cu^{64} .

АК на марганец. Выделение активированного изотопа Mn^{56} возможно как по периоду полураспада ($T = 2,58 \text{ ч}$), так и по энергии его основной γ -линии ($E_\gamma = 0,84 \text{ Мэв}$). Помехой обычно является изотоп Al^{28} , влияние которого исключают паузой $t_0 = 15 \div 20 \text{ мин}$.

Методика точечного АК на марганец с использованием интегральной аппаратуры [74]: $t_a = 3 \text{ мин}$ (источник мощностью 10^7 нейтрон/сек), $t_0 = 18 \text{ мин}$, $t_u = 3 \text{ мин}$. Кроме наведенной γ -активности в тех же точках измеряют фон ($t_\phi = 1 \text{ мин}$), который учитывают при интерпретации.

Применение спектрометрии позволит сократить время АК и увеличить его производительность.

Порог чувствительности АК на марганец составляет первые проценты, точность анализа — порядка 10 отн. %.

Трудности при количественном определении марганца по данным АК связаны с концентрационным вырождением (насыщением) эталонировочного графика при содержании марганца больше 20—30%. Концентрационное вырождение частично снимается, если в рудах содержатся нейтронопоглощающие элементы. Так, аксессуарный бор в марганцевых рудах уральских месторождений улучшает характер эталонировочного графика (см. рис. 9.4) [74].

АК на алюминий. Благодаря небольшому периоду полураспада изотопа Al^{28} , образующегося при активации алюминия тепловыми нейтронами, возможен непрерывный АК на бокситы [82]. При длине зонда $R=2$ м скорость каротажа $v=40 \div 60$ м/ч.

Если при непрерывном АК на алюминий регистрируется интегральная интенсивность γ -излучения, то необходимо учитывать естественное γ -излучение. Применение одноканального спектрометра, регистрирующего γ -излучение в диапазоне $E_\gamma = 0,8 \div 1,4$ Мэв, снижает вклад естественного γ -излучения до пренебрежимой величины (около 5%).

О чувствительности непрерывного АК на бокситы можно судить по пересчетному коэффициенту, который при спектрометрии γ -излучения равен 1,7—3,2 *имп/мин* на 1% Al_2O_3 и $Q = 10^6$ нейтрон/сек [82]. Порог чувствительности составляет 0,2—0,5% Al_2O_3 . Для получения достаточной статистической точности необходимо использовать источники мощностью до $2 \cdot 10^7$ нейтрон/сек.

Помехой при активационном анализе на алюминий является активация кремния быстрыми нейтронами с образованием изотопа Al^{28} . Доля активационного эффекта за счет кремния в сухих скважинах достигает 20%, а в заполненных водой не превышает 10% (при равных весовых долях Al_2O_3 и SiO_2).

Влияние кремния можно устранить, если использовать для активации $Рo$ —В-источник, энергия нейтронов которого недостаточна для возбуждения реакции на изотопе Si^{28} ($E_{пор} = 4,2$ Мэв).

Принципиально возможно раздельное определение глинозема и кermнезема путем последовательного облучения породы $Рo$ —Ве- и $Рo$ —В-источниками нейтронов (аналогично лабораторной методике определения алюминия и кремния). Однако малая доля активационного эффекта, вызванного быстрыми нейтронами, в скважинных условиях и влияние ближней зоны существенно затрудняют количественные определения кermнезема и кремниевого модуля бокситов. Порог чувствительности АК на кремний равен примерно 20% SiO_2 .

Определение ВНК. Предпосылкой применения АК для разделения водоносной и нефтеносной частей пластов является содержание в минерализованной воде ионов хлора и натрия, которые активируются под действием тепловых нейтронов с

образованием изотопов Cl^{38} ($T=37,3$ мин) и Na^{24} ($T=14,9$ ч). Кроме того, при наличии обсадной колонны за счет активации примесей марганца тепловыми нейтронами и изотопа Fe^{56} быстрыми нейтронами (см. табл. 9.1 и 9.2) образуется Mn^{56} ($T=2,58$ ч), активность которого зависит от содержания в пластовой жидкости поглощающих нейтроны элементов. За счет перераспределения нейтронного поля активация обсадной колонны против пласта с минерализованной поровой водой меньше, чем против нефтенасыщенного пласта.

Разработаны две основные методики АК на ВНК: каротаж по хлору и по натрию.

При определении ВНК по активации хлора выполняют точечный АК со следующим временным режимом: $t_a=40$ мин, $t_0=20$ мин, $t_u=40$ мин. Наблюдаемый активационный эффект является двухкомпонентным (Cl^{38} и Mn^{56}). Разделение составляющих выполняют с помощью номограмм по активационной кривой, зарегистрированной интегральной аппаратурой. Номограмма такого типа изображена на рис. 9.2.

Чтобы учесть нестабильность аппаратуры и переменную мощность источника нейтронов, результаты АК выражают в виде относительного параметра [83]:

$$\beta_{\text{Cl}} = \frac{I_{\text{Cl}}}{I_{\text{Cl}} + I_{\text{Mn}}} \approx \frac{I_{\text{Cl}}}{I_{\text{Mn}}} \quad (I_{\text{Cl}} \ll I_{\text{Mn}}). \quad (9.26)$$

Значения параметра β , полученные против нефтеносной и водоносной частей пласта в условиях терригенного разреза, приведены в табл. 9.5 [83]. В карбонатном разрезе против неф-

Таблица 9.5
Параметры активационного каротажа на ВНК

Параметр	Нефтеносный песчаник	Переходная зона	Водоносный песчаник
β_{Cl}	0—0,03	0,04—0,11	0,06—0,12
β_{Na}	0—0,24	0,24—0,40	0,35—0,45

теносного пласта $\beta_{\text{Cl}}=0,1 \div 0,2$, против водоносного — 0,4—0,8 [84].

АК по натрию выполняют при $t_a=4$ ч, $t_0=20$ мин, $t_u=4$ ч с последующим разделением γ -активности Na^{24} и Mn^{56} с помощью номограммы. Положение ВНК определяют по изменению параметра

$$\beta_{\text{Na}} = \frac{I_{\text{Na}}}{I_{\text{Na}} + I_{\text{Mn}}},$$

значения которого в терригенном разрезе указаны в табл. 9.5.

Для определения водонефтяного контакта АК выполняют на интегральной аппаратуре со сцинтилляционными или газоразрядными счетчиками, используя источники нейтронов мощностью порядка 10^7 нейтрон/сек. Метод отличается хорошей чувствительностью, но трудоемок. Применение спектрометрии для разделения изотопов по энергии γ -излучения может увеличить производительность метода.

Перспективы развития АК

Возможности использования активационного анализа в скважинах далеко не исчерпаны. Основными причинами, сдерживающими развитие АК как по числу анализируемых элементов, так и по точности анализа, являются недостаточная мощность источников активирующего излучения и влияние ядерно-физических параметров пород и скважины.

В связи с совершенствованием ампульных источников нейтронов и разработкой скважинных генераторов нейтронов становится возможным увеличение потоков активирующего излучения. Так, в СССР разработан ампульный Pu^{238} — Be -источник нейтронов ($T=89$ лет) активностью $2,3 \cdot 10^8$ нейтрон/сек [85]. Известные в настоящее время скважинные генераторы нейтронов создают потоки до 10^8 — 10^9 нейтрон/сек. Не исключено применение для каротажа скважин и более интенсивных потоков нейтронов.

В качестве примера активационного каротажа с использованием генератора нейтронов укажем на АК по кислороду [34, 64]. Под действием нейтронов с энергией 14 Мэв на изотопе O^{16} идет (n, p)-реакция (порог 10,6 Мэв) с образованием изотопа N^{16} ($T=7,35$ сек). γ -Излучение изотопа N^{16} легко выделить благодаря интенсивной линии $E_\gamma=6,14$ Мэв. Обычно регистрируют γ -излучение в жесткой части спектра с порогом $E_{\text{пор}}=2$ Мэв.

АК на кислород можно применить для выделения нефти (в нефтеносном пласте содержание кислорода составляет примерно 75% его содержания в водоносном пласте или в непористой породе). Однако эффект на ВНК невелик — порядка 10%. Можно использовать АК на кислород для изучения серы и углей (по минимуму содержания кислорода).

Перспективно применение для АК портативных скважинных генераторов γ -квантов [64]. Ядерные реакции под действием γ -квантов приводят во многих случаях к образованию короткоживущих изотопов (см. табл. 9.3). Это создает условия для разработки методик непрерывного АК на базе генераторов γ -квантов.

Второй путь повышения эффективности АК и увеличения его чувствительности и точности — разработка способов учета ядернофизических свойств пород и скважинных условий. Здесь

необходимо использовать комплексование различных ядерных методов с АК и прежде всего — сочетание ННК (или ГНК) с активационным каротажем для учета нейтронных параметров среды.

ГЛАВА 10. γ -НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД

γ -Нейтронный (или фотонейтронный) метод (ГНМ) анализа вещественного состава горных пород принадлежит к числу первых методов ядерной геофизики. Он был предложен Г. В. Горшковым в 1937 г. [86, 87]. Широкое развитие и применение метод получил позже, в 1958—1960 гг., в связи с разработкой его каротажного, полевого и лабораторного вариантов для изучения руд бериллия [88—90].

Метод основан на фотонейтронной реакции (γ, n) и заключается в изучении поля фотонейтронов, возникающего при облучении горной породы потоком γ -квантов. По некоторым причинам ГНМ применяют, как правило, только для изучения руд бериллия. Несмотря на это ограничение, метод имеет важное значение в связи с возрастающей ролью бериллия как сырья для новейших отраслей техники и благодаря своим возможностям количественного определения бериллия в различных условиях.

ГНМ — один из основных методов анализа, опробования и поисков бериллиевых руд. Он применяется для определения бериллия в порошковых пробах, для опробования горных выработок и изучения ореолов бериллия на поверхности и для каротажа скважин.

В настоящей главе все вопросы практического использования ГНМ рассматриваются применительно к рудам бериллия*.

§ 10.1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Физические предпосылки

Механизм фотоядерной реакции состоит в поглощении γ -кванта, переходе ядра на возбужденный уровень и последующего возвращения в основное состояние с испусканием нейтрона (или протона). Реакция (γ, n) имеет порог, равный энергии связи нейтрона в ядре. Для большинства ядер пороговая энергия равна 6—12 Мэв и лишь для бериллия и дейтерия она равна соответственно 1,67 и 2,23 Мэв (табл. 10.1).

Сечение реакции (γ, n) имеет ярко выраженный резонансный характер с максимумом в области $E_{\text{макс}}$ от 22 Мэв для

* При написании главы широко использованы экспериментальные и методические материалы, любезно предоставленные автору В. Б. Сальцевичем, Д. Суворовым и Е. И. Крапивским.

Данные о фотонейтронных реакциях

Ядро	$E_{\text{пор}},$ Мэв	$E_{\text{макс}},$ Мэв	$\sigma_{\text{макс}},$ 10^{-27} см^2	Ядро	$E_{\text{пор}},$ Мэв	$E_{\text{макс}},$ Мэв	$\sigma_{\text{макс}},$ 10^{-27} см^2
D	2,23	4,5	2,4	Ar ⁴⁰	9,8	20	31
He ⁴	20,6	24	1,3	Fe ⁵⁶	11,2	—	—
Be ⁹	1,67	22	3	Cu ⁶³	10,6	17,5	97
C ¹²	18,7	22	8,6	As ⁷⁵	10,1	17,3	90
N ¹⁴	10,5	22	15	Zr ⁹⁰	12,4	18	270
O ¹⁶	15,6	22	7,7	Ag ¹⁰⁹	9,1	16,5	320
F ¹⁹	10,4	22	11,5	Ta ¹⁸¹	7,6	15	400
Na ²³	12,0	18	13	Au ¹⁹⁷	7,9	14	460
Al ²⁷	12,8	20	23	Bi ²⁰⁹	7,4	13	630
P ³¹	12,0	21,5	16,7	U ²³⁸	6,0	14	980
Cl ³⁵	12,8	—	—				

легких ядер и до 13 Мэв для тяжелых ядер. Ширина резонанса составляет около 6 Мэв. Характеристики резонансных энергий и сечений даны в табл. 10.1 [91].

Выход нейтронов на 1 γ -квант при фотонейтронной реакции изменяется от $3 \cdot 10^{-4}$ для бериллия до $2 \cdot 10^{-2}$ для тяжелых элементов.

Анализ свойств различных элементов по отношению к фотонейтронной реакции показывает, что индивидуальные различия касаются главным образом сечений и выхода фотонейтронов. Исключение составляют некоторые ядра с резко отличными порогами реакции, в том числе ядра бериллия и дейтерия с аномально низкими порогами.

Практическая реализация фотонейтронной реакции для анализа вещества возможна на базе как изотопных источников γ -излучения, так и генераторов γ -квантов. С помощью изотопных источников можно возбудить только ядра бериллия и дейтерия, так как энергия γ -излучения изотопных источников не превышает 3 Мэв (см. гл. 1).

Из числа известных источников γ -излучения для анализа на бериллий наиболее подходит изотоп Sb¹²⁴, имеющий период полураспада 60 дней и испускающий две γ -линии в жесткой части спектра 1,69 Мэв (выход 50%) и 2,09 Мэв (выход 6,5%). Этот источник способен возбуждать только ядра бериллия, что обеспечивает высокую селективность анализа и отсутствие помех со стороны других фотонейтронных реакций.

Нейтроны, возникающие при облучении Be⁹ γ -квантами Sb¹²⁴, имеют энергию 24 и 422 кэв (соответственно для γ -линий $E_\gamma = 1,67$ и 2,09 Мэв). Вклад фотонейтронов от γ -линий 2,09 Мэв невелик (примерно в 20 раз меньше, чем от линии 1,69 Мэв), поэтому нейтронное излучение изотопа Be⁹ можно считать практически монохроматическим с энергией 24 кэв.

Пространственное распределение фотонейтронов в среде

Исходное дифференциальное уравнение для расчета потока фотонейтронов N при облучении горной породы γ -квантами точечного источника имеет вид

$$dN = n_A \sigma_{\gamma n} i \frac{Q_{\gamma}}{4\pi r_1^2} e^{-k\rho r_1} f_N(r_2) dV. \quad (10.1)$$

где n_A — число ядер анализируемого изотопа в 1 см^3 ; $\sigma_{\gamma n}$ — сечение фотонейтронной реакции; i — выход фотонейтронов; Q_{γ} — мощность источника γ -квантов; r_1 — расстояние от источника γ -излучения до элементарного объема dV ; k — массовый коэффициент поглощения γ -квантов; ρ — плотность среды; $f_N(r_2)$ — функция, описывающая поток нейтронов N (тепловых или надтепловых) от источника фотонейтронов — элементарного объема dV ; r_2 — расстояние от объема dV до детектора нейтронов.

Решение уравнения (10.1) для пород с различными нейтронными свойствами получил Е. М. Филиппов [24]. Конкретный вид решения зависит от выбора функции $f_N(r_2)$, в качестве которой можно взять соответствующие функции распределения надтепловых и тепловых нейтронов в однородной среде (см. гл. 6). Отметим некоторые общие свойства решения.

В уравнении (10.1) функция распределения γ -квантов учитывает только реакции, происходящие под действием первичного γ -излучения (что справедливо для Sb^{124} при возбуждении бериллия). В общем же случае необходимо учитывать рассеянные γ -кванты.

Пространственное распределение фотонейтронов, являющееся решением уравнения (10.1), имеет общий вид

$$N = n_A \sigma_{\gamma n} i Q_{\gamma} F(k, \rho, M), \quad (10.2)$$

где M — длина миграции нейтронов. Таким образом, поле фотонейтронов является функцией γ -квантовых и нейтронных свойств горных пород.

Из анализа как физических, так и математических аспектов решения уравнения (10.1) вытекает вывод об аналогии в закономерностях пространственного распределения нейтронных γ -полей (см. гл. 8) и γ -нейтронного поля. Так, оба типа полей зависят от одних и тех же параметров среды. Следует ожидать проявления общих черт в отношении таких явлений, как инверсия поля, зависимость от влажности и плотности среды и т. д.

Общие черты в поведении рассматриваемых полей усиливаются тем обстоятельством, что, несмотря на разницу в энергиях фотонейтронов Be^9 и нейтронов ампульных источников, так что пространственные масштабы для обоих типов полей мало отличаются.

В качестве примера на рис. 10.1 показаны поля тепловых и надтепловых нейтронов как функции длины зонда. Эти результаты получены экспериментально (по данным В. Б. Сальцеви-ча и др.) на модели скважины, пересекающей бериллиевую ру-

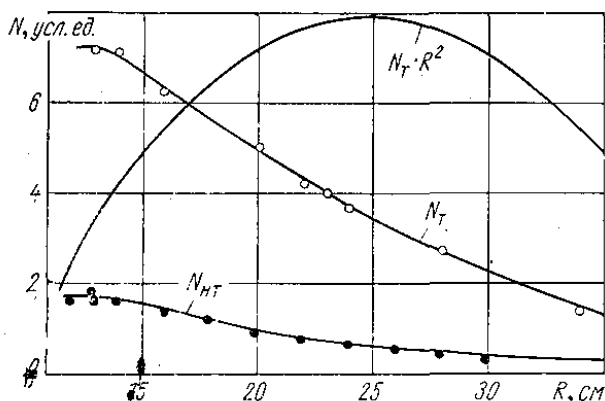


Рис. 10.1. Поле фотонейтронов, возбужденных γ -излучением Sb^{124} в бериллиевой руде (диаметр скважины 110 мм; заполнитель — вода; плотность руды — 1,7 г/см³; состав — кварцевый песок, содержащий 4% BeO; влажность — 11 вес. %).

ду. Здесь же показан график нормированной функции распределения тепловых нейтронов. Максимум пространственного распределения соответствует $R=25$ см или $\rho R=42$ г/см². Эта величина близка к $2\rho M$ для нейтронов, возбужденных γ -излучением Sb^{124} , т. е. здесь проявляется такая же закономерность, как и для других полей тепловых нейтронов.

Для типичных бериллиевых руд, по данным Е. И. Крапивского, массовая длина замедления фотонейтронов $L^*=40$ г/см² (влажность руды $W=3$ вес. %). Следовательно, в этих условиях без учета влияния скважины область инверсионных зондов определяется величиной порядка $\rho R_{ин}=80$ г/см². Интересно отметить, что для тех же условий длина замедления нейтронов Po—Be-источника $L^*=41$ г/см² (см. рис. 6.6), т. е. практически не отличается от соответствующего значения для фотонейтронов.

Связь между потоком фотонейтронов и содержанием бериллия

Из формулы (10.2) следует, что между потоком фотонейтронов и концентрацией ядер Be⁹ имеет место пропорциональная зависимость:

$$N = KC, \quad (10.3)$$

где K — коэффициент пропорциональности, называемый обычно пересчетным коэффициентом; C — содержание бериллия в руде.

Пересчетный коэффициент равен

$$K = a\rho Q_\gamma F(k, \rho, M), \quad (10.4)$$

где a — постоянная, определяемая атомными константами бериллия.

Таким образом, в общем случае пересчетный коэффициент зависит от ядернофизических свойств руды и всех факторов, влияющих на распределение γ -квантов и нейтронов (скважинные условия и т. д.).

Обычно коэффициент K выражают в импульсах за 1 мин на 1% BeO при постоянной мощности Q_γ источника γ -излучения, т. е. численные значения пересчетного коэффициента справедливы для конкретной аппаратуры ГНМ.

Влияние ядернофизических свойств руд

Рассмотрим влияние влажности и содержания нейтронопоглощающих элементов на пересчетный коэффициент ГНМ, используя конкретный экспериментальный материал.

На рис. 10.2 показаны результаты измерений на моделях бериллиевых руд (по В. Б. Сальцевичу и др.). Измерения выполнены в скважинах диаметром 110 мм при длине зонда $R = 13$ см. Плотность породной основы (песок) $1,55$ г/см³. Содержание бериллия 4% BeO.

Из анализа графиков, изображенных на рис. 10.2, следует, что решающее влияние на величину пересчетного коэффициента оказывают нейтронные свойства руд. При этом проявляются закономерности, присущие ННМ и НГМ: влияние влажности зависит от позиции рабочей точки зонда по отношению к области инверсии, присутствие нейтронопоглощающих элементов приводит к затуханию поля главным образом тепловых нейтронов (и к соответствующему уменьшению пересчетного коэффициента) и т. д.

По данным рис. 10.2, влияние нейтронопоглощающих элементов на N_T сказывается при содержаниях бора порядка 0,007%. Так, в скважине, заполненной водой, K_T уменьшается на 4—5% при концентрации бора 0,01%. Влияние других нейтронопоглощающих элементов можно оценить, используя их эквивалентные соотношения (см. табл. 7.3).

Поле надтепловых нейтронов (K_{HT}) слабо зависит от содержания бора при измерениях в сухих скважинах, а в скважинах, заполненных водой, эта зависимость пренебрежимо мала.

Влияние плотности руд зависит от положения рабочей точки зонда ГНМ по отношению к области инверсии γ -нейтронного поля. Как будет показано, в ГНМ обычно используют доинвер-

сионные зонды. Для них с увеличением плотности руды поток нейтронов (и пересчетный коэффициент) растет.

На результаты НГМ могут влиять присутствующие в породе или руде естественные радиоактивные элементы, испускаю-

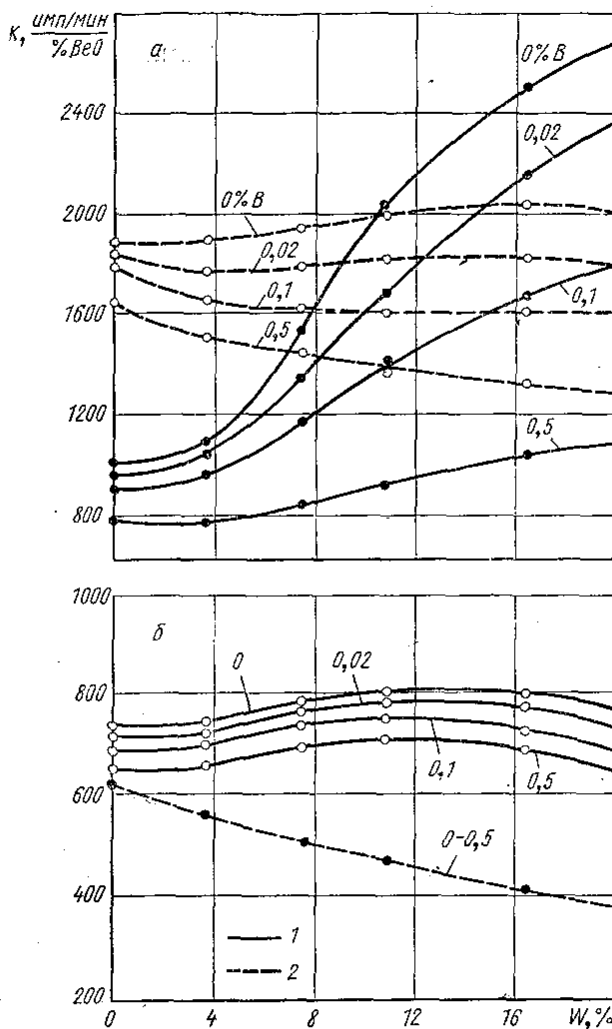


Рис. 10.2. Пересчетный коэффициент НГМ как функция влажности руды и содержания в ней бора (указано на кривых):

a — тепловые нейтроны ($N_{\text{т}}$); b — надтепловые нейтроны ($N_{\text{эп}}$); 1 — в скважине воздух; 2 — в скважине вода.

щие α -излучение и жесткое γ -излучение. Численные оценки показывают, что при содержании в 1%-ной бериллиевой руде 0,05% урана эффект за счет реакции (α, n) на бериллий ставит

1% выхода нейтронов в реакции с источником Sb^{124} . Влияние γ -излучения естественных радиоактивных элементов на один-два порядка меньше, чем α -излучения.

Глубинность исследований

Строгий расчет глубинности ГНМ отсутствует. Оценку глубинности ГНМ в условиях однородной среды можно выполнить, используя аналогию между ГНМ и другими нейтронными методами.

Как было показано, пространственное распределение фото-нейтронов определяется длиной замедления (для потока над-тепловых нейтронов) или длиной миграции (для тепловых нейтронов). Максимум пространственного распределения соответствует удвоенной массовой длине миграции (замедления). В гл. 7 показано, что этой же величиной определяется глубинность ННМ. По аналогии глубинность ГНМ примем равной

$$pr_{0,9} = 2M^*, \quad (10.5)$$

где M^* — массовая длина миграции нейтронов.

Глубинность ГНМ, как следует из материалов, рассмотренных в гл. 7 и 8, будет существенно зависеть от влажности пород и их плотности.

Численные оценки глубинности ГНМ можно получить, например, из табл. 8.3, имея в виду отмеченную выше небольшую разницу в длинах миграции и замедления нейтронов Po — Be -источника и фотонейтронов.

§ 10.2. γ -НЕЙТРОННЫЙ КАРОТАЖ НА БЕРИЛЛИИ

Аппаратура ГНК

Для изучения руд бериллия в скважинах применяют аппаратуру, аналогичную аппаратуре ГГК, ННК и НГК с некоторыми особенностями, на которых остановимся ниже.

Зонд аппаратуры ГНК (симметричный, без прижимных устройств) содержит источник γ -излучения (Sb^{124}) и детектор медленных нейтронов, разделенных свинцовым экраном для защиты детектора от воздействия прямого γ -излучения. В электронной схеме имеется амплитудный дискриминатор с регулируемым порогом дискриминации для выделения нейтронных импульсов на фоне многочисленных, но меньших по амплитуде γ -импульсов.

Характерной особенностью ГНК является то, что при имеющихся технических и методических возможностях регистрируемые потоки нейтронов малы, а поток γ -излучения Sb^{124} в точке размещения детектора велик. В этих условиях выбор типа детектора имеет важное значение.

Разработана и испытана в производственных условиях аппаратура ГНК двух типов: на пропорциональных борных счетчиках типа СНМО-5 и на сцинтилляционных детекторах типа ГОИ [на основе светосоставов Т-1 и Т-2, представляющих смесь сцинтиллятора $ZnS(Ag)$ с борной кислотой].

Аппаратура на сцинтилляционных счетчиках более предпочтительна, так как она обладает более высокой чувствительностью [95]. Так, при активности источника 100 *мкюри* в скважинах диаметром 110—140 *мм* чувствительность сцинтилляционной аппаратуры равна 16—30 *имп/мин* на 0,01% BeO , а аппаратуры с одним пропорциональным счетчиком — 2—5 *имп/мин* на 0,01% BeO . Малые габариты сцинтилляционного счетчика позволяют применять зонды длиной до 12 *см*, что также обеспечивает высокую скорость счета медленных нейтронов. Для достижения одинаковой чувствительности при использовании пропорционального счетчика активность источника γ -излучения должна быть в 3—4 раза больше, чем при использовании сцинтилляционного счетчика.

В СССР для каротажа на бериллий выпускают промышленную аппаратуру типа ГНК-1. Скважинный снаряд (диаметр 60 *мм*) имеет сменные зонды, с помощью которых кроме ГНК можно выполнять ГК, ННК, ГГК и НГК. Аппаратура рассчитана на эксплуатацию в любой каротажной станции с трехжильным кабелем длиной до 1000 *м*. В варианте ГНК и ННК в качестве детектора используют сцинтилляционный детектор нейтронов. В варианте ГК, ГГК и НГК детектором служит кристалл $NaI(Tl)$. Длина зонда для метода ГНК равна 13,5 *см*. Для других методов ее можно изменять в пределах от 20 до 50 *см*.

В аппаратуре ГНК-1 используют детектор ГОИ на основе светосостава Т-1 или Т-2 (в последнем борная кислота обогащена изотопом B^{10}). Детектор представляет собой полый цилиндр размером 50×65 *мм*, на стенки которого нанесен сцинтиллятор. Внутри цилиндра помещается плексигласовый вкладыш, играющий роль замедлителя нейтронов и светопровода. Детектор можно использовать для регистрации надтепловых нейтронов, если его окружить слоем кадмия толщиной порядка 1 *мм*.

По экспериментальным данным, оптимальная толщина свинцового экрана, разделяющего источник и детектор, равна 5—8 *см*. В аппаратуре ГНК-1 установлен экран толщиной 5 *см*.

Чувствительность аппаратуры ГНК-1 не менее 15 *имп/мин* на 0,01% BeO в заполненных водой скважинах диаметром 115 *мм* при мощности источника Sb^{124} 60 *мкюри*. Это позволяет проводить ГНК со скоростью до 250—300 *м/ч*. Рекомендуемая активность источника 30—100 *мкюри*.

Кроме аппаратуры ГНК-1, разработана аналогичная аппаратура с меньшим диаметром скважинного снаряда (48 и

36 мм), предназначенная для каротажа скважин алмазного бурения.

В комплект аппаратуры ГНК-1 входит эталонировочное устройство, представляющее собой наполненный парафином цилиндр диаметром 30 см и высотой 40 см. Центральная часть цилиндра, в которую помещается зонд, заполнена окисью бериллия. С помощью эталонировочного устройства можно контролировать работу аппаратуры и учитывать распад источника γ -излучения.

Недостаток устройства — его однопозиционность. Контроль по нескольким точкам был бы более надежен. Вторым недостатком эталонировочного устройства заключается в том, что по своим нейтронным свойствам оно отличается от руды, поэтому распределение фотонейтронов в нем существенно отличается от распределения в условиях реальной скважины. Это приводит, в частности, к тому, что с помощью эталонировочного устройства нельзя учесть изменения длины зонда и другие геометрические факторы.

Влияние скважинных условий

Каротаж на бериллий проводят в сухих скважинах и в скважинах, заполненных водой или буровым раствором.

Заполнение скважины и ее диаметр по-разному сказываются на распространении γ -квантов и нейтронов. При увеличении слоя воды или бурового раствора между скважинным снаряжением и рудой поток γ -квантов уменьшается за счет поглощения излучения или рассеяния. Так, слой воды толщиной 10 см уменьшает поток γ -квантов Sb^{124} на 37%. При этом нужно иметь в виду, что рассеянные кванты не возбуждают реакцию на бериллий и тоже относятся к выбывшим из потока.

Поток тепловых нейтронов при изменении заполнения скважины меняется в зависимости от положения рабочей точки зонда относительно области инверсии. Это отчетливо видно на рис. 10.2. При низкой влажности руд зонд длиной 13 см является доинверсионным, поэтому переход от сухой к заполненной водой скважине сопровождается увеличением скорости счета тепловых нейтронов (несмотря на противоположный по знаку эффект от γ -излучения). Изменение нейтронных свойств руды и связанное с ним смещение области инверсии могут привести к обратному эффекту. При этом поглощающие и замедляющие свойства руды по-разному оказываются на регистрируемом нейтронном потоке.

Поток надтепловых нейтронов при используемой в ГНК длине зонда всегда меньше в заполненной водой скважине (см. рис. 10.2).

Замена воды буровым раствором скажется на показаниях ГНК так же, как при ННК: если буровой раствор минерализован, то уменьшится скорость счета тепловых нейтронов.

Наличие обсадной колонны существенно влияет на показания ГНК за счет поглощения как γ -квантов, так и нейтронов. По экспериментальным данным, скорость счета тепловых нейтронов уменьшается на 20—25% при толщине стальной обсадки 5 мм.

При увеличении диаметра скважины скорость счета уменьшается и в сухой и в заполненной водой скважине. Так, для стандартного зонда ГНК при изменении диаметра скважины от 90 до 150 мм скорость счета уменьшается на 28 и 42% соответственно для заполненной воздухом и водой скважины (В. Б. Сальцевич и др.).

Основы количественной интерпретации

Имеется много общего в приемах интерпретации диаграмм ГНК и гамма-каротажа (ГК). Это относится к способам определения границ рудных тел и способам определения содержания полезного компонента по площади аномалии. Сходство

обусловлено тем, что в обоих случаях между содержанием анализируемого элемента и регистрируемым полем существует пропорциональная зависимость.

Форма аномалий ГНК.

Основными элементами аномалии ГНК являются ее амплитуда N_a , ширина z в точке $1/2 N_a$ и площадь S_a .

Зависимость элементов аномалии от мощности пласта H показана на рис. 10.3 (В. Б. Сальцевич и др.). При увеличении мощности пласта растут ее ширина, амплитуда и площадь. Рост амплитуды прекращается при «насыщенной» мощности пласта, которая для типичных руд бериллия равна примерно 80 г/см^2 . Ширина аномалии равна мощности пласта, если мощность пласта больше насыщенной. Для маломощных пластов ширина аномалии $z > H$.

Между площадью аномалии и ее мощностью име-

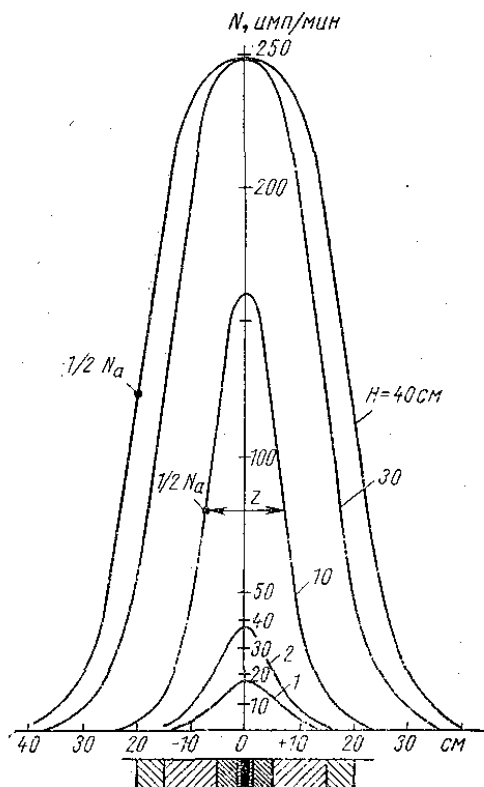


Рис. 10.3. Форма аномалий ГНК над пластами различной мощности.

ет место пропорциональная зависимость, причем коэффициентом пропорциональности является произведение пересчетного коэффициента на содержание бериллия:

$$S_a = KCH. \quad (10.6)$$

Соотношение (10.8) лежит в основе способов интерпретации диаграмм ГНК.

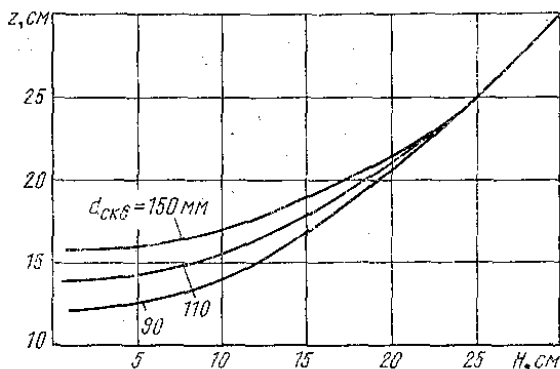


Рис. 10.4. Зависимость между шириной аномалии ГНК и мощностью рудного тела.

Определение мощности рудного тела. Для определения границ рудного тела и его мощности используют способ $\frac{1}{2} N_a$. Для насыщенных пластов проекция точки $\frac{1}{2} N_a$ совпадает с границей пласта (см. рис. 10.3). Для маломощных пластов границы и мощность определяют по ширине z аномалии, используя зависимость

$$z = f(H). \quad (10.7)$$

Функцию (10.9) находят экспериментально. Ее вид определяется как параметрами аппаратуры, так и диаметром скважины. Характер заполнения скважины (вода или воздух) практически не влияет на функцию (10.9). В качестве примера на рис. 10.4 показана зависимость (10.9) для типичной аппаратуры и скважин различного диаметра (В. Б. Сальцевич и др.).

Если мощность рудного тела известна, то ее границы определяют, исходя из симметрии аномалии относительно центра рудного тела.

В тех случаях, когда границы рудного тела нечеткие и наблюдается постепенное уменьшение содержания бериллия, границы промышленных руд устанавливают по скорости счета N , соответствующей заданному бортовому содержанию. При этом исходят из допущения, что диаграмма ГНК отражает изменение содержания бериллия в руде, если содержание меняется плавно.

Определение содержания бериллия. Если мощность рудного тела больше «насыщенной», то содержание бериллия определяется по известному пересчетному коэффициенту и амплитуде аномалии:

$$C = \frac{N_a}{K}. \quad (10.8)$$

При этом необходимо учесть все факторы, влияющие на пересчетный коэффициент.

Более универсальной является формула, вытекающая из выражения (10.8):

$$C = \frac{S_a}{KH}. \quad (10.9)$$

Она пригодна для интерпретации аномалий ГНК при любой мощности рудного тела.

Необходимо отметить, что по диаграмме ГНК можно уверенно определить мощность рудного тела и содержание в нем бериллия только для $H > 10$ см. Интерпретация маломощных прожилков затруднена отсутствием точных способов определения их мощности. В этом случае надежно определяются лишь линейные запасы, равные произведению содержания на мощность:

$$CH = \frac{S_a}{K}. \quad (10.10)$$

Влияние вмещающих пород. Ядернофизические свойства вмещающих пород в общем случае влияют на результаты ГНК, если они отличаются от соответствующих свойств руд. Это влияние заметно проявляется только для рудных тел, мощность которых меньше насыщенной.

Влияние вмещающих пород можно интерпретировать как изменение величины пересчетного коэффициента, считая отношение S_a/H постоянным. В таком случае пересчетный коэффициент будет функцией свойств вмещающих пород и мощности пласта — k_H .

Экспериментальное изучение величины k_H выполнили на моделях рудных тел (В. Б. Сальцевич и др.). В качестве руды использовали смесь бериллиевого концентрата с песком ($\rho = 1,5$ г/см³, $W = 2\%$ и $2,5\%$ BeO) и бетонный блок с бериллием ($\rho = 2,4$ г/см³, $W = 7\%$ и $1,5\%$ BeO). Вмещающая порода отличалась от руды как плотностью, так и влажностью. Результаты экспериментов показаны на рис. 10.5, где дано отношение k_H к коэффициенту k в однородном рудном пласте большой мощности.

Анализ зависимостей, изображенных на рис. 10.5, позволяет сделать общие выводы, хорошо согласующиеся с теорией ГНМ. Пересчетный коэффициент (а также скорость счета в пределах

аномалии и ее площадь) уменьшается при уменьшении плотности и влажности вмещающих пород. Пересчетный коэффициент k_H больше пересчетного коэффициента K для насыщенного пласта, если влажность или плотность вмещающих пород больше, чем соответствующие параметры руды. Эта разница увеличивается с уменьшением мощности пласта.

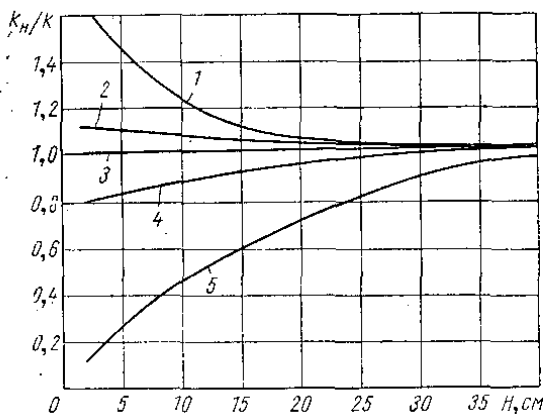


Рис. 10.5. Влияние вмещающих пород на пересчетный коэффициент K_H маломощного пласта:

1 — руда—песок, вмещающая порода—влажный песок ($W=20\%$); 2 — руда—бетон, вмещающая порода—влажный песок ($W=20\%$); 3 — руда и вмещающая порода—бетон; 4 — руда—бетон, вмещающая порода—сухой песок ($W=2\%$); 5 — бетон в воздухе.

Сравнение физических свойств руд бериллия и вмещающих их пород показало, что в большинстве случаев различия таковы, что они не влияют на пересчетный коэффициент, поэтому можно принять $k_H \approx k$.

Влияние угла встречи скважины и рудного тела. Углом встречи называют угол между осью скважины и плоскостью рудного пласта. При вертикальной скважине и горизонтальном пласте угол встречи $\varphi = 90^\circ$.

Мощность пласта H , найденная по диаграмме ГНК, и площадь аномалии S_a следующим образом зависят от угла встречи скважины и пласта:

$$H = \frac{H_{90^\circ}}{\sin \varphi}; \quad (10.11)$$

$$S_a = \frac{S_{a\ 90^\circ}}{\sin \varphi}. \quad (10.12)$$

Сопоставление формул (10.11) и (10.12) с формулой (10.9) показывает, что угол встречи не влияет на определение содержания бериллия в руде.

Что касается мощности рудного тела и линейных запасов, то по диаграмме ГНК, как следует из формул (10.11) и (10.10), определяют стволовые (или «видимые») мощности и стволовые запасы полезного ископаемого, т. е. те же величины, что и при опробовании керна скважин.

Методика работ и возможности ГНК

Скорость каротажа. При ГНК из-за малых скоростей счета возникает проблема обеспечения необходимой статистической точности и приемлемой скорости каротажа.

Практический опыт работы в различных условиях показывает, что при чувствительности аппаратуры ГНК 16—20 *имп/мин* на 0,01% ВеО поисковый каротаж, рассчитанный на обнаружение промышленных руд бериллия, следует проводить со скоростью 150—180 *м/ч* при постоянной времени канала регистрации 5—7 *сек.* Каротаж рудных интервалов с целью количественной интерпретации диаграмм ГНК рекомендуется проводить со скоростью 25—30 *м/ч* при постоянной времени 8—10 *сек* [В. Б. Сальцевич и др.].

Контроль аппаратуры и оценка качества работ. При количественной интерпретации диаграмм ГНК абсолютная привязка скорости счета осуществляется в опорной скважине, для которой известен пересчетный коэффициент. Ежедневный контроль работоспособности и стабильности аппаратуры выполняют с помощью эталонировочного устройства (см. выше). Измерения в эталонировочном устройстве используют также для введения поправок на распад источника Sb^{124} .

Так как эталонировочное устройство не воспроизводит полностью всех особенностей нейтронного поля в рудном пласте, то после изменения геометрических характеристик зонда (его длины, положения источника, детектора, экрана и т. д.) следует повторно привязаться к опорной скважине.

Качество работ оценивают путем сопоставления основного и повторного каротажа рудных интервалов. При этом качественными считают диаграммы, площади аномалий которых отличаются не более чем на 10%.

Определение пересчетного коэффициента. Обычно величину пересчетного коэффициента определяют дифференцированно на каждом месторождении для определенного типа руд и тем самым учитывают влияние вещественного состава и скважинные условия. Коэффициент рассчитывают, сравнивая результаты ГНК и опробования керна при хорошем выходе последнего.

Так как в ГНК скорость счета выражают в единицах, зависящих от параметров аппаратуры (импульсы в минуту), то пересчетный коэффициент приходится определять для каждого конкретного комплекта аппаратуры, в том числе стандартной аппаратуры ГНК. Это затруднение можно было бы устранить, разработав способы градуирования аппаратуры.

Порог чувствительности и точность каротажа. С помощью серийной аппаратуры ГНК-1 можно выделять руды с содержанием бериллия более 0,01 %.

Точность каротажа зависит как от стабильности аппаратуры, так и от точности определения пересчетного коэффициента и его стабильности в конкретных геологических условиях.

Аппаратурные погрешности при правильной методике работ не превышает 10 %. Суммарная погрешность ГНК, определяющая точность работ, равна примерно 10—20 %, что позволяет применять ГНК при подсчете запасов бериллия.

§ 10.3. ПОЛЕВОЙ ВАРИАНТ ГНМ

Схема и параметры бериллометра

Для опробования бериллиевых руд в горных выработках и на обнажениях, а также для изучения ореолов бериллия на поверхности пород созданы и применяются портативные переносные приборы, названные бериллометрами [90, 92, 96, 97]. Схема датчика бериллометра показана на рис. 10.6 [96].

Основными элементами датчика бериллометра являются источник γ -излучения и сцинтилляционный детектор тепловых нейтронов, разделенные свинцовым экраном. Толщина свинцового экрана 2—5 см. Важную роль играет замедлитель, который в рассматриваемой схеме одновременно является отражателем нейтронов и светопроводом. В других схемах [90] замедлитель располагается между свинцовым экраном и плоским детектором нейтронов и имеет толщину 2—3 см.

В бериллометрах желательно использовать γ -источники минимальной активности из соображений безопасности работ. В то же время важно получить максимальную чувствительность и точность метода. Чтобы удовлетворить этим противоречивым требованиям, датчики бериллометров делают компактными, максимально приближая детектор к источнику и опробуемой поверхности. В этом отношении удачной является схема, показанная на рис. 10.6, в которой детектор имеет форму цилиндра с вогнутым дном.

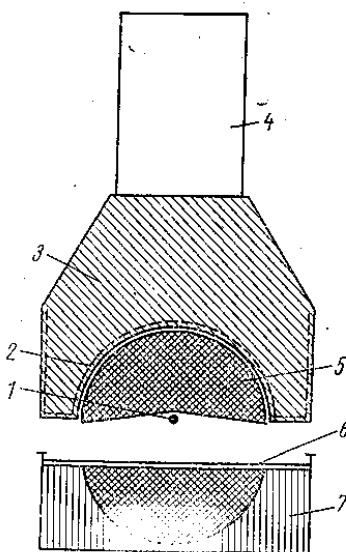


Рис. 10.6. Схема датчика бериллометра:

1 — источник γ -излучения; 2 — сцинтиллятор; 3 — плексигласовый вкладыш детектора; 4 — ФЭУ; 5 — свинцовый экран; 6 — эталон окиси бериллия; 7 — парафин.

Для повседневного контроля аппаратуры в бериллометрах обычно используют портативные рабочие эталоны, совмещая иногда их с защитным экраном (см. рис. 10.6).

В СССР серийно выпускается бериллометр «Берилл-2», предназначенный для опробования руд бериллия и изучения ореолов. Активность источника Sb^{124} 5—10 *мкюри*. Детектором служит сцинтилляционный счетчик на базе светосостава Т-1, сочлененный с ФЭУ-49 (диаметр детектора 150 мм). Чувствительность бериллометра 750—1500 *имп/мин* на 1% бериллия. Порог чувствительности равен 0,002% бериллия при уровне фона 5 *имп/мин* и времени измерения 5 *мин*. Источник γ -излучения в «Берилле-2» защищен свинцовым краном толщиной 2—2,5 *см*. Для обеспечения радиационной безопасности датчик бериллометра (вес 12 *кг*) переносят два оператора, используя штанги длиной 1,5 *м*. Во время измерений пульт прибора (вес 4,5 *кг*) удаляют от датчика на расстояние до 3 *м*.

В ВИРГе разработан портативный бериллометр для опробования руд (вес 6 *кг*), имеющий чувствительность 900 *имп/мин* на 1% бериллия и порог 0,01% бериллия при активности источника Sb^{124} 5—10 *мкюри* [96]. Создаются специальные бериллометры повышенной чувствительности для изучения ореолов бериллия.

Опробование руд бериллия

Полевой ГНМ применяют для опробования руд бериллия в условиях естественного залегания, а также для опробования керна скважин и отбитой рудной массы в навале [98].

Количественные определения содержания бериллия при опробовании в естественном залегании связаны с решением таких же вопросов, как и в случае ГНК. Для интерпретации результатов опробования используют пересчетный коэффициент, который в общем случае зависит от плотности, влажности руд и содержания в них нейтронопоглощающих элементов. Для учета границ рудных тел и неравномерности оруденения строят графики скорости счета по профилям опробования и определяют содержание бериллия по площади аномалии [формула (10.11)].

Пересчетный коэффициент, используемый для опробования отбитой горной массы, определяют на моделях рудной массы такого же состава и крупности [98]. Размеры моделей должны обеспечить «насыщенность» во всех направлениях. Представительность такого опробования достаточно высокая и расхождения с данными химического анализа тех же порций руды не превышают 15—20%.

Пересчетный коэффициент для условий естественного залегания отличается от коэффициента, измеренного на моделях дробленых руд. Поэтому рекомендуют определять пересчетный коэффициент путем статистического сравнения данных ГНМ и

результатов геологического опробования [98]. Отмечается значительный разброс в величинах пересчетного коэффициента, вычисленных в отдельных точках. Например, при среднем значении коэффициента $K=1050$ *имп/мин* на 1% BeO его значения в отдельных точках эталонного профиля колебались от 300—500 до 2000—5000 *имп/мин* [98]. Это объясняется неравномерностью оруденения и колебаниями других свойств руд, что приводит к ошибкам из-за несовпадения объемов геологического и ядерно-геофизического опробования. Надежные результаты можно получить только осреднением большого материала.

Пересчетный коэффициент рекомендуется определять на каждом месторождении или отдельном его участке, если имеются существенные различия в ядернофизических свойствах руд.

Контроль работоспособности бериллометров и их стабильности выполняют по ежедневным измерениям рабочего эталона. Эти измерения используют для введения поправок на распад источника и изменение чувствительности детектора и бериллометра в целом при расчете содержания бериллия в рудах.

Поиски месторождений бериллия

ГНМ можно с успехом использовать для поисков месторождений бериллия по их ореолам. Благоприятным обстоятельством является низкий и спокойный фон нейтронного излучения. На

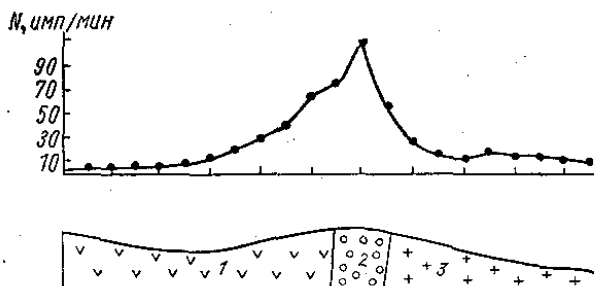


Рис. 10.7. Профиль ГНМ по рыхлым отложениям над бериллоносным грейзеном:

1 — эффузивы; 2 — грейзен; 3 — граниты.

рис. 10.7 показаны результаты бериллометрической съемки на поисковом профиле [97]. Съемка выполнена прибором, имеющим порог чувствительности $1 \cdot 10^{-4}\%$ бериллия.

Кроме переносных бериллометров для поисковых целей используют автомобильные бериллометры, позволяющие выполнять непрерывные измерения потока фотонейтронов в движении. Один из таких приборов, разработанный в ВИАГ [99], имеет порог чувствительности $4 \cdot 10^{-4}\%$ бериллия при активности источника Sb^{124} 400—500 *мкюри*. Использование источника высо-

кой активности оказалось возможным благодаря тому, что вес и габариты автомобильного бериллометра не имеют жестких ограничений.

§ 10.4. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ГНМ

Кроме бериллия с помощью изотопных источников γ -излучения (например, N^{24}) можно определять γ -нейтронным методом дейтерий. В. И. Баранов и его сотрудники показали возможность лабораторного анализа на дейтерий природных вод. Анализ выполняли на установке с 20 пропорциональными борными счетчиками при объеме пробы 600 см³.

Изучение дейтерия представляет большой интерес как в гидрологии и геологии, так и в нефтяной геологии. Установлено, что водоносные и нефтеносные пласты отличаются по содержанию дейтерия.

Более широкие возможности связаны с использованием в ГНМ генераторов γ -квантов, которые целесообразно применить для анализа на целый ряд элементов (см. табл. 10.1).

ГЛАВА 11. ИМПУЛЬСНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ

Использование нестационарных нейтронных и γ -полей дает новую информацию о горных породах по сравнению со стационарными полями. Это обстоятельство стимулировало развитие импульсных нейтронных методов (ИНМ) ядерной геофизики, которые отличаются от стационарных методов как своими возможностями, так и методикой, техникой работ и приемами интерпретации.

Идея импульсного нейтронного метода высказана в 1956 г. Г. Н. Флёровым, а первые испытания аппаратуры и методики выполнены в 1959—1960 гг. в СССР и за границей. За сравнительно короткий промежуток времени достигнут большой прогресс в развитии и практическом применении импульсных нейтронных методов для каротажа нефтяных и газовых скважин. Выполнены первые оценки возможностей метода при каротаже рудных скважин.

В настоящее время наиболее детально разработан и наиболее широко применяется импульсный нейтрон-нейтронный каротаж (ИННК). Менее используется импульсный нейтронный гамма-каротаж (ИНГК). При изложении различных вопросов импульсных нейтронных методов основное внимание будет уделено ИННК.

Сущность и схема импульсного нейтронного метода

Нестационарные поля изучают с помощью пульсирующих (импульсных) источников нейтронов. Обычно применяют генераторы нейтронов, работающие в импульсном режиме (см. гл. 6). Поле нейтронов (или γ -квантов) наблюдают на некотором расстоянии от источника нейтронов (длина зонда ИННК).

Общая схема измерений в ИННК показана на рис. 11.1. В течение времени ΔT генератор испускает импульс быстрых нейтронов. Длительность импульса порядка $\Delta T = 10 \div 50$ мксек. Импульсы повторяются с периодом T , равным обычно не менее 2000—2500 мксек (до 100 000 мксек).

После окончания очередного импульса происходит пространственно-временная трансформация нейтронного поля. Она включает процесс замедления нейтронов

до тепловых энергий, длящийся 10^1 — 10^2 мксек, и процесс диффузии тепловых нейтронов в течение 10^2 — 10^4 мксек. В процессе замедления быстрых нейтронов происходит их пространственный перенос, результат которого мало отличается от пространственного распределения стационарного поля. В процессе диффузии, во-первых, происходит пространственное перемещение тепловых нейтронов из области, где их плотность велика, в область с меньшей плотностью, и, во-вторых, поглощение нейтронов ядрами среды. В результате временное распределение тепловых нейтронов в промежутке между очередными импульсами на фиксированном расстоянии от источника имеет вид графика, изображенного на рис. 11.1.

При ИННК регистрируют поток тепловых нейтронов в интервале времени Δt спустя время t (время задержки) после окончания очередного импульса. С помощью временного анализатора импульсов можно выполнить измерения при переменном значении задержки t , получив временной спектр тепловых нейтронов $n(t)$. При ИННК в зависимости от решаемой задачи изучают либо поток нейтронов во временном окне, либо временной спектр.

При ИНГК вместо потока нейтронов измеряют поток γ -квантов радиационного захвата тепловых нейтронов. Здесь наряду с измерением временного спектра возможен анализ энергетиче-

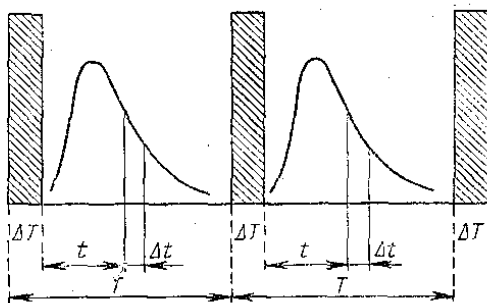


Рис. 11.1. Схема импульсного нейтронного метода.

ского спектра γ -излучения с помощью энергетически временного анализатора импульсов.

Измерение временного распределения нейтронного или γ -полей можно дополнять изучением пространственного распределения путем изменения длины зонда ИННК или ИНГК.

Зависимость нестационарного нейтронного поля от параметров среды

Как следует из решения задачи о нестационарном поле нейтронов в однородной среде (см. гл. 6), поле тепловых нейтронов $n(r, t)$ в общем случае зависит от замедляющих и поглощающих свойств среды [формула (6.62)], которые определяются тремя параметрами: длиной замедления L , коэффициентом диффузии тепловых нейтронов D и временем жизни тепловых нейтронов τ .

Важная особенность импульсных методов по сравнению со стационарными состоит в том, что по наблюдениям нестационарных полей можно раздельно оценить влияние нейтронных параметров среды и, в частности, выделить влияние диффузионных параметров τ и D . Эта принципиальная возможность следует уже из рассмотрения общих закономерностей нестационарных полей нейтронов (см. гл. 6). Остановимся на ней более подробно.

На больших временах, согласно формуле (6.63), поле тепловых нейтронов $n(r, t)$ практически не зависит от длины замедления L и определяется только временем жизни тепловых нейтронов τ и коэффициентом диффузии D . Время жизни тепловых нейтронов зависит только от поглощающих свойств среды. Коэффициент диффузии определяется рассеивающими свойствами среды и зависит от содержания в среде водорода. Раздельное определение τ и D дает возможность оценить как поглощающие, так и рассеивающие свойства среды по отношению к нейтронам.

В определенных условиях, зависящих от времени задержки и длины зонда, изменение нейтронного поля во времени происходит по закону $e^{-t/\tau}$ (см. гл. 6). Следовательно, по углу наклона графика зависимости $n(t)$, построенного в полулогарифмических координатах, можно непосредственно определить время жизни τ тепловых нейтронов. Коэффициент диффузии D влияет прежде всего на пространственное распределение нейтронов. Способы оценки базируются на измерениях нейтронного поля при разной длине зонда ИННК.

Таким образом, ИННК является методом изучения двух параметров среды — времени жизни тепловых нейтронов τ и коэффициента диффузии D . В ИНГК имеются дополнительные возможности идентификации нейтронопоглощающих элементов по характеру спектров γ -излучения.

Диффузионные нейтронные параметры горных пород

Импульсные нейтронные методы нашли применение прежде всего при изучении осадочных отложений. Рассмотрим зависимость τ и D от химического состава пород, их пористости и характера заполнения пор.

Таблица 11.1
Нейтронные диффузионные параметры минералов и горных пород

Название	Химический состав	ρ , г/см ³	τ , мксек	D , 10 ⁵ см ² /сек
Глинозем	Al ₂ O ₃	3,4	440	2,1
Каолин	Al ₂ O ₃ ·2SiO ₂ ·4H ₂ O	2,1	300	0,6
Глина	Al ₂ O ₃ (29,7%), SiO ₂ (45,0%), CaCO ₃ (10,0%), Fe ₂ O ₃ (4,08%), H ₂ O (11,0%)	2,1	400	2,6
Мергель	Глина (50%), CaCO ₃ + CaMg (CO ₃) ₂ (50%)	2,4	530	2,8
Кварц	SiO ₂	2,65	1100	2,7
Альбит	Na (AlSi ₃ O ₈)	2,6	630	2,8
Нефелин	NaAlSi ₃ O ₈	2,6	460	2,8
Кальцит	CaCO ₃	2,7	630	2,2
Гипс	CaSO ₄ ·2H ₂ O	2,3	250	0,6
Ангидрит	CaSO ₄	2,9	360	2,7
Гематит	Fe ₂ O ₃	5,1	50	1,1
Бурый желез- няк	Fe ₂ O ₃ ·2H ₂ O	3,7	40	0,41
Родохрозит	MnCO ₃	4,9	20	1,8
Пирротин	Fe ₉ Sr	4,7	50	2,0
Оливин	MgSiO ₄	3,3	110	2,0
Анатаз	TiO ₂	3,8	30	1,3
Вода	H ₂ O	1,0	200	0,36
Каменная соль	NaCl	2,15	6	1,7
Нефть	C _x H _y ±z	0,85	190	0,34

Нейтронные диффузионные параметры горных пород и минералов приведены в табл. 11.1 [100]. Анализ данных показывает, что химический состав пород в наибольшей степени влияет на время жизни тепловых нейтронов. Коэффициент диффузии тепловых нейтронов слабо зависит от химического состава пород, в том числе от наличия нейтронопоглощающих элементов. Поскольку коэффициент D определяется в значительной степени водородсодержанием, его величина является функцией пористости пород.

Время жизни тепловых нейтронов в пористых породах, насыщенных нефтью или водой, определяется главным образом содержанием в поровой жидкости соединений хлора. Это следует из сравнения времени жизни тепловых нейтронов в солях различного состава (табл. 11.2 [100]).

Таблица 11.2

Время жизни тепловых нейтронов в солях

Соль	Химическая формула	Плотность, г/см ³	τ , мксек
Хлористый кальций	CaCl_2	2,15	5
Хлористый магний	MgCl_2	2,32	4
Хлористый натрий	NaCl	2,15	6
Хлористый калий	KCl	1,99	7
Сернокислый натрий	Na_2SO_4	2,8	260
Углекислый натрий	Na_2CO_3	2,5	310
Двууглекислый натрий	NaHCO_3	2,2	340

Время жизни тепловых нейтронов в пористой породе является функцией произведения минерализации пластовой воды C_{NaCl} на коэффициент пористости K_p . Замена воды нефтью эк-

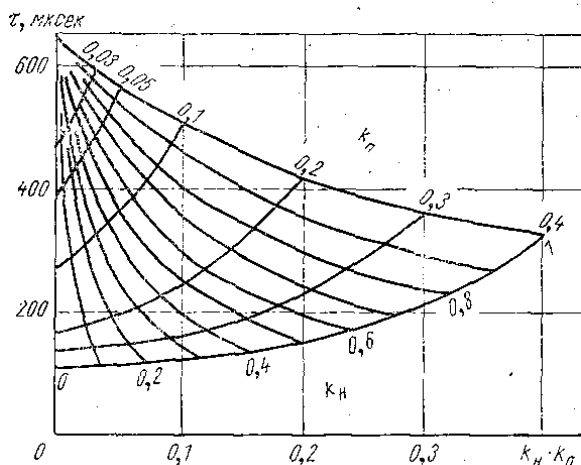


Рис. 11.2. Зависимость времени жизни тепловых нейтронов в известняке от его пористости и водо-, нефтесодержания.

вивалентна уменьшению минерализации, поэтому с увеличением объемного содержания нефти $C_n = K_n K_p$, где K_n — коэффициент нефтенасыщенности, τ увеличивается. Связь времени жизни τ тепловых нейтронов с коэффициентом пористости K_p , коэффициентом нефтенасыщенности K_n и объемным содержанием нефти $K_n \cdot K_p$ при минерализации пластовых вод, равной 200 г/г NaCl, показана на рис. 11.2 [100].

Глубинность ИНМ

Теоретическая оценка глубинности ИННК_τ (регистрация тепловых нейтронов при импульсном источнике быстрых нейтронов) дана в работе [101]. При этом получено выражение.

структура которого повторяет аналогичные формулы в стационарных методах. Для однородной среды глубинность ИННК_т, выраженная в массовых единицах, равна

$$\rho r_{0,9} = 2,1 L_m^*(t) - 0,7 \rho \bar{l}_s, \quad (11.1)$$

где $L_m^*(t) = [(\rho L)^2 + \rho^2 D (t - t_3)]^{1/2}$ — массовая длина миграции тепловых нейтронов в нестационарном случае; t_3 — среднее время замедления нейтрона (см. гл. 6); $\bar{l}_s$ — средняя длина свободного пробега нейтрона.

В работе [100] $\bar{l}_s$ рекомендуется вычислять как среднеарифметическую величину между максимальным и минимальным значениями l_s на интервале замедления нейтрона.

Если не учитывать поправку на экстраполированный свободный пробег нейтрона ($0,7 \bar{l}_s$), то глубинность ИННК_т, как и в стационарном случае, примерно равна удвоенной величине длины миграции нейтрона. Поскольку в нестационарном поле длина миграции зависит от времени, глубинность ИННК_т возрастает с увеличением времени задержки t .

Таблица 11.3
Нейтронные параметры некоторых сред

Среда	ρ , г/см ³	τ , мксек	L^* , г/см ²	D , 10 ⁶ , см ² /сек	$0,7 \rho \bar{l}_s$, г/см ²	t_3 , мксек	$\rho r_{0,9}$ ($t = 2500$ мксек), г/см ²
Вода	1,0	240	12	0,31	3,5	6	28
Песок ($m = 0,4$)	1,9	440	27	0,64	6,6	16	68
Песок ($m = 0,1$)	1,6	1060	41	1,9	8,0	60	104
Сухой песок	1,5	2200	82	4,1	10,5	600	183

Для численной оценки глубинности ИННК_т воспользуемся значениями нейтронных параметров, заимствованными из работы [101] (табл. 11.3). Сравнение глубинности ИННК_т с глубиной НК_т показывает, что в средах с малым водородсодержанием они практически одинаковы. В средах с повышенным водородсодержанием глубинность импульсного метода больше на 20—25%. Величину $\rho r_{0,9}$, как и в стационарном случае, определяет главным образом водородсодержание среды (см. табл. 11.3.) Влияние времени задержки иллюстрируется следующим примером. В песке с влажностью $m=0,1$ глубинность $r_{0,9}$ при $t=500$ мксек равна 52 см, а при $t=3000$ мксек она увеличивается до 68 см.

Формула для оценки глубинности ИНГК аналогичная [53]:

$$\rho r_{0,9} = 2,06 \sqrt{L_m^*(t) + 1/k^2} - 0,7 \rho \bar{l}_s, \quad (11.2)$$

где k — массовый коэффициент поглощения γ -излучения радиационного захвата.

Глубинность ИНГК также зависит от различных факторов, как и глубинность ИННК_т. При одинаковых условиях глубинность ИНГК больше примерно на 10% глубинности ИННК_т.

§ 11.2. ВЛИЯНИЕ СКВАЖИНЫ НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Качественная картина распределения нейтронов в системе скважина — пласт

Для условий ИННК, когда источник быстрых нейтронов и детектор тепловых нейтронов расположены в скважине на расстоянии R друг от друга, регистрируемое нейтронное поле определяется параметрами скважины (τ_1 и D_1) и параметрами пласта (τ_2 и D_2). Формирование нейтронного поля во времени и пространстве зависит от соотношения между параметрами пласта и скважины.

Обычно скважина заполнена водой или нефтью, для которых величины τ и D малы, поэтому $\tau_2 > \tau_1$ и $D_2 > D_1$. Это случай слабого поглощения нейтронов в пласте. При таком условии быстрые нейтроны источника, замедлившись за очень короткий промежуток времени до тепловых энергий, будут вначале сосредоточены в скважине вблизи источника. По законам диффузии начнется перемещение тепловых нейтронов из области с повышенной концентрацией в область, где концентрация нейтронов меньше: будет наблюдаться поток тепловых нейтронов вдоль оси скважины и из скважины в пласт.

С течением времени число тепловых нейтронов уменьшается по закону $e^{-t/\tau}$. Так как $\tau_2 > \tau_1$, плотность нейтронов в скважине уменьшается быстрее, чем в пласте, причем с удалением от источника поток тепловых нейтронов в скважине также затухает быстрее, чем в пласте ($D_2 > D_1$). Спустя некоторое время концентрация нейтронов в скважине станет меньше, чем в пласте, и возникнет диффузионный поток нейтронов из пласта в скважину. Последний будет определяться главным образом параметрами τ_2 и D_2 .

Таким образом, в случае слабого поглощения нейтронов в пласте на больших временах и расстояниях от источника детектор ИННК будет регистрировать нейтронное поле, слабо зависящее или не зависящее от параметров скважины и определяемое только свойствами пласта. Это обстоятельство делает импульсные нейтронные методы более помехоустойчивыми по отношению к влиянию скважины по сравнению со стационарными методами.

Если поглощение в пласте больше, чем в скважине ($\tau_2 < \tau_1$, но $D_2 > D_1$), то влияние скважины будет сказываться на любых временах и расстояниях от источника. Определение нейтронных параметров пласта в этом случае затруднено.

Асимптотическое по времени распределение нейтронов в скважине

Теоретическое исследование нестационарного нейтронного поля при наличии скважины выполнено в работе [102]. Получены оценки нейтронного потока на оси скважины при $t \gg t_3$ для случаев слабого и сильного поглощения тепловых нейтронов в пласте.

В случае слабого поглощения поле тепловых нейтронов при больших t выражается формулой

$$n(R, t) = \left\{ \frac{Q_0}{(4\pi D_2 t)^{3/2}} e^{-t/\tau_2 - \frac{R^2}{4D_2 t}} \right\} f(t), \quad (11.3)$$

где $f(t)$ — слабо зависящий от времени множитель. Сравнение формулой (6.63), справедливой для однородной среды, показывает, что влияние скважины выражается только множителем $f(t)$ и эквивалентно уменьшению мощности источника Q_0 на некоторую величину. Следовательно, в данном случае показания ИННК_т однозначно связаны с величинами τ_2 и D_2 .

В случае сильного поглощения нейтронов в пласте ($\tau_2 < \tau_1$) распределение тепловых нейтронов на больших временах выражается формулой, аналогичной формуле (11.3), но при некоторых эффективных параметрах $\tau_{эфф}$ и $D_{эфф}$. Значения $\tau_{эфф}$ и $D_{эфф}$ зависят от параметров пласта и скважины, от диаметра скважины, но при всех возможных комбинациях величин τ_1 , τ_2 , D_1 , D_2 , $d_{скв}$ эффективные параметры заключены в пределах

$$\tau_1 \geq \tau_{эфф} \geq \tau_2, \quad (11.4)$$

$$D_1 \leq D_{эфф} \leq D_2. \quad (11.5)$$

Таким образом, сильное поглощение нейтронов в пласте ($\tau_2 < \tau_1$) не позволяет использовать ИННК, так как для определения параметров пласта необходимо учитывать параметры скважины.

Влияние диаметра скважины

Пусть снаряд ИННК расположен на оси скважины и диаметр последней постепенно увеличивается. Показания детектора при фиксированном моменте времени будут изменяться от значений, характерных для однородного пласта при отсутствии скважины, до показаний в однородной среде, состоящей из заполнителя скважины (вода, буровой раствор). Результаты оценки

влияния скважины в случае точечных источника и детектора, расположенных на оси скважины, изображены на рис. 11.3 [102].

Анализ данных рис. 11.3 показывает, что абсолютная величина плотности тепловых нейтронов на оси скважины умень-

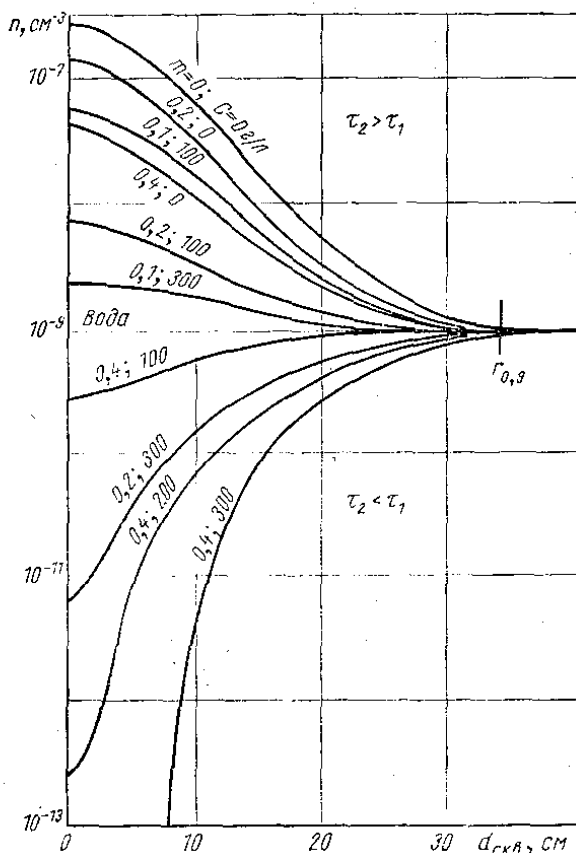


Рис. 11.3. Зависимость плотности тепловых нейтронов от диаметра скважины (в скважине — пресная вода), пересекающей песчаный пласт с влажностью m и минерализацией пластовой воды C ($R=20$ см, $t=2200$ мксек, диаметр снаряда пренебрежимо мал).

шается при увеличении диаметра скважины в случае слабого поглощения ($\tau_2 > \tau_1$) и растет в случае сильного поглощения ($\tau_2 < \tau_1$). Изменения продолжают до тех пор, пока слой воды между зондом ИННК и стенкой скважины не достигнет величины $r_{0,9}$ (радиуса действия метода). Дифференциация показаний ИННК в пластах с различными свойствами во всех случаях

уменьшается с ростом диаметра скважины вплоть до полной потери чувствительности к свойствам пласта.

Влияние диаметра скважины на характер временного спектра тепловых нейтронов изображено на рис. 11.4 [103]. На

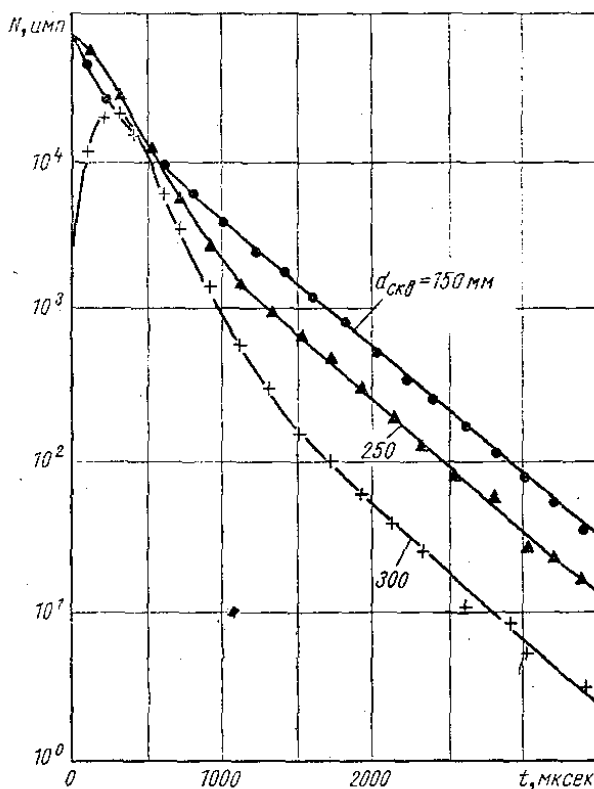


Рис. 11.4. Временной спектр тепловых нейтронов в скважинах различного диаметра ($\tau_1=205$ мксек), пересекающих пласт песчаника ($\tau_2=600$ мксек). $R=30$ см, диаметр снаряда 102 мм, снаряд на оси скважины.

графиках зависимости $N=f(t)$, измеренной в скважине, в отличие от случая однородной среды (см. гл. 6) выделяются две области на правой (заниверсионной по времени) ветви. Начальная часть графика (до $t=1000\div1500$ мксек) имеет более крутой наклон, возрастающий при увеличении диаметра скважины, и зависит в основном от скважинных условий. Правая часть заниверсионной ветви графика ($t=1500\div4000$ мксек) представляет собой экспоненту, угловой коэффициент которой зависит в основном от τ_2 пласта и слабо меняется при увеличении диаметра скважины. По данным рис. 11.4, экспериментальное значение $\tau_{\text{экс}}$, вычисленное по правой ветви временного спектра,

равно 500, 500 и 420 мксек соответственно при $d_{\text{скв}}$, равном 150, 250 и 300 мм. Для тех же условий при диаметре скважины, равном диаметру снаряда (102—105 мм), $\tau_{\text{экс}} = 540$ мксек.

Влияние эксцентриситета снаряда в скважине

Изменение временного спектра тепловых нейтронов в зависимости от положений снаряда ИННК в скважине изображено на рис. 11.5 (эксперименты на моделях [103]). Влияние эксцентриситета выражается как в изменении абсолютной величины скорости счета в том или ином временном интервале, так и в изменении угла наклона временного графика.

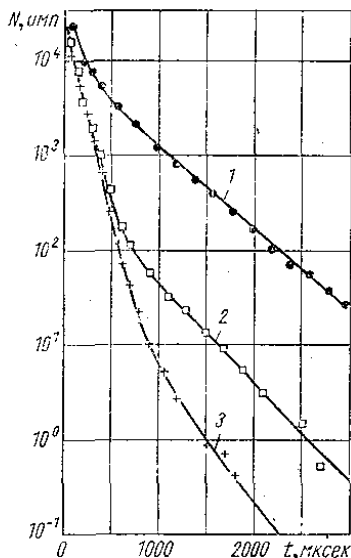


Рис. 11.5. Влияние эксцентриситета снаряда ИННК. Диаметр скважины 300 мм ($\tau_1 = 50$ мксек), диаметр снаряда 102 мм, $R = 30$ см, песчаный пласт ($\tau_2 = 600$ мксек):

1 — снаряд у стенки скважины; 2 — снаряд смещен относительно оси скважины на 50 мм; 3 — снаряд на оси скважины.

Так, при диаметре скважины $d_{\text{скв}} = 300$ мм перемещения зонда $R = 30$ см с оси скважины к стенке вызывает возрастание скорости счета на 2—3 порядка (см. рис. 11.4). При этом наклон правой ветви графика увеличивается с соответствующим изменением $\tau_{\text{экс}}$ с 310 до 515 мксек. Для тех же условий в однородной среде $\tau_{\text{экс}} = 540$ мксек.

При уменьшении диаметра скважины влияние эксцентриситета снаряда существенно уменьшается. Так, при $d_{\text{скв}} = 150$ мм для условий предыдущего примера скорость счета при перемещении снаряда в центр скважины уменьшается в 2—3 раза (вместо 100—1000 раз), а $\tau_{\text{экс}}$ практически не зависит от эксцентриситета и равно 490—500 мксек.

Таким образом, влияние эксцентриситета в условиях ИННК существенно, особенно при большом диаметре скважины.

Влияние скважины уменьшается, а результаты ИННК улучшаются, если снаряд прижимается к стенке скважины.

Влияние заполнителя скважины

Заполнение скважины пресной ($\tau_1 = 205$ мксек) или минерализованной ($\tau_1 = 50$ мксек) водой влияет на нестационарное поле тепловых нейтронов [103]. Изменяется прежде всего абсолютная величина скорости счета тепловых нейтронов. Напри-

мер, при размещении зонда $R=50$ см у стенки скважины скорость счета уменьшается примерно в 2 раза в случае заполнения скважины минерализованной водой по сравнению с пресной. Это соотношение не меняется в скважинах различного диаметра (150—300 мм).

Угол наклона правых ветвей временного графика практически не зависит от характера заполнения скважины, если зонд размещается в скважине эксцентрично. Эти результаты получены при измерениях нейтронного поля на зондах длиной 30 и 50 см в скважинах диаметром до 300 мм [103].

При размещении зонда ИННК на оси скважины (когда влияние скважины максимальное) экспериментальное значение $\tau_{\text{экс}}$ зависит от характера заполнения скважины: оно тем ближе к τ_2 пласта, чем меньше τ_1 отличается от τ_2 . Например, при $R=30$ см, $d_{\text{сбв}}=250$ мм (диаметр зонда 102 мм) и $\tau_2=600$ мксек получено $\tau_{\text{экс}}=500$ мксек при заполнении скважины пресной водой ($\tau_1=105$ мксек) и $\tau_{\text{экс}}=390$ мксек при заполнении скважины минерализованной водой ($\tau_1=50$ мксек) [103]. В тех же условиях при эксцентричном размещении снаряда $\tau_{\text{экс}}=500 \div \div 515$ мксек.

Таким образом, при эксцентричном расположении снаряда характер заполнения скважины влияет на скорость счета тепловых нейтронов, но практически не сказывается на форме временного спектра в области $t > 500 \div 1000$ мксек. Это положение справедливо, когда сохраняется соотношение $\tau_1 < \tau_2$ (слабое поглощение нейтронов в пласте).

§ 11.3. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ИННК

Аппаратура ИННК

Для осуществления ИННК в СССР и за рубежом разработаны и применяются импульсные генераторы нейтронов дейтерий-тритиевого типа в сочетании с временными анализаторами импульсов. Рассмотрим особенности аппаратуры ИННК на примере серийной аппаратуры, выпускаемой в Советском Союзе [104].

Импульсный генератор нейтронов ИГН-1 предназначен для проведения ИННК_т в нефтяных и газовых скважинах диаметром более 130 мм и глубиной до 2500 мм. Аппаратура ИГН-1 состоит из скважинного снаряда, временного анализатора импульсов, пульта управления и блока питания.

В качестве источника быстрых нейтронов ($E=14$ Мэв) используется отпаянная ускорительная трубка УНГ-1 с ионным источником дейтерия и тритиевой мишенью. Ускорительная трубка питается напряжением 30 кВ от высоковольтного выпрямителя. Устройство для регистрации тепловых нейтронов состоит из семи пропорциональных ВФ₃-счетчиков, включенных в схему временного анализатора. Длина зонда равна 40 ± 3 см.

Генератор нейтронов испускает импульсы нейтронного излучения длительностью 50—100 мксек с частотой 350—400 гц при выходе $(1 \div 1,5) \cdot 10^7$ нейтрон/сек. Временной анализатор имеет четыре канала: I канал — интегральный; II канал — дифференциальный с временем задержки от 50 до 500 мксек; III канал — дифференциальный с временем задержки от 500 до 1100 мксек; IV канал — дифференциальный с временем задержки от 1100 до 2200 мксек. Ширина дифференциальных каналов 100 и 200 мксек.

Скважинный снаряд имеет диаметр 102 мм, длину 3000 мм и соединяется с наземной аппаратурой с помощью стандартного трехжильного кабеля длиной до 3000 м.

Аппаратура ИГН-1 питается от сети переменного тока частотой 50 гц и напряжением 220 в; потребляемая мощность — не более 1,1 квт.

Усовершенствованный вариант аппаратуры (ИГН-4) отличается меньшим диаметром скважинного снаряда (90 мм) и улучшенными технико-эксплуатационными характеристиками.

В СССР успешно разрабатывается аппаратура ИННК для каротажа рудных скважин с диаметром скважинного снаряда 42 мм, а также аппаратура ИНГК.

Методика работ

Наиболее полную информацию о свойствах изучаемого пласта дает пространственно-временное распределение нейтронов. Однако в скважинных условиях с помощью существующей аппаратуры ИННК трудно изучать полную функцию распределения. Обычно ограничиваются измерением временного спектра в фиксированной точке z скважины и при постоянной длине R зонда ИННК, либо регистрируют непрерывную диаграмму $n(z)$ вдоль оси скважины при фиксированной задержке t_i .

При изучении временного спектра $n(t)$ основные затруднения связаны с необходимостью учитывать нестабильность работы генератора нейтронов. Кардинальное решение вопроса заключается в использовании монитора, регистрирующего выход нейтронов, с последующим введением поправок на абсолютную величину нейтронного выхода. В аппаратуре типа ИГН монитор отсутствует. Кроме того, серийная аппаратура имеет только три дифференциальных канала, так что нестабильный выход исказит не только абсолютную величину счета, но и форму спектра $n(t)$, поскольку измерения в разных участках спектра будут выполняться не одновременно.

На базе аппаратуры типа ИГН изучают только форму временного спектра. Диапазон задержек простирается вплоть до времен, на которых скорость счета еще превышает фон. Последний создается в основном наводками и другими погрешностями аппаратуры и не превышает нескольких импульсов в минуту.

Обычно времена задержек меняются от 200 до 1800 *мксек*, так что при ширине временного окна 100—200 *мксек* число задержек равно 6—14. Время, необходимое для измерения спектра $n(t)$ в одной точке, равно 15—30 *мин*. Для исключения влияния нестабильного выхода нейтронов на форму спектра одновременно с регистрацией нейтронов во временных окнах (дифференциальный счет) измеряют интегральный поток $n_{\text{инт}}$. Последний в фиксированной точке разреза при неизменных свойствах и геометрии окружающей среды отражает изменение выхода нейтронов во времени. Для построения спектра $n(t)$ используют нормированные значения дифференциальной скорости счета в виде отношения

$$\frac{n_{\text{диф}}}{n_{\text{инт}}}(t) = f(t). \quad (11.6)$$

При непрерывном каротаже записывают диаграммы $n(z)$ при одном или нескольких временах задержки и одновременно регистрируют диаграмму $n_{\text{инт}}(z)$ в интегральном канале. Последняя при стабильной работе генератора соответствует обычной диаграмме ИНК_т при моноэнергетическом источнике быстрых нейтронов с энергией 14 *Мэв*.

Величину задержки при непрерывном ИИНК выбирают максимально возможной, учитывая требования статистической точности. В аппаратуре ИГН-1 время задержки обычно не превышает 1000—1200 *мксек*, а ширина окна равняется 100—400 *мксек*. При этом в осадочном разрезе против нефтеносного пласта скорость счета составляет около 100 *имп/мин*, а против водоносного — 10—20 *имп/мин*.

Скорость каротажа в ИИНК определяется, как и в других методах каротажа, постоянной времени аппаратуры, минимальной мощностью пласта и скоростью счета. Кроме того, в ИИНК на скорость каротажа накладываются ограничения, связанные с пульсацией выхода нейтронов. Численный анализ показывает, что эти ограничения становятся существенными при частоте генератора менее 100 *гц* и для серийной аппаратуры значения не имеют. При определении водо-нефтяного контакта с помощью аппаратуры ИГН-1 скорость каротажа равна 100 *м/ч* при выходе нейтронов $5 \cdot 10^7$ *нейтрон/сек*.

Контроль стабильности работы генератора нейтронов при непрерывном каротаже аппаратурой типа ИГН выполняют косвенным путем, сопоставляя основные и повторные измерения. Рекомендуется для этой цели все продуктивные части разреза каротировать дважды.

Интерпретация ИИНК

В настоящее время ИИНК применяют на нефтяных и газовых месторождениях для качественного разделения пластов по их диффузионным свойствам, не определяя численные значения диффузионных параметров.

Приемы интерпретации включают экспериментальное изучение эффектов ИННК против основных типов пород в условиях скважины при различных режимах работы аппаратуры. При этом в конкретных условиях определяют критерии для выделения пластов с различными свойствами (например, нефтеносных, водоносных и промежуточных).

Используя установленные критерии, интерпретируют материалы ИННК. Диаграммы непрерывного каротажа служат для выделения в разрезе пластов с различными диффузионными свойствами и определения их границ и мощности. При этом на нефтяных и газовых месторождениях основная задача — определение водонефтяного (ВНК) и газожидкостного (ГЖК) контактов. Для однозначной интерпретации используют значения $\tau_{\text{экс}}$, определенные по графикам временного спектра.

Информация об изучаемых пластах извлекается более полно, если интерпретация ИННК выполняется совместно с другими методами исследования скважин.

§ 11.4. ЭЛЕМЕНТЫ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИННК

Из теории импульсных методов вытекает принципиальная возможность определения с помощью ИННК двух параметров горных пород — τ и D . Приемы количественной оценки диффузионных параметров по данным ИННК находятся в стадии разработки. Их внедрение в практику зависит не только от степени разработки, но и от возможностей аппаратуры в отношении стабильности и точности.

Рассмотрим некоторые приемы интерпретации, получившие теоретическое и экспериментальное обоснование.

Определение времени жизни тепловых нейтронов

В гл. 6 было показано, что в однородной среде угол наклона временного спектра (в полулогарифмической системе координат) меняется при возрастании длины зонда (см. рис. 6.17). При этом на умеренных временах (до 2000—2500 мксек) существует такая длина зонда, для которой наклон графика точно соответствует τ среды.

Указанная закономерность проявляется и в условиях скважины. Ее детальному теоретическому изучению посвящена работа [105]. Получены следующие результаты.

На доступных для серийной аппаратуры временах задержки (до 2500 мксек) распределение тепловых нейтронов в нестационарном поле определяется выражением типа (11.3), т. е.

зависит как от τ_2 , так и от D_2 . Угол наклона временного графика в общем случае равен

$$F(R, t) = \frac{d \ln [n(R, t)]}{dt} = -\frac{1}{\tau_2} - \frac{3}{2} \frac{1}{t + \frac{L^2}{D_2}} + \frac{R^2}{4D \left(t + \frac{L^2}{D_2}\right)^2}. \quad (11.7)$$

В формуле (11.7) второй член в правой части выражает отток нейтронов от индикатора в направлении больших R , а третий — приток нейтронов к индикатору от источника. При определенных сечениях R и t второй и третий члены равны, и тогда

$$\frac{d \ln [n(R_1 t)]}{dt} = -\frac{1}{\tau_2}. \quad (11.8)$$

Анализ зависимости (11.7) показывает, что для каждого R существует такое время t_1 , при котором выполняется равенство (11.8). Кроме того, равенство (11.8) справедливо для всех зондов при больших временах t_2 . Таким образом, имеется две точки на временной оси — t_1 и t_2 , в которых для данного R угол наклона временного графика соответствует τ_2 . Исключение составляют очень малые (нулевые) и очень большие зонды, для которых имеется только точка t_2 .

Если задаться некоторой погрешностью δ в определении τ_2 , т. е. искать величину $\frac{1}{\tau_2} (1 \pm \delta)$, то для некоторых длин зондов точки t_1 и t_2 трансформируются в единый временной интервал, простирающийся от начальной точки $t_{\text{опт}}$ до неограниченно больших времен. Такие зонды получили название оптимальных ($R_{\text{опт}}$).

Для условий однородной среды при $\delta = 0,05$ и $t_{\text{опт}} = 2000$ мксек область оптимальных зондов приходится на $R = 80 \div 90$ см в нефте- или водонасыщенном песчанике, имеющем пористость $k_p = 0,1$. При увеличении пористости до $k_p = 0,4$ $R_{\text{опт}} = 0 \div 50$ см, т. е. оптимальная область расширяется и сдвигается в направлении меньших зондов. Увеличение τ_2 приводит к расширению области оптимальных зондов и к ее некоторому смещению в сторону меньших R . Уменьшение времени задержки до $t_{\text{опт}} = 1000$ мксек несколько сужает интервал размеров оптимальных зондов. При этом определяющим остается влияние водорододержания среды.

Изложенные выше физические закономерности можно использовать для определения τ_2 по форме временного спектра тепловых нейтронов, измеренного зондом ИННК оптимальной длины.

В реальных условиях не удастся полностью исключить влияние скважины на результаты ИННК. Экспериментально обоснован следующий алгоритм определения τ_2 с учетом влияния скважины [103].

Выбрав определенную длину зонда, экспериментально устанавливают на моделях пластов, пересеченных скважинами различного диаметра и заполнения, зависимость

$$\frac{\tau_2^{\text{экс}}}{\tau_1^{\text{экс}}} = \Psi\left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right), \quad (11.9)$$

где $\tau_2^{\text{экс}}$ — время жизни тепловых нейтронов в пласте, вычисленное для данного значения $d_{\text{скв}}$ по правой части временного графика $n(t)$; $\tau_1^{\text{экс}}$ — то же для заполнителя скважины в условиях однородной безграничной среды; τ_2 и τ_1 — истинные времена жизни тепловых нейтронов в пласте и скважине.

Функция (11.9) практически не зависит от длины зонда при изменении последней в ограниченных пределах, так что зависимость (11.9) можно использовать для интерпретации материалов ИННК при переменной длине зонда R .

Искомое значение τ_2 находят по измеренному значению $\tau_2^{\text{экс}}$, зная из опыта на моделях $\tau_1^{\text{экс}}$, а также $d_{\text{скв}}$ и τ_1 .

Определение коэффициента диффузии

Нестационарное поле тепловых нейтронов для $t > 500 \div 1500$ мксек в случае слабого поглощения ($\tau_2 > \tau_1$) с ошибкой меньше 10% можно записать (с учетом влияния скважины) в следующем виде [106]:

$$n(R, t) = F(t) \frac{1}{2M_{\text{эфф}}(t)} \exp\left[-\frac{R^2}{4M_{\text{эфф}}^2(t)}\right], \quad (11.10)$$

где $M_{\text{эфф}}(t) = [L_{\text{эфф}}^2 + D_2 t]^{1/2}$ — эффективная длина миграции нейтронов; $L_{\text{эфф}}$ — эффективная длина замедления нейтронов в неоднородной среде.

Величину $M_{\text{эфф}}(t)$ можно непосредственно определить по измеренным значениям функции (11.10) на двух зондах ($R_1 < R_2$):

$$M_{\text{эфф}}^2(t) = \frac{1}{4} \frac{R_2^2 - R_1^2}{\ln \left[\frac{n(R_1, t)}{n(R_2, t)} \right]}. \quad (11.11)$$

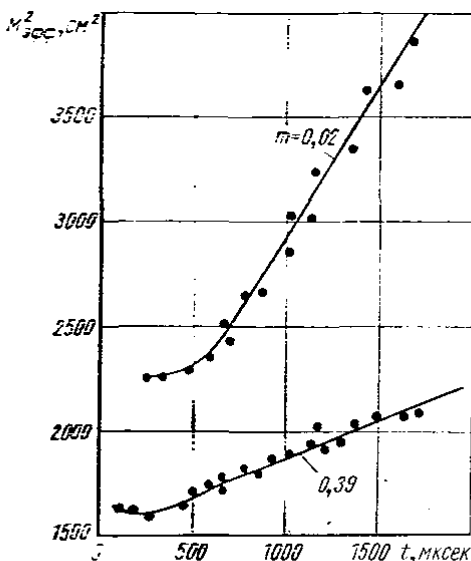
Угловой коэффициент зависимости

$$M_{\text{эфф}}^2(t) = L_{\text{эфф}}^2 + D_2 t \quad (11.12)$$

равен D_2 , отсюда вытекает следующий алгоритм определения коэффициента диффузии по данным ИННК [106].

Временная зависимость $n(t)$ измеряется на двух зондах ИИНК. Затем строится экспериментальная зависимость $M_{\text{эфф}}^2$ от t . Определяется асимптотическое по t значение тангенса угла наклона графика функции $M_{\text{эфф}}^2(t)$, которое равно искомой величине D_2 .

Результаты экспериментальной проверки предложенного алгоритма на моделях скважин приведены в работе [106]. Некоторые результаты показаны на рис. 11.6. Сравнение найденных значений D_2 с истинными показало их совпадение в пределах точности экспериментальных данных. Установлено, что алгоритм определения D_2 устойчив по отношению к изменениям диаметра скважины и ее заполнения, конструкции прибора, соотношения R_1 и R_2 , а также свойствам пласта. Но при $\tau_2 < \tau_1$ рассмотренный способ неприемлем.



Возможности комплексной интерпретации

Рис. 11.6. Экспериментальные графики функции $M_{\text{эфф}}^2(t)$ в двух пластах различной пористости ($R_1=35$ см, $R_2=80$ см, $d_{\text{св}}=197$ мм).

Как следует из анализа диффузионных свойств горных пород (см. табл. 11.1 и 11.2), коэффициент диффузии D слабо зависит от хлорсодержания и литологического состава пород и определяется в значительной степени водородсодержанием. Это создает предпосылки для определения пористости пород по величине D .

Результаты ИИНК можно использовать для оценки характера заполняющей поры жидкости. По известным τ и D , определив $k_{\text{п}}$, можно найти коэффициент нефтенасыщенности $k_{\text{н}}$ и объемное содержание нефти, так как эти величины связаны друг с другом (см. рис. 11.2). Но при этом разделение нефти и воды по величине τ возможно только в случае повышенной минерализации пластовых вод, так как времена жизни тепловых нейтронов в нефти и пресной воде слабо различаются.

Для количественной оценки нефте-водонасыщенности пластов данных ИИНК недостаточно: для однозначной интерпрета-

ции необходимо знать минерализацию пластовых вод. Эти сведения можно получить, сочетая ИИНК с другими методами исследования скважин.

Еще более трудную задачу представляет оценка газонасыщенности коллекторов. Здесь успешное решение можно найти, только сочетая ИИНК и другие геофизические методы.

Методика определения нейтронных диффузионных параметров на образцах горных пород

Для количественной интерпретации результатов ИИНК важно знать численные значения τ и D для различных горных пород и сред, заполняющих скважины. Разработан экспериментальный способ определения τ и D импульсным нейтронным методом на образцах ограниченного объема. Этот способ особенно важен при определении нейтронных диффузионных параметров неоднородных сред (слоистых, с включениями). Сущность и схема его заключается в следующем [107].

Начиная с некоторого времени t плотность тепловых нейтронов в блоке замедлителя, облученного импульсом быстрых нейтронов, изменяется по закону

$$n(t) \sim e^{-\alpha t}, \quad (11.13)$$

где α — декремент затухания, равный

$$\alpha = \frac{1}{\tau} + D\Omega - C\Omega^2. \quad (11.14)$$

Здесь Ω — геометрический параметр, зависящий от формы и размеров блока замедлителя. Например, для замедлителя в форме цилиндра

$$\Omega = \left(\frac{2,405}{r} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{h} \right)^2, \quad (11.15)$$

где $r = r_0 + 0,71l_{st}$ — экстраполированный радиус цилиндра; $h = h_0 + 0,71l_{st}$ — экстраполированная высота цилиндра.

Параметр C в формуле (11.14) характеризует диффузионные свойства среды и используется как поправка при вычислении D для неограниченной по размерам среды: $D_0 = D_\infty - C\Omega$.

В опыте определяют значения α для нескольких различных геометрических параметров Ω . Для этого на специальной установке в геометрии просвечивания измеряют нестационарный поток тепловых нейтронов, проходящий через образец горной породы (исследуют 5—6 образцов). По полученным значениям α строят зависимость $\alpha = f(\Omega)$, которую используют для вычисления τ , D и C (например, методом наименьших квадратов).

Описанным способом измерены нейтронные диффузионные параметры нефти, воды и водонасыщенного песка. Полученные результаты приведены в табл. 11.4.

Таблица 11.4

Диффузионные параметры некоторых сред

Среда	ρ , г/см ³	τ , мксек	D , см ² /сек
Нефть	0,894	214 $\pm$ 3	34 700 $\pm$ 1000
Вода (22° С)	1,0	207	35 700
Песок ($m = 0,4$)	2,06	425 $\pm$ 30	75 000 $\pm$ 3000

§ 11.5. ПРИМЕНЕНИЕ ИННК

Исследование геологического разреза скважин

Наиболее общей задачей, решение которой возможно с помощью ИННК, является расчленение геологического разреза скважин, выделение различных типов пород и определение их характеристик (пористость, водонасыщенность, глинистость и т. д.). Предпосылкой для применения ИННК при решении указанной задачи являются дифференциация различных пород по диффузионным свойствам (см. табл. 11.1) и тесная связь между пористостью и коэффициентом диффузии D .

Накоплен довольно значительный экспериментальный материал по применению ИННК в условиях осадочного разреза нефтяных и газовых месторождений Татарии, Украины, Краснодарского края и других районов [100]. Отмечается высокая дифференциация диаграмм ИННК на больших задержках ($\tau > 1000$ мксек), отражающая неоднородности минерального состава пород, колебания пористости, изменения характера заполнения пор (вода, минерализованная вода, нефть, газ). По возможностям расчленения геологического разреза и степени дифференциации ИННК превосходит стационарные нейтронные методы.

Дальнейшее повышение эффективности ИННК при решении общей задачи расчленения геологического разреза связано с разработкой более совершенных методов интерпретации, в том числе количественных, и с совместной интерпретацией результатов ИННК и других методов каротажа.

Определение водо-нефтяного контакта

Наиболее эффективные результаты получены при использовании ИННК для определения водо-нефтяного контакта (ВНК). Исходной предпосылкой применения ИННК для отбивки ВНК является высокая чувствительность импульсного метода к хлорсодержанию среды и различное содержание хлора в воде и нефти. ИННК в благоприятных условиях можно применять для определения ВНК при минерализации пластовой воды более

30—50 г/л NaCl, что превосходит возможности стационарных нейтронных методов.

Если ВНК находится в однородном пласте постоянного минералогического состава, то показания ИННК в нефтеносной (n_n) и водоносной (n_v) частях пласта будут различаться следующим образом:

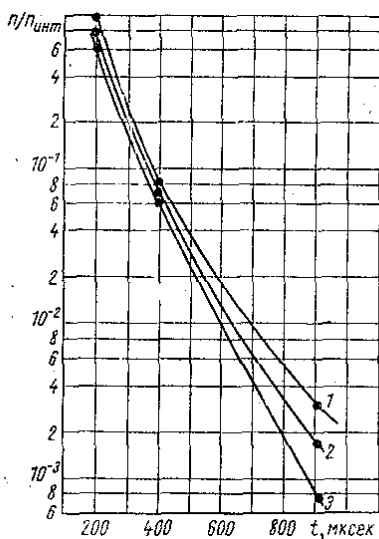


Рис. 11.7. Временной спектр тепловых нейтронов в условиях обсаженной скважины:

1 — нефтеносный песчаник; 2 — водоносный песчаник; 3 — глины.

$$\frac{n_n}{n_v} = e^{-k_n \left(\frac{1}{\tau_n} - \frac{1}{\tau_v} \right) t} \quad (11.16)$$

Следовательно, дифференциация показаний ИННК зависит от коэффициента пористости, минерализации пластовой воды, влияющей на величину τ_v , и от времени задержки t . При неизменных свойствах пласта дифференциация может быть получена сколь угодно большой за счет соответствующего выбора t , но практически она ограничена техническими возможностями измерений на больших задержках.

По результатам исследований на моделях, воспроизводящих пласт песчаника ($k_n=0,2$) в условиях обсаженной скважины при $t=1800$ мксек, получено $\frac{n_n}{n_v}=3,5$

при минерализации пластовой воды 83 г/л NaCl и $\frac{n_n}{n_v}=13$ при минерализации 200 г/л NaCl. Экспериментальные материалы, полученные на ВНК в реальных скважинных условиях, показаны на рис. 11.7 [108]. Измерения выполнены в скважине диаметром 300 мм, обсаженной колонной диаметром 150 мм. Периодичность пласта песчаника $k_n=0,2$, минерализация пластовой воды 120 г/л NaCl. Скважина заполнена морской водой, имеющей минерализацию 20 г/л. Как видно из рис. 11.7, при $t=900$ мксек показания ИННК против водоносной и нефтеносной частей песчаного пласта отличаются в 2—3 раза, а против нефтеносного песчаника и глины — в 5—6 раз. Рассчитанное время жизни для нефтеносного и водоносного песчаника и глины равно: $\tau_n=550$ мксек, $\tau_v=250$ мксек, $\tau_{гн}=180$ мксек (в глинах повышенное содержание хлора).

Определению ВНК импульсным каротажем мешает влияние литологической неоднородности пласта и разреза в целом, а также переменной пористости, проникновение жидкости из ствола скважины в пласт, приводящее к вытеснению минерал-

зованной пластовой воды, опреснение пластовых вод в результате закачки воды при законтурном и внутриконтурном заводнении пласта. Впрочем, эти же факторы неблагоприятно влияют и на другие методы определения ВНК, основанные на различиях в хлорсодержании нефти и пластовой воды. Влияние зоны проникновения меньше сказывается в обсаженных скважинах, где условия применения ИННК более благоприятные. При развитии зоны проникновения и в условиях неоднородного разреза положительные результаты дает методика многократного каротажа одного и того же интервала в процессе рассасывания зоны проникновения после обсадки скважины. Положение ВНК в этом случае определяется по относительному изменению диаграмм ИННК.

Влияние переменной пористости разреза снижается, если ее учитывать по данным ИННК_T , используя для этой цели интегральный счет ИННК.

Резервы повышения эффективности ИННК при отбивке ВНК далеко не исчерпаны. Они заключаются в использовании количественных методов определения не только τ , но и D с целью учета неоднородностей разреза, в разработке и использовании на каждом месторождении индивидуальных критериев нефтеносности и в использовании результатов других методов каротажа для комплексной интерпретации материалов ИННК с целью определения пористости, нефтенасыщенности и объемного содержания нефти в пласте.

Определение газо-жидкостного контакта

Использование ИННК для отбивки газо-нефтяного (ГНК) или газо-водяного контакта (ГВК) основано на уменьшении водородсодержания и плотности при переходе от насыщенной жидкостью части пласта к газонасыщенной. Это приводит к увеличению τ и D в газонасыщенной части пласта.

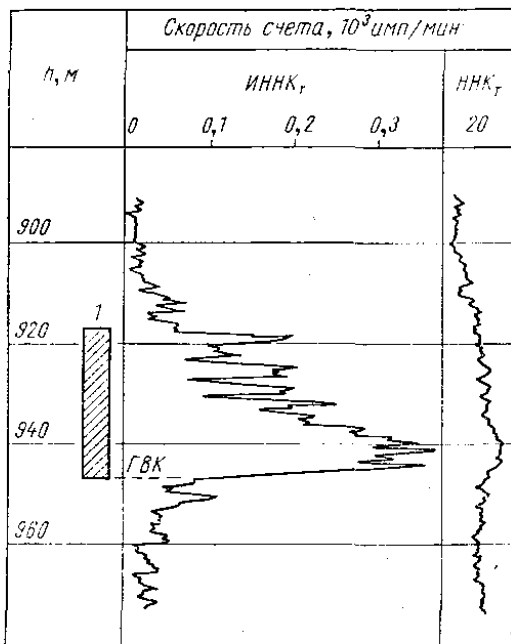


Рис. 11.8. Отбивка газо-водяного контакта по данным ИННК:

1 — газ в песчано-глинистых отложениях.

Пример определения ГВК в условиях одного из месторождений Украины показан на рис. 11.8 [109]. Газонасыщенным является песчано-глинистый пласт ($k_d=0,18\div 0,22$). Ниже залегает водонасыщенный песчаник, выше — глины. Исследования выполнены в сухой скважине диаметром 300 мм, обсаженной колонной диаметром 168 мм. На рис. 11.8 приведены диаграмма ИННК, записанная в интервале $t=1500\div 1800$ мксек, и интегральный счет (ИННК_т). Видны преимущества ИННК по сравнению со стационарным методом. Дифференциация на ГВК равна 5—10 в зависимости от условий.

Затруднения, возникающие при использовании ИННК для отбивки ГЖК, аналогичны рассмотренным выше в случае исследования ВНК. Дополнительные трудности связаны с изменением не только τ , но и D , что требует соответствующих методов измерения и интерпретации.

На величину τ существенно влияет величина пластового давления. Иногда газоносные пласты трудно отличать от плотных, низкопористых пород.

Чтобы усилить влияние τ и исключить неоднозначность ИННК при использовании методов наблюдений, не предусматривающих определение коэффициента диффузии D , рекомендуется регистрировать диаграммы ИННК при больших временах задержки ($t>1500$ мксек). При этом положение контакта будет более эффективно определяться при повышенной минерализации пластовых вод.

Показана высокая эффективность ИННК при изучении ГЖК в обсаженных скважинах [109].

Возможности ИННК на рудных месторождениях

Разработка импульсных нейтронных методов изучения рудных месторождений находится в стадии теоретического и экспериментального обоснования. Имеются единичные исследования в реальных скважинных условиях. Перспективы развития этого направления во многом зависят от создания малогабаритных скважинных генераторов нейтронов, разработка которых ведется.

Предпосылкой применения ИННК на рудных месторождениях является существенная дифференциация рудных минералов по времени жизни тепловых нейтронов (см. табл. 11.1). В табл. 11.5 (110) показаны вычисленные для средних промышленных концентраций ряда рудных элементов значения времени жизни тепловых нейтронов τ в сравнении с временем жизни во вмещающих породах. Анализ таблицы показывает, что можно выделить рудосодержащие и вмещающие породы по параметру τ . Очевидна необходимость учета пористости пород и минерализации поровых вод при оценке содержания рудного элемента в породе.

Т а б л и ц а 11.5

Зависимость τ от содержания рудного элемента, пористости породы и минерализации поровых вод

Минерал и вмещающая порода	Полезный компонент	Содержание в скелете породы, вес. %	τ , мксек		
			$\kappa_n=0$	$\kappa_n=0,2$	
			0 г/л NaCl	25 г/л NaCl	230 г/л NaCl
Ашарит в гипсе	B_2O_3	2,5	1,45	1,81	1,79
		13,7	0,29	0,36	0,36
Пиролозит в кварце	MnO_2	20	49,0	55,0	48,0
		60	10,0	12,3	11,8
Гематит в кварце	Fe_2O_3	20	214,0	197,0	121,0
		60	64,0	74,0	60,0
Киноварь в кварце	HgS	0,1	426,0	312,0	155,5
		2,0	50,2	58,0	48,6
Сподумен в кварце	LiO_2	0,4	129,0	133,0	93,0
		2,0	28,0	33,0	30,0
Лопарит в кварце	Gd	0,015	57,0	65,0	53,0
		0,06	13,0	16,0	15,2
Эвдиалит в кварце	Gd	0,18	5,38	6,65	6,5
		0,88	1,0	1,3	1,3
Хромин в кварце	Cr_2O_3	20	186,0	198,0	113,0
		60	51,8	59,5	50,0
Песчаник	SiO_2	100	1070	481	189
Известняк	$CaCO_3$	100	626	384	171
Гипс	$CaSO_4 \cdot 2H_2O$	100	348	275	146

Связь между содержанием рудного элемента и показаниями ИННК можно выразить относительным параметром:

$$\varepsilon = 1 - \frac{n}{n_0} = 1 - e^{-t \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right)} \quad (11.17)$$

где величины n_0 и τ_0 относятся к вмещающим породам, n и τ — к руде [110].

В общем случае зависимость (11.17) нелинейная, причем максимальная чувствительность имеет место при низких концентрациях рудного элемента, а затем происходит концентрационное вырождение. Из формулы (11.17) следует, что чувствительность ИННК к рудному элементу существенно зависит от времени задержки t . При малых временах t чувствительность низкая, но область линейной зависимости параметра ε от содержания простирается до высоких концентраций рудного элемента. С увеличением t растет чувствительность, но сужается интервал концентраций, в котором зависимость (11.17) близка к линейной. Например, при $t=1400$ мксек область линейности расширяется до 0—0,6% ртути и т. д.

Расчетная чувствительность ИННК к содержанию различных нейтронопоглощающих элементов характеризуется следую-

щими концентрациями, соответствующими $\varepsilon=50\%$ (при надлежащем выборе t): 0,1% ртути, 5% марганца, 7% меди, 8% железа.

ИННК опробован на Криворожском железорудном месторождении с целью выяснения его возможностей опробования руд на железо в скважинных условиях [111]. Выполнен каротаж двух скважин (диаметр 110—150 мм, в скважине пресная вода) при длине зонда ИННК $R=30$ см и оптимальной задержке $t=1000$ мксек. Полученная зависимость относительных показаний ИННК от содержания в руде железа показана на рис. 11.9. В изученном диапазоне содержаний эталонировочная зависимость при выбранных условиях измерений оказалась линейной. Чувствительность к железу характеризуется пятикратным изменением относительной скорости счета $n/n_{\text{инт}}$ при изменении содержания железа на 10%.

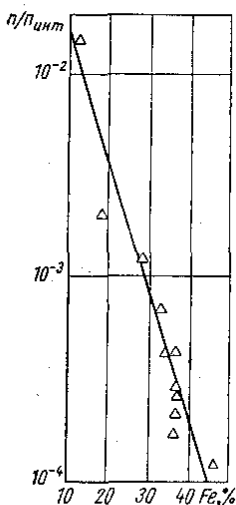


Рис. 11.9. Зависимость показаний ИННК от содержания железа в руде.

Таким образом, имеются обнадеживающие перспективы применения ИННК на рудных месторождениях. Однако необходимо преодолеть некоторые трудности. Успешное применение ИННК для опробования руд невозможно без высокостабильного генератора нейтронов, имеющего выход не ниже 10^8 нейтрон/сек и снабженного надежной регистрирующей аппаратурой. Предстоит разработать методики оценки и учета мешающих факторов, к числу которых в первую очередь относятся влияние скважины и изменчивость ядернофизических свойств разреза.

§ 11.6. ОСОБЕННОСТИ ИНГК

Сравнительная характеристика ИНГК

Импульсный ИГК по своим возможностям выделять определенные элементы по характерному спектру γ -излучения радиационного захвата тепловых нейтронов имеет много общего со стационарным ИГК. Основным отличием ИНГК и ИГК является возможность изучения не только интенсивности γ -излучения и его энергетического спектра, но и временного распределения. При этом появляются преимущества, аналогичные преимуществам ИННК: более высокая чувствительность, лучшая дифференциация, большая глубинность, принципиальная возможность определения τ . Кроме того, поскольку процессы замедления и диффузии нейтронов при использовании импульсного источника разграничены во времени, можно раздельно измерять γ -излучение радиационного захвата тепловых нейтронов, γ -излучение

неупругого рассеяния замедляющихся нейтронов и γ -излучение наведенной радиоактивности.

Временное и пространственное распределения γ -квантов при ИНГК может существенно отличаться от породившего их поля тепловых нейтронов. Это связано с тем, что γ -кванты распространяются в породе практически мгновенно, а длина их пробега может достигать 10—20 см.

γ -Поле более однородно в пространстве по сравнению с полем нейтронов, его однородный характер устанавливается быстрее, чем в случае поля тепловых нейтронов, поэтому нестационарное γ -поле в ИНГК изменяется по закону $e^{-t/\tau}$ при меньших задержках, чем поле нейтронов в ИННК. Это создает преимущество в скоростях счета и статистической точности.

Существенным преимуществом ИНГК по сравнению с ИННК является меньшее влияние скважины на нестационарное поле нейтронов [100]. Так, по экспериментальным данным, при заполнении скважины минерализованной водой скорость счета ИННК уменьшается во много раз, а скорость счета ИНГК почти не меняется. Показания ИНГК меньше зависят от коэффициента диффузии D .

Особенности аппаратуры, методики работ и интерпретации результатов ИНГК

Основной проблемой, возникающей при регистрации γ -излучения в ИНГК по сравнению с ИННК, является наличие фона, обусловленного естественной радиоактивностью пород и наведенными нейтронами искусственной радиоактивностью. В момент испускания быстрых нейтронов к этому фону добавляется γ -излучение неупругого рассеяния, но его влияние легко устраняется соответствующим выбором времени задержки t . Естественная и наведенная активности практически остаются постоянными в интервале между импульсами нейтронов, не зависят от величины задержки, поэтому их влияние особенно возрастает на больших временах, когда скорость счета ИНГК мала.

Величина фона определяется периодом T повторения импульсов и шириной Δt временного окна. Так, при использовании серийного генератора ИГН-1, имеющего частоту 400 гц ($T = 2500$ мксек), при $\Delta t = 200$ мксек время измерения равно $\Delta t/T = \frac{200}{2500} = 0,08$ части каждого периода. Это значит, что будет регистрироваться примерно одна десятая часть фона. Если частоту генератора уменьшить до 10 гц ($T = 100\,000$ мксек), сохранив высокий средний выход нейтронов, то время измерения фона уменьшится до $\Delta t/T = \frac{200}{10^5} = 0,002$ части периода, т. е. в 40 раз по сравнению с предыдущим случаем.

Другая возможность уменьшить фон заключается в использовании сцинтилляционных детекторов пороговой дискриминации на уровне 2—3 Мэв. При этом устраняются естественное γ -излучение и мягкое γ -излучение наведенной активности, но остается жесткое γ -излучение наведенной активности и, в частности, наведенной активности кислорода ($E=6$ Мэв).

Для проведения ИНГК можно использовать генератор ИГН-1, заменив детектор нейтронов газоразрядным или сцинтилляционным детектором γ -квантов. Специальная скважинная аппаратура ИНГК, разработанная для каротажа нефтяных и газовых скважин, имеет генератор нейтронов с малой частотой повторения нейтронных импульсов и сцинтилляционный детектор γ -квантов.

ИНГК успешно опробован в условиях нефтяных месторождений для отбивки ВНК через насосно-компрессорные трубки [100]. Преимуществом ИНГК в этом случае является меньшая зависимость результатов измерений от скважинных условий.

При определении времени жизни тепловых нейтронов по наклону графика временного спектра в ИНГК необходимо дополнительно учитывать энергию регистрируемого γ -излучения: наклон меняется в зависимости от энергии. Это обстоятельство, а также другие особенности ИНГК требуют разработки специальных приемов интерпретации. Использование спектрометрии γ -излучения в ИНГК требует решения проблем, аналогичных рассмотренным в НГКс. При этом использование энергетически временного спектра γ -квантов позволяет извлечь больше информации о разрезе, но требует новых методов интерпретации.

В будущем ИНГК найдет применение как на нефтяных и газовых месторождениях, так и на рудных месторождениях. Для использования его потенциальных возможностей требуется разработка как совершенной аппаратуры высокой стабильности, так и соответствующих методов интерпретации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Масленников М. В. Докл. АН СССР, 118, 2 (1958).
2. Захарченко В. Ф. «Тр. Ин-та геофизики УФАН СССР». Вып. 2, 1962, стр. 17.
3. Атлас нейтронных эффективных сечений элементов. М., Изд-во АН СССР, 1955.
4. Краткий справочник инженера-физика. М., Госатомиздат, 1961.
5. Запорожец В. М., Сулин В. В. В сб. «Прикладная геофизика». Вып. 28. М., Гостоптехиздат, 1960, стр. 116.
6. Лоповок Т. А. В сб. «Ядерная геофизика при поисках полезных ископаемых». М., Гостоптехиздат, 1960, стр. 174.
7. Гринберг А. П. Методы ускорения заряженных частиц. М., Гостехтеориздат, 1950.
8. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. Изд. 2. М., Атомиздат, 1965.
9. Дядькин И. Г. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, вып. 6, 1504 (1958).
10. Булашевич Ю. П. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 12, № 2, 155 (1948); 1, № 3, 31 (1951).

11. Кантор С. А. В сб. «Прикладная геофизика». Вып. 13. М., Гостоптехиздат, 1955, стр. 3.
12. Кожевников Д. А. «Атомная энергия», 17, № 1, 34 (1964).
13. Захарченко В. Ф. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», № 6, 847 (1961); № 10, 1357 (1962); № 10, 1522 (1963).
14. Казачек И. А. В кн «Геологическая интерпретация и методика геофизических исследований. Геофизический сборник». Вып. 7. (9), Киев, «Наукова думка», 1964, стр. 163.
15. Денисик С. А., Резванов Р. А., Лухминский Б. Е. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 1963 г. М., Гостоптехиздат, 1963, стр. 22.
16. Ахизер А., Померанчук И. Некоторые вопросы теории ядра. М., Гостехтеориздат, 1950.
17. Кожевников Д. А. В сб. «Проблемы ядерной геофизики», М., «Недра», 1964, стр. 40.
18. Ерозолиньский Б. Г., Школьников А. С. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 337.
19. Алексеев Ф. А., Одинокое В. П., Шимелевич Ю. С. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 65.
20. Власов Н. А. Нейтроны. М., Гостехтеориздат, 1955.
21. Губерман Ш. А. Теория подобия и разнометрия скважин. М., Гостоптехиздат, 1962.
22. Губерман Ш. А., Кожевников Д. А., Якубсон К. И. В сб. «Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике». Т. 2. Вена, изд. МАГАТЭ, 1966, стр. 85.
23. Кожевников Д. А. В «Тр. МИНХ и ГП». Вып. 41. М., Гостоптехиздат, 1963, стр. 54.
24. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. М., Изд-во АН СССР, 1962.
25. Золотов А. В. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 195.
26. Zuber A., Cameron J. F. Atomic Energy Review. IAEA, Vienna, 1966, p. 143.
27. Емельянов В. А. Гамма-лучи и нейтроны в полевых почвенно-мелиоративных исследованиях. М., Госатомиздат, 1962.
28. Ферронский В. И., Данилин А. И., Дубинчук В. Т., Гончаров В. С., Поляков В. А., Селецкий Ю. Б., Флексер Н. Я. Радиоизотопные методы исследования в инженерной геологии и гидрогеологии. М., Атомиздат, 1968.
29. Olgaard P. L. On the theory of the neutron method for measuring the water content of soil. Danish Atomic Energy Commission, Risø Rep., 97, Risø (1965).
30. Кожевников Д. А. В сб. «Проблемы ядерной геофизики». М., «Недра», 1964, стр. 26.
31. Кантор С. А. В сб. «Прикладная геофизика». Вып. 21. М., Госгеолтехиздат, 1958, стр. 111.
32. Касицын В. Н. «Изотопы в СССР», 7, 10 (1967).
33. Басин Я. Н., Кухаренко Н. К., Тюкаев Ю. В. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 3. М., «Недра», 1963, стр. 211.
34. Пирсон С. Дж. Справочник по интерпретации данных каротажа. Перев. с англ. Под ред. С. Г. Комарова. М., «Недра», 1966.
35. Бетехтин А. Г. Курс минералогии. М., Госгеолтехиздат, 1951.
36. Одинокое В. П., Денисик С. А., Шимелевич Ю. С. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 154.
37. Гулин Ю. А., Семенов Е. В., Семенова Т. М., Бернштейн Д. А., Куповых П. А. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 1961. М., Гостоптехиздат, 1962, стр. 3.
38. Буров Б. М., Дарвояд Г. Н., Денисик Ф. Ц., Одинокое В. П., Щербинский В. Г. В сб. «Ядерная геофизика», М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 121.

39. Кухаренко Н. К., Басин Я. Н. В сб. «Ядерная геофизика», Вып. 1961. М., Гостоптехиздат, 1961, стр. 19.
40. Губерман Ш. А., Чап С.и. В сб. «Проблемы ядерной геофизики». М., «Недра», 1964, стр. 94.
41. Баранов В. И., Барсуков В. Л., Иванова В. Ф., Христианинов В. К. Нейтронные методы поисков и анализа борного сырья. М., «Наука», 1964.
42. Фельдман И. И. Выявление и оценка содержания элементов, поглощающих нейтроны в пересеченных скважинами горных породах. Автореф. дис. М., 1966.
43. Лебедев В. Е., Резванов Р. А., Фельдман И. И., Перевалов А. В. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 3. М., «Недра», 1968, стр. 55.
44. Захарченко В. Ф. «Геофизическ. сб. Ин-т геофиз. Уральск. фил. АН СССР», № 6, 1967, стр. 3.
45. Шварцман М. М., Кошелев И. П., Холдеев О. Д. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 160.
46. Егоров Э. В., Соколов Е. А., Коммиссаржевская Г. Ф., Орлов В. Н. Там же, стр. 104.
47. Сборник результатов измерений гамма-излучения, возникающего при захвате тепловых нейтронов. Ядерные данные. М., Атомиздат, 1969.
48. Блюменцев А. М., Фельдман И. И., Недоступ Г. А., Желтиков А. Н. В кн. Radioisotope Instrum. in Industry and Geophysics, 2, IAEA, Vienna, 1966, p. 187.
49. Якубсон К. И., Недоступ Г. А. В сб. «Проблемы ядерной геофизики». М., «Недра», 1964, стр. 144.
50. Caldwell R. L. Proc. Nucl. Geoph. Conf. Sept. 24—30, 1962, Cracow (Poland). Cracow, 1962, p. 165.
51. Якубсон К. И., Эйфе К. В кн. Radioisotope Instrum. in Industry and Geophysics, 2, IAEA, Vienna, 1966, p. 159.
52. Дрынкин В. И., Крутиков М. Г., Соколов Г. В., Лейпунская Д. И., Рудых Ю. М. «Бюлл. научно-техн. информации. М-во геологии СССР. Сер. «Регион. развед. и промысл. геофиз.», № 1, 11 (1966).
53. Кантор С. А., Юдин В. А. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 3. М., «Недра», 1968, стр. 27.
54. Крутиков М. Г. Разработка элементарного анализа горных пород и руд по спектрометрии гамма-излучения радиационного захвата нейтронов. Автореф. диссерт. М., 1968.
55. Гулин Ю. А. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 201.
56. Демидов А. М. Методы исследования излучения ядер при радиационном захвате тепловых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963.
57. Блюменцев А. М., Кухаренко Н. К. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 3. М., «Недра», 1968, стр. 137.
58. Постельников А. Ф., Див Л. А., Шумятский Ю. К. «Тр. Центр. научно-исслед. горноразвед. ин-та», 58, 108 (1964).
59. Караниколо В. Ф., Короткова В. А., Блюменцев А. М., Фельдман И. И. «Разведка и охрана недр», № 2, 35 (1968).
60. Кузнецов Р. А. Активационный анализ. М., Атомиздат, 1967.
61. Блаиков Е. Б. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 170.
62. Блаиков Е. Б., Салимова Э. Г. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 1961. М., Гостоптехиздат, 1962, стр. 51.
63. Савосин С. И., Берзин А. К., Лейпунская Д. И., Сулин В. В., Шимелевич Ю. С. Тр. Всес. научно-исслед. ин-та ядерн. геофиз. и геохимии. Вып. 1. 1968, стр. 20.
64. Алексеев Ф. А., Берзин А. К., Беспалов Д. Ф., Булашевич Ю. П., Губерман Ш. А., Кожевников Д. А., Лейпунская Д. И., Савосин С. И., Сулин В. В., Суслов В. Г., Хо-

- лин А. И., Шимелевич Ю. С., Школьников А. С., Якубович А. Л. Там же, стр. 3.
65. Лейпунская Д. И., Гауэр З. Е. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 238.
 66. Глассон В. В. «Бюл. научно-техн. информации, М-во геологии СССР. Сер. «Регион. развед. и промысл. геофиз.», № 7, 3 (1967).
 67. Гутин Н. Д. Там же, стр. 6.
 68. Активационный анализ элементного состава геологических объектов. Сб. статей. Под ред. Е. М. Лобанова. Ташкент, «Фан», 1967.
 69. Активационный анализ горных пород и других объектов. Сб. статей. Под ред. А. А. Хайдарова. Ташкент, «Фан», 1967.
 70. Лобанов Е. М., Янковский А. В. Тр. Всес. ин-та ядерн. геофиз. и геохимии. Вып. 3. 1968, стр. 235.
 71. Сулин В. В. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1963, стр. 167.
 72. Сулин В. В. Тр. Всес. н.-н. ин-та ядерн. геофиз. и геохимии. Вып. 1, 1968, стр. 244.
 73. Белов В. И., Берзин А. К., Витожец Г. Ч., Сулин В. В. Там же, стр. 255.
 74. Музюкин Л. В., Сенько-Булатный И. П. В сб. «Геофиз. сб. Ин-т геофиз. Уральск. фил. АН СССР», № 6, 1967, стр. 77.
 75. Бланкова Т. Н. «Тр. Всес. н.-н ин-та ядерн. геофиз. и геохимии», вып. 1, 205 (1968).
 76. Сенько-Булатный И. Н., Бахтерев В. В. В сб. «Геофиз. сб. Ин-т геофиз. Уральск. фил. АН СССР», № 6, 1967, стр. 21.
 77. Якубсон К. И. «Тр. Моск. ин-та нефтехим. и газов. пром-сти», вып. 41, 1963, стр. 189.
 78. Бардовский В. Я., Колпаков А. В. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 3. М., Госгеолтехиздат, 1961, стр. 85.
 79. Кошелев И. П., Красноперов В. А., Шишакин О. В., Шепелев Г. И., Собачкин В. К., Камышев Б. С. В сб. «Вопросы рудной геофизики в Казахстане». № 2. Алма-Ата, 1968, стр. 270.
 80. Возжеников Г. С. Активационный анализ в рудной геофизике. М., «Недра», 1965.
 81. Шварцман М. М., Кошелев И. П. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 111.
 82. Булашевич Ю. П., Сенько-Булатный И. Н. «Тр. конф. ядерн. геофизиков 24—30 сент. 1962 Краков. Польша». Краков, 1962, стр. 201.
 83. Бланкова Т. Н. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 110.
 84. Цлав Л. З. Там же, стр. 228.
 85. Козлов А. Г. «Атомная энергия», 25, № 6, 534 (1968).
 86. Горшков Г. В. Авт. свид. № 53214 от 31 мая 1938 г.
 87. Горшков Г. В., Ионов В. Н. «Докл. АН СССР», 17, 15 (1937).
 88. Клевцов П. П. «Бюл. НТИ МГ и ОН», № 3 (20), 103 (1959).
 89. Кошелев И. П., Мухаметгалиев А. Х., Шишакин О. В., Шмонин Л. И. «Тр. Казахск. н.-н. ин-та минер. сырья». Вып. 1, 1959, стр. 113.
 90. Brownell G. M. Econ. Geol., 54, 1103 (1959).
 91. Справочник по ядерной геофизике. Перев. с англ. Под ред. Л. А. Арцимовича. М., Физматгиз, 1963.
 92. Межиборская Х. Б. Фотонейтронный метод определения бериллия. М., Госатомиздат, 1961.
 93. Сенько А. К., Суворов А. Д., Бак М. А., Егоров Э. В., Поляков Б. И., Потехин В. К. Временное руководство по фотонейтронному методу определения бериллия в рудных порошковых пробах. М., Госгеолтехиздат, 1963.
 94. Горшков Г. В., Зябкин В. А., Ляtkовская Н. М., Цветков О. С. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. М., Атомиздат, 1966.

95. Камышев Б. С., Сальцевич В. Б., Суворов А. Д. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 29. Л., «Недра», 1966, стр. 88.
96. Горев А. В., Суворов А. Д., Баранов А. И. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 123.
97. Поляков Б. И., Егоров Э. В., Баранов А. И., Потехин В. К. Там же, стр. 166.
98. Горев А. В., Крицук Г. С., Назаров С. С. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 38. Л., «Недра», 1968, стр. 78.
99. Алексеев В. В., Никонов А. И. В сб. «Геофизическая аппаратура». Вып. 36. Л., «Недра», 1968, стр. 16.
100. Сребродольский Д. М., Шимелевич Ю. С. В сб. «Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования)». М., Изд. ОНТИ ВНИИЯГГ, 1968, стр. 5.
101. Кантор С. А. В сб. «Ядерная геофизика», Вып. 1963 г. М., Гостоптехиздат, 1963, стр. 126.
102. Поляченко А. Л., Кантор С. А. Там же, стр. 80.
103. Буров Б. М., Новгородов В. А., Одинокоев В. П. В сб. «Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования)». М., Изд. ОНТИ ВНИИЯГГ, 1968, стр. 63.
104. Алексеев Ф. А., Беспалов Д. Ф., Горбунов Г. В., Сребродольский Д. М. В кн. «Radioisotope Instrum. in Industry and Geophysics», 2, IAEA, Vienna, 1966, p. 119.
105. Школьников А. С., Кантор С. А. В сб. «Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования)». М., Изд. ОНТИ ВНИИЯГГ, 1968, стр. 55.
106. Поляченко А. Л., Спасский А. В. Там же, стр. 43.
107. Антонов А. В., Гранаткин Б. В., Меркульев Ю. А., Миллер В. В., Шимелевич Ю. С. Там же, стр. 112.
108. Беспалов Д. Ф., Одинокоев В. П. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 1961 г. М., Гостоптехиздат, 1962, стр. 32.
109. Белый Г. П., Потушанский А. А., Трум А. Д. «Тр. Всес. научно-исслед. ин-та ядерной геофизики и геохимии», вып. 1, 1968, стр. 165.
110. Блюменцев А. М., Кедров А. И., Спасский А. Б., Фельдман И. И. В сб. «Импульсный нейтронный каротаж (вопросы методики исследования)». М., Изд. ОНТИ ВНИИЯГГ, 1968, стр. 171.
111. Блюменцев А. М., Фельдман И. И. Там же, стр. 158.

Раздел III

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ ПРИ РАЗВЕДКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

Успешное применение каждого из рассмотренных методов ядерной геофизики определяется конкретными условиями месторождения и тем, насколько полно учтены особенности руд, геометрические факторы, помехи. В зависимости от условий могут изменяться как методика работ, так и способы интерпретации результатов, поэтому анализ применения того или иного метода на месторождении представляет самостоятельный интерес.

В большинстве случаев один ядерногеофизический метод не решает полностью геологоразведочную задачу, поэтому важное значение имеет сочетание нескольких методов, дополняющих друг друга и обеспечивающих наиболее полное извлечение полезной информации при минимальном уровне помех. В настоящем разделе комплексному применению различных ядерногеофизических методов, а также ядерногеофизических и других методов исследования уделяется много внимания.

Применение методов ядерной геофизики на месторождениях различных типов рассматривается прежде всего на фактическом материале, полученном при производственных и опытно-производственных работах. Отмечаемые при этом недостатки и рекомендации по их устранению указывают направление дальнейшего развития и совершенствования ядерногеофизических исследований. В заключение раздела рассматриваются вопросы экономической эффективности ядерногеофизических методов.

ГЛАВА 12. РУДНЫЕ МЕСТОРОЖДЕНИЯ

§ 12.1. СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЯДЕРНОГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ НА РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЯХ

Почти все руды по своим ядернофизическим свойствам отличаются от вмещающих пород, поэтому могут быть объектом применения методов ядерной геофизики. Намечается несколько направлений использования ядерной геофизики при разведке рудных месторождений: первое направление — бескерновое изу-

чение скважин с целью расчленения геологического разреза, определения плотности и влажности руд, второе — выделение и опробование руд в скважинах и на стенках горных выработок, третье — экспрессный элементный анализ порошковых проб и отбитой рудной массы, четвертое — использование ядерногеофизических методов при геохимических поисках рудных месторождений по их ореолам рассеяния.

Масштабы применения ядерногеофизических методов при поисках и разведке рудных месторождений пока весьма скромные и далеко не соответствуют имеющимся возможностям. В настоящее время на большинстве месторождений применяется ГК, меньше — ГК-П; все более широкое применение находит ГГМ-С на железорудных месторождениях и месторождениях свинца, ртути, вольфрама, сурьмы; активационный каротаж (АК) применяется на месторождениях меди, марганца, алюминия, флюорита; нейтронные методы используют на месторождениях бора, редких земель, марганца и лития, фотонейтронный метод — на месторождениях бериллия.

Выполнены успешные опытно-методические работы по применению РСМ на месторождениях свинца, бария, вольфрама, висмута, олова, сурьмы и молибдена. Начато внедрение ЯГР на месторождениях олова. В опытно-производственных масштабах опробована и в настоящее время внедряется методика абсолютных определений плотности руд по данным ГК-П. Принципно решена задача выделения и опробования руд никеля, железа и хрома в скважинах по (ρ, γ) -излучению. Разработан и успешно испытан в производственных условиях непрерывный активационный каротаж на фтор (месторождения флюорита, фосфоритов). Успешно разрабатываются методы лабораторного активационного анализа на ряд элементов.

Важнейшей задачей дальнейшего развития ядерной геофизики на рудных месторождениях является усовершенствование существующих и разработка новых методик и способов количественного определения содержания полезных компонентов в рудах, а также плотности, пористости и влажности руд.

Рассмотрим несколько типов месторождений, на которых методы ядерной геофизики применяются наиболее успешно.

§ 12.2. МЕСТОРОЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Месторождения свинца

Основной тип свинцовых руд — полиметаллические свинцово-цинковые. Эффективный атомный номер руды зависит от содержания свинца, которое обычно меняется от долей процента до 10—20%. Цинк, присутствующий в рудах в количествах до 10—20%, часто корреляционно связан с содержанием свинца и обычно не влияет заметным образом на $Z_{эфф}$ руды. Руды отличаются повышенной плотностью (3,0—4,5 г/см³) и низким электрическим сопротивлением.

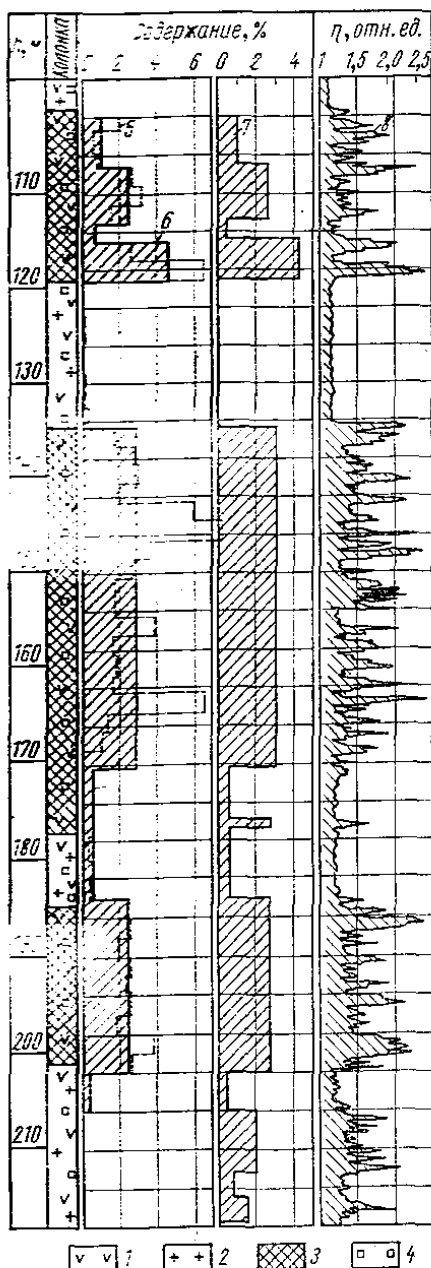
При поисках и разведке полиметаллических месторождений применяют комплекс каротажных методов, в число которых входят одна-две разновидности электрического каротажа, ГК и ГГК (1). Задача каротажа — расчленение геологического разреза, выделение руд и определение их мощности. Эффективность радиоактивного каротажа при решении этой ограниченной задачи высокая.

С 1957 г. на свинцовых месторождениях Средней Азии применяется ГГК-С, с помощью которого выделяют рудные интервалы в скважинах, уточняют мощность рудных тел и ориентировочно оценивают содержание в рудах свинца. Каротаж выполняют аппаратурой на газоразрядных счетчиках (станция КРТ), длина зонда равна 20—85 см; источник Se^{75} активностью 2—5 мкюри [2]. Порог чувствительности равен 0,2% свинца, что достаточно для целей опробования, но применение ГГК-С затрудняется высоким уровнем помех — кавернозностью стенок скважин, переменной плотностью руд, присутствием бария, имеющего большой номер, и железа (в зонах пиритизации).

С 1962—1963 гг. на свинцовых месторождениях Центрального Казахстана в опытно-производственных масштабах применяется РРК, позволяющий выделять свинцовые

Рис. 12.1. Сравнение результатов РРК и химического опробования керна на свинец:

1 — кварцево-серицитовая порода; 2 — рудная минерализация; 3 — основная зона; 4 — пиритизация; 5 — результаты анализа керна по интервалам опробования; 6 — усредненные результаты опробования керна; 7 — содержание свинца по РРК; 8 — диаграмма РРК (спектральное отношение η), полученная с источником Se^{75} .



руды при наличии баритового оруденения и оценивать содержание свинца в руде с точностью $\pm 20\%$ при пороге чувствительности 0,2—0,3% свинца [3]. Пример диаграммы РСК и результаты ее интерпретации показаны на рис. 12.1 [3]. Промышленное применение РРК станет возможным в ближайшее время после выпуска серийной каротажной аппаратуры РРК, разработка которой завершена.

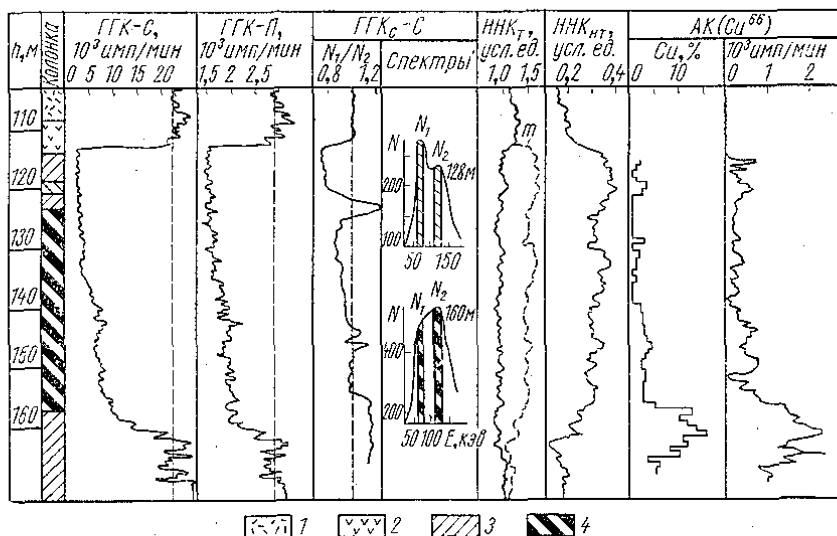


Рис. 12.2. Результаты комплексного каротажа на полиметаллических месторождениях Алтая:

1 — кварцевые порфиры; 2 — кислые эффузивы; 3 — вкрапленные руды; 4 — сплошные руды.

Разработана и внедряется методика комплексного изучения полиметаллических месторождений Рудного Алтая [4]. Особенностью алтайских месторождений является сложный характер руд, в состав которых кроме свинца (1,5—6%) и цинка (3—20%) входит медь (2—5%). В рудах медно-цинкового типа содержится от 3—6 до 25% меди при содержании свинца до 0,5% и цинка до 6%. По текстурному признаку руды делятся на сплошные и вкрапленные. Кроме того, различают неизмененные сульфидные руды, окисленные и смешанные. В качестве примеси в рудах содержится кадмий, концентрация которого коррелируется с содержанием цинка. В разрезе встречаются баритовые руды и повышенное содержание железа.

На месторождениях Алтая применили спектрометрический вариант ГГК-С, ГГК-П, ННК_т, ННК_{нт} и АК_с. При этом с помощью каротажа выделяли в разрезах скважин руды и разделяли их по типам (сплошные, вкрапленные, окисленные), определяли строение и мощности рудных тел, отделяли руды от зон

чистой пиритизации и баритизации, а также определяли с достаточной для практики точностью (10—20 отн. %) содержание в рудах свинца (по данным ГГК_{с-С}), меди (АК_с по Cu^{66} и Cu^{64}) и в благоприятных условиях — цинка (по корреляционной связи с кадмием, содержание которого оценивали по данным ННК_т и ННК_{ит}). Следует отметить, что сочетание нескольких методов улучшило эффективность каждого метода в отдельности. Так, применение ННК позволило внести поправки в данные АК_с на влажность руд и наличие нейтронпоглощающих элементов. Влияние плотности можно учесть по данным ГГК-П. Пример применения ядерного геофизических методов каротажа на одном из месторождений Рудного Алтая показан на рис. 12.2 [4].

Рациональный комплекс каротажных методов при поисках и разведке других типов полиметаллических свинцовых месторождений еще не разработан. В него, вероятно, войдут ГГК-С, РРК и один-два вспомогательных метода. Необходимо внедрить помехоустойчивые зонды ГГК-С и провести большую работу по выяснению влияния структуры руд и скважинных условий на определение содержания свинца и других элементов.

В более широких масштабах методы ядерной геофизики применяют при эксплуатации полиметаллических свинцовых месторождений. Для выделения и оценки руды в скважинах, пробуренных из горных выработок, в шпурах, на стенках горных выработок и в навале применяют ГГМ-С (опробование отбитой рудной массы) [5].

С помощью ГГМ-С при разработке свинцовых месторождений проводят опробование отбойных скважин с целью оконтуривания рудных тел и уменьшения разубоживания руды при отпалке, контрольное и товарное опробование отбитой руды в навале, вагонетках и других емкостях, экспрессный анализ порошковых лабораторных проб и т. д. На рис. 12.3 показан результат уточнения контура отпалки по результатам ГГК-С подземных короткометражных скважин на одном из свинцовоцинковых рудников Приморья [6].

Промышленное внедрение ГГМ-С на свинцовых полиметаллических рудниках в 1961—1964 гг. базировалось на использо-

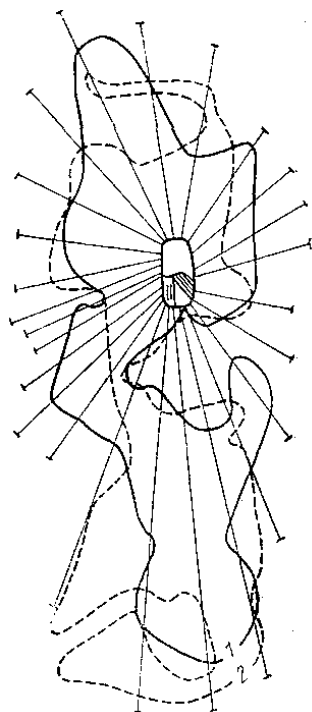


Рис. 12.3. Контуры рудного тела на свинцовоцинковом месторождении, прослеженные по отбойным скважинам: 1 — по ГГК-С; 2 — по геологической документации.

вании серийных интегральных радиометров (СРП-2, УР-4М). Применяли заинверсионные зонды, показания которых существенно зависят от неровностей опробуемой поверхности и переменной плотности руд. Кроме того, ГГМ-С неэффективен при разделении свинца, бария, сурьмы и других тяжелых элементов в сложных рудах.

В настоящее время в условиях действующих рудников испытаны помехоустойчивые инверсионные зонды ГГМ-С и создана специальная аппаратура (интегральный сцинтилляционный радиометр РСР-2) для каротажа подземных скважин, опробования стенок выработок и анализа проб. Внедрение более совершенной методики и техники ГГМ-С является задачей ближайшего будущего.

Успешно опробован РСМ для каротажа подземных скважин и опробования стенок выработок на ряде свинцовых месторождений [7]. Его внедрение для изучения сложных руд ожидается в ближайшее время после выпуска серийного радиометра РСМ для работы в подземных горных выработках.

Месторождения ртути

Возможности ядерногеофизической разведки и ее внедрение при разведке и разработке месторождений ртути примерно такие же, как на месторождениях свинца и других тяжелых элементов. Особенность состоит в том, что ртуть имеет высокое сечение поглощения тепловых нейтронов (380 барн), поэтому для выделения и опробования ртутных руд кроме ГГМ-С и РСМ применяют нейтрон-нейтронный метод (ННМ).

Таблица 12.1

Результаты опробования сурьмяно-ртутных руд в шпурах комплексным методом [8]

Номер опыта	Число шпуров в забое	Среднее содержание ртути на забой, %				Относительное расхождение между комплексным и химическим анализами, %
		ГГК-С	ННК	комплексный метод	химический анализ отбитой рудной массы	
1	18	0,40	0,19	0,13	0,18	-27,8
2	18	0,77	0,39	0,29	0,30	-3,3
3	40	0,65	0,38	0,30	0,28	+7,1
4	20	0,38	0,33	0,32	0,30	+6,7
5	29	0,52	0,35	0,30	0,28	+7,1
6	29	0,39	0,28	0,25	0,24	-7,4
7	18	0,07	0,18	0,18	0,24	-25,0
Среднее		0,48	0,31	0,26	0,27	-4,0

Разработана эффективная методика опробования сложных ртутных руд, содержащих барий и сурьму, путем комплексирования ГГК-С и ННК [8]. Совместная количественная интерпретация двух методов позволяет определять содержание ртути с высокой точностью, в то время как каждый метод в отдельности эту задачу не решает (табл. 12.1).

Комплексный метод опробования руд ртути испытан в сухих подземных скважинах [9]. Его применение в скважинах, пробуренных с поверхности, находится в стадии исследования.

Месторождения сурьмы

Сурьма относится к тяжелым элементам ($Z=51$), поэтому для выделения и опробования сурьмяных руд используют ГГМ-С и РСМ.

Внедрение ГГМ-С в его простейшем виде на одном из крупнейших сурьмяных рудников Кадамджай (Средняя Азия) осуществлено в 1960 г., когда шламовое опробование разведочных скважин было заменено ГГК-С и ГК. В дальнейшем ГГМ-С применили для опробования горных выработок и отбитой горной массы. Ядерные методы опробования стали основными на руднике (10). Благоприятными факторами для применения методов ядерной геофизики на месторождении Кадамджай являются мономинеральный характер оруденения и четкая дифференциация горных пород по естественной радиоактивности и плотности.

В настоящее время методика ГГК-С сурьмяных руд усовершенствована в результате применения инверсионных зондов. Для выделения и оценки содержания сурьмы в сложных рудах, в частности в ртутно-сурьмяных, разработана методика РСМ [11]. Точность определения содержания сурьмы в подземных скважинах равна $\pm(15 \div 20) \%$ при пороге чувствительности 0,2—0,3% сурьмы.

В табл. 12.2 сравниваются результаты опробования сложных сурьмяных руд шламовым методом и РРК [12]. Скважины подземного бурения, по которым выполнено сравнение, пересекают руды различных типов: собственно сурьмяные (антимонит, кварц), полиметаллически-сурьмяные (пирит, сфалерит, сульфoантимонаты свинца, антимонит, кварц, кальцит) и сурьмяно-баритовые (антимонит, кальцит, барит, кварц). Анализ таблицы показывает, что результаты геологического и ядерно-геофизического опробования в целом по рудному блоку (суммарная мощность рудных тел, среднее содержание сурьмы и линейные запасы) сходятся с точностью около 10 отн. %. Значительные расхождения наблюдаются в оценке рудной зоны по отдельным скважинам, что обусловлено, с одной стороны, неравномерным характером оруденения, а с другой — неточностями шламового метода.

Сравнение геологического и ядерного геофизического методов опробования сурьмяных руд

Шламовый метод				РСК			
интервал, м	мощность, м	содержание сурьмы, %	линейные запасы, м·%	интервал, м	мощность, м	содержание сурьмы, %	линейные запасы, м·%
0—2	2,0	10,17	20,34	0—1,7	1,7	5,75	9,79
1—11	10,0	6,50	65,00	2,3—11,0	8,7	5,80	50,46
1—10	9,0	2,50	22,50	1,2—13,1	11,9	1,00	11,90
1—4	3,0	2,79	8,37	0—3,3	3,3	4,25	14,02
0—5	5,0	3,07	15,35	0—4,8	4,8	2,00	9,60
0—2	2,0	21,17	42,34	0—1,3	1,3	17,60	22,88
8—11	3,0	2,08	6,24	8,3—10,4	2,1	2,80	5,88
6—10	4,0	7,96	31,84	4,0—9,8	5,8	7,20	41,76
0—2	2,0	9,84	19,68	0,7—1,6	0,9	17,70	15,93
3—10	7,0	5,76	40,32	3,4—9,4	6,0	8,00	48,00
2—5	3,0	2,58	7,74	2,8—7,0	4,2	3,70	15,54
0—4	4,0	1,14	4,56	0,6—3,6	3,0	3,10	9,30
7—12	5,0	3,23	16,15	5,0—10,3	5,3	1,50	7,95
2—4	2,0	5,47	10,94	1,6—3,5	1,9	9,50	18,05
1—3	2,0	6,50	13,00	1,7—2,6	0,9	17,90	16,41
2—6	4,0	3,06	12,24	1,4—4,8	3,4	3,60	12,24
2—7	3,0	2,53	7,59	4,9—6,5	1,6	4,70	7,52
8—15	7,0	6,76	47,32	5,2—10,6	5,4	8,10	43,74
1—2	1,0	2,44	2,44	1,8—4,0	2,2	1,60	3,52
5—7	2,0	2,42	4,84	4,9—6,5	1,6	3,60	5,76
0—5	5,0	3,92	19,60	0—4,3	4,3	2,30	9,90
6—11	5,0	13,08	65,40	2,5—11,3	8,8	10,00	88,0
1—6	5,0	7,75	38,70	0,9—3,9	3,0	4,30	12,90
Сумма	95,0		522,50		92,1		478,76
Среднее		5,50				5,20	

Применение методов ядерной геофизики при каротаже разведочных скважин на сурьмяных месторождениях такое же, как на полиметаллических свинцовых месторождениях. Основное затруднение состоит в том, что приходится регистрировать мягкое γ - и рентгеновское излучения (20—100 кэв) в скважинах, заполненных буровым раствором, при наличии каверн и глинистой корки.

§ 12.3. МЕСТОРОЖДЕНИЯ ЖЕЛЕЗА И ДРУГИХ ЧЕРНЫХ МЕТАЛЛОВ

Ядерного геофизические методы применяются прежде всего на месторождениях железа, марганца и хрома: этот метод начинают использовать на месторождениях титана. Для всех перечисленных месторождений группы черных металлов харак-

терны умеренные, но отличающиеся от породной основы атомные номера рудных элементов и высокие содержания (десятки процентов) полезного компонента в руде. Поэтому для выделения и анализа руд можно использовать как эффективный атомный номер и плотность, так и индивидуальные ядернофизические свойства элементов.

Свойства железных руд и возможности ядерногеофизических методов

По условиям применения геофизических методов месторождения железа можно разделить на три основных типа:

первый тип — месторождения магнитных руд, имеющих малую пористость, для которых наблюдается корреляционная зависимость между содержанием железа и плотностью. Это магнетитовые и титано-магнетитовые руды (некоторые месторождения Урала, Казахстана и др.). Их плотность изменяется от 3,0 до 4,5 г/см³, промышленное содержание железа равно 30—60 %;

второй тип — сидеритовые и гидрогетитовые месторождения немагнитных или слабомагнитных руд железа (Бакальское, Керченское и др.). Руды не выделяются по плотности, имеют повышенную и одновременно переменную пористость и отличаются от вмещающих пород по $Z_{эфф}$ благодаря высокому содержанию железа (30—40 %);

третий тип — гематито-магнетитовые месторождения (Криворожское и др.), руды которых представлены магнитными и слабомагнитными разностями, имеют переменную пористость и незакономерно изменяющуюся плотность. Наиболее богатые мертиитовые руды (55—65% железа) не выделяются по плотности и магнитным свойствам и отличаются только повышенным значением $Z_{эфф}$.

Железо помимо более высокого, чем породообразующие элементы, атомного номера имеет несколько повышенное сечение захвата тепловых нейтронов и характерный (n , γ)-спектр, поэтому выделение железных руд всех типов возможно с помощью нейтронных методов.

Выделение магнитных руд железа в скважинах на месторождениях первого и третьего типов наиболее эффективно производят методами магнитного каротажа (МК). Выделение немагнитных и слабомагнитных руд и определение содержания железа в рудах всех типов выполняют с помощью ГГМ-С. Нейтронные методы на месторождениях железа не получили распространения. Перспективно применение ГГМ-П как для определения плотности руд с целью подсчета запасов, так и для выделения руд в скважинах в тех случаях, когда руды отличаются повышенной плотностью.

Каротаж при разведке железорудных месторождений

Рассмотрим два примера промышленного применения методов ядерной геофизики — на Бакальском сидеритовом месторождении (второй тип) и на Оленегорском магнетито-гематитовом месторождении (первый тип).

Сидеритовые руды Бакальского месторождения залегают в доломитах и не отличаются от последних по внешнему виду. Для сокращения интервалов кернового опробования и перехода на бескерновое бурение надрудной толщи необходимо применять каротаж с целью расчленения геологического разреза и выделения рудных тел. Задача опробования руд в скважинах и замены кернового опробования каротажем пока не решена.

Основным методом каротажа на Бакальском месторождении является ГГК-С. Его применяют с 1958 г. для выделения в разрезе рудных тел, определения их границ и прослоев пород в рудном пласте [2]. С помощью корреляционной зависимости между рассеянным γ -излучением и содержанием железа по диаграммам ГГК-С ориентировочно определяют содержание железа в рудах (рис. 12.4).

Кроме ГГК-С на Бакальском месторождении применяют ГК, КС и кавернометрию. Метод ГК служит для расчленения геологического разреза: по естественной γ -активности существенно отличаются карбонатные породы, в том числе сидериты и кварциты (3—5 мкр/ч) и сланцы (25—30 мкр/ч). Более детальное расчленение карбонатных пород выполняют по диаграммам КС.

На Оленегорском железорудном месторождении высокой эффективностью отличаются комплекс магнитного каротажа (МК) и ГГК (работы В. А. Мейера, Ленинградский государственный университет).

Между магнитными свойствами и содержанием магнетита в рудах Оленегорского месторождения установлена достаточно тесная корреляционная связь. Используя ее, выполняют количественную интерпретацию диаграммам МК, ГГК применяют в интегральной модификации с источником Cs^{137} при длине зонда 15 см (заинверсионный зонд). Закономерная связь между плотностью, $Z_{\text{эфф}}$ и содержанием железа, слабая каверзность стенок скважины создают благоприятные условия для определения содержания железа по диаграммам ГГК. Совместная интерпретация результатов МК и ГГК позволяет определять содержание железа и соотношение между магнетитом и гематитом, т. е. основные характеристики руды.

Следует отметить, что большие перспективы при каротаже скважин на железорудных месторождениях имеет сопряженный ГГК. С его помощью, как было показано (см. гл. 3), одновре-

менно определяют эффективный атомный номер и плотность — параметры, дающие достаточно полную характеристику железных руд. При этом на таких месторождениях, как Криворож-

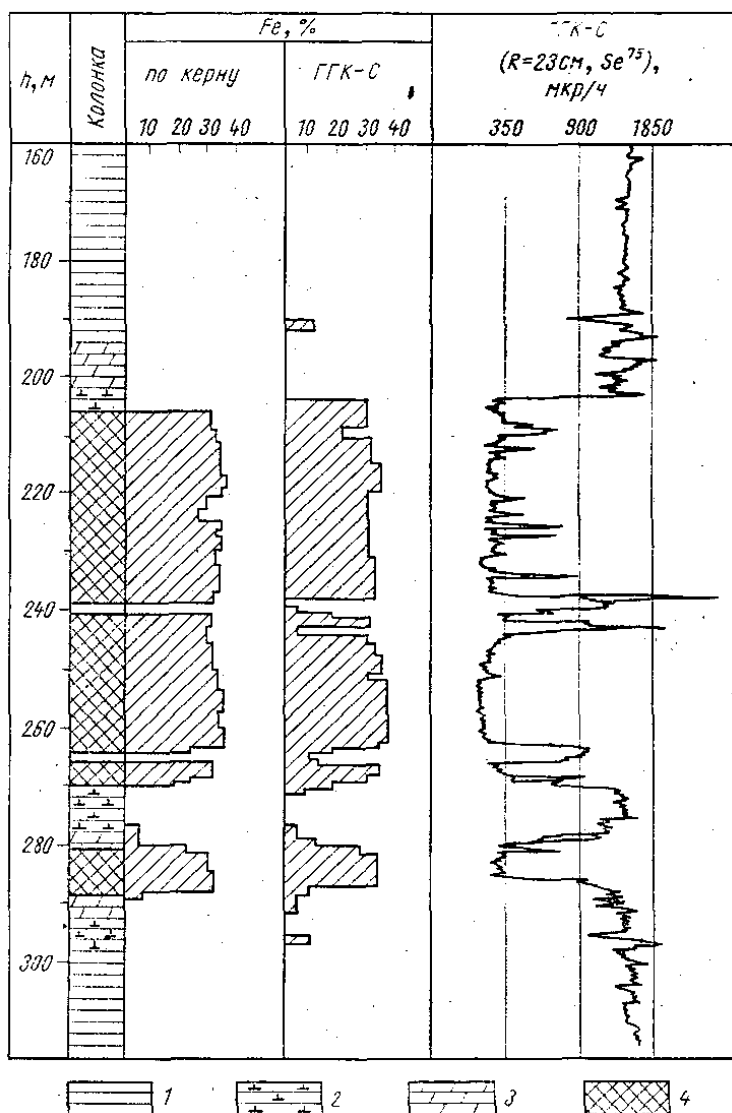


Рис. 12.4. Диаграмма ГГК-С и результаты ее интерпретации на Бакальском железорудном месторождении:

1 — сланцы песчано-углисто-глинистые; 2 — сланцы доломито-углисто-глинистые; 3 — доломиты; 4 — сидериты.

ское, устраняется мешающее влияние переменной пористости и плотности на результаты опробования руд в скважинах по $Z_{эфф}$.

На Криворожском месторождении в 1963—1964 гг. разработан и успешно применен для опробования руд усовершенствованный вариант ГГМ-С с инверсионными зондами [13]. В настоящее время выпущена серийная аппаратура (радиометры РСР-2), позволившая начать промышленное внедрение метода.

При эксплуатации Криворожских рудников выполняется большой объем опробования керна короткометражных скважин, пробуренных из подземных горных выработок, бороздового опробования стенок горных выработок и выполняется значительный объем анализов порошковых проб на общее железо. Большие затруднения встречаются при опробовании рыхлых и трещиноватых богатых руд в скважинах в связи с низким выходом керна по рудным интервалам и при опробовании плотных руд на стенках выработок из-за значительных усилий, затрачиваемых на отбойку бороздовых проб.

Применение во всех перечисленных случаях ГГМ-С ускорило получение результатов опробования и анализа и обеспечило значительный экономический эффект за счет снижения затрат на опробование и анализы. В настоящее время около половины объема геологического опробования заменяется геофизическим. Частичное сохранение геологического опробования необходимо как для контроля ГГМ-С, так и для анализа руд на некоторые сопутствующие элементы.

ГГК-С подземных скважин выполняют точечным способом с помощью переносного комплекта аппаратуры со стрелочным индикатором скорости счета. В сухих скважинах применяют инверсионный зонд симметричного типа (4 π -зонд) с двумя источниками Tm^{170} . В скважинах, заполненных водой, необходимо использовать инверсионный зонд прижимного типа (2 π -зонд) и более жесткое γ -излучение (источник Se^{75}). Стенки горных выработок опробуют приставным 2 π -зондом с двумя источниками Tm^{170} . Этот же источник используют при анализе порошковых проб.

Благодаря сравнительно простому и мало меняющемуся составу криворожских руд эталонировочные зависимости ГГМ-С получаются устойчивыми в пределах больших участков месторождения. При нелинейном характере эталонировочного графика обнаруживается влияние полосчатой структуры руд, что необходимо дополнительно учитывать.

Графики ГГК-С и опробования стенок скважин получаются сильно изрезанными, что объясняется как неравномерностью оруденения, так и случайными погрешностями измерений в отдельных точках (рис. 12.5) [13]. Оценка содержания железа в трех-пятиметровых интервалах благодаря статистическому

осреднению выполняется с высокой точностью (около $\pm 1,0$ — $2,0$ отн. %). В табл. 12.3 сопоставлены результаты ГГК-С сухих скважин и опробования керна, полученные без введения поправки на структуру руды [14].

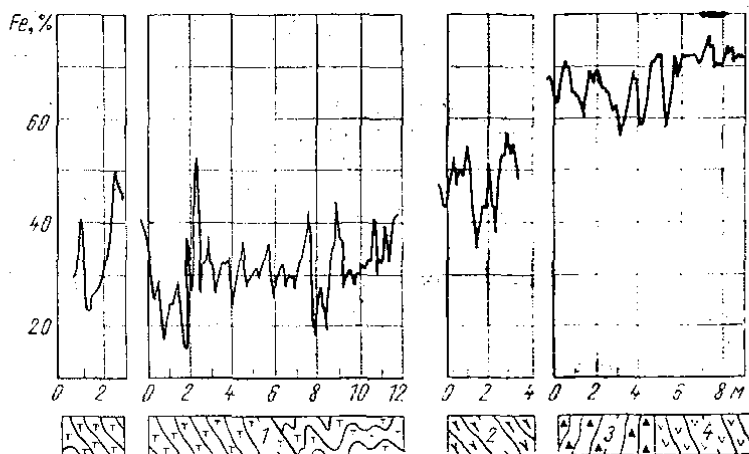


Рис. 12.5. Результаты опробования стенок горных выработок двойным инверсионным зондом ГГМ-С на Криворожском месторождении:

1 — кварцит мартито-красковый; 2 — джеспилит мартитовый; 3 — руда красковая; 4 — руда мартитовая.

Анализ проб руды на общее железо ГГМ-С выполняется при навеске 300—400 г и крупности зерен 3—5 мм. Точность ана-

Таблица 12.3

Результаты ГГК-С на Криворожском месторождении

Номер скважины	Мощность рудного интервала, м		Содержание железа, %	
	ГГК-С	по керну	ГГК-С	по керну
452	11,6	13,1	55	56
656	8,8	13,0	64	63
270a	4,9	5,3	60	58
702	4,3	5,1	51	55
697	1,5	2,0	60	61
686	0,9	2,0	64	63
652	15,6	14,6	56	56
651	1,5	1,5	55	50
645	12,7	11,6	47	52
592	18,0	21,1	50	57
Среднее	8,07	8,93	54,0	55,5

лизов высокая (она определяется в основном постоянством химического состава руды и соответствием между составом проб и эталонов). Мешающими факторами являются повышенные содержания в отдельных пробах кальция и марганца. Статистическое сопоставление результатов ГГМ-С и химического анализа проб показало, что в 70% случаев расхождение не превышает 1%, расхождение более чем на 2% встретилось в 6% случаев [15].

Производительность ГГМ-С при опробовании в условиях криворожских рудников за шестичасовой рабочий день составляет 150—200 *пог. м* стенок горных выработок (бригада из трех человек), 300—400 точек в скважинах (бригада из двух человек), 150—200 анализов порошковых проб (один оператор).

Имеется небольшой положительный опыт проведения ГГК-С скважин, пробуренных с поверхности, в условиях Криворожского месторождения [16]. Каротаж выполнен инверсионным прижимным зондом с одним источником Se^{75} . Среднеквадратическая погрешность в определении содержания железа составила $\pm(2-3)\%$. Переменная по толщине глинистая корка и кавернозность стенок ухудшают результаты, но все же позволяют ориентировочно оценить содержание железа. Более перспективен при решении этой задачи сопряженный ГГК.

В целом ядерногеофизические методы стали основными в эксплуатационном опробовании руд на Криворожских рудниках. Их все чаще применяют для контроля за качеством добытых руд и процессами отпалки и выпуска руды из магазинов. Высокая экспрессность анализа на железо является предпосылкой для успешного решения ряда важных технологических вопросов.

Месторождения хрома

Наибольшее промышленное значение имеют месторождения хромита (FeCr_2O_4), представленные линзообразными и жиллообразными телами вкрапленных и сплошных руд в ультраосновных породах (перидотитах, дунитах и их измененных разновидностях — серпентинитах, тальково-карбонатных породах). По ядернофизическим свойствам руды хромитовых месторождений близки к рудам железа: они имеют повышенную плотность и эффективный атомный номер, а также аномальные нейтронные свойства.

Рассмотрим применение ядерногеофизических методов на примере одного из хромитовых месторождений в Казахстане [17].

Сплошные (55—63% Cr_2O_3) и вкрапленные (45—55% Cr_2O_3) руды залегают в серпентинитах, дунитах и перидотитах. Плотность густовкрапленных и сплошных руд равна 3,9—

4,4 г/см³, редковкрапленные руды имеют среднюю плотность 3,2 г/см³. Встречаются выветрелые разности руд с высоким содержанием Cr₂O₃, но сравнительно низкой плотностью. Плотность пород колеблется от 2,4—2,5 г/см³ (серпентиниты) до 2,9—3,2 (дуниты, перидотиты). Эффективный атомный номер хромитов равен 19, а перидотитов и дунитов — около 12,5. Хромит отличается повышенным макроскопическим сечением захвата тепловых нейтронов ($\Sigma_c = 0,054 \text{ см}^{-1}$ по сравнению с 0,015 см⁻¹ для дунита). В спектре захватного γ -излучения хрома, как известно, имеются характерные линии в высокоэнергетической области (8,5 и 8,9 Мэв).

Разведка хромитовых руд ведется с помощью буровых скважин. Выделение руд в скважинах с помощью применявшихся ранее методов каротажа ГК, ПС, КС оказалось невозможным. Были опробованы следующие ядерногеофизические методы: НГК_с, ГГК-П, ГГК-С, ННК_г, ННК_{пт} [17]. Результаты применения некоторых видов каротажа изображены на рис. 12.6. Анализ материалов каротажа показывает следующее.

Наибольшей чувствительностью к хромитовому оруденению обладает НГК_с (порог дискриминации 7—8 Мэв). Все рудосодержащие горизонты отмечались четкими положительными аномалиями. Дифференциация показаний в бедных рудах и дунитах равна 2—3. Количественная оценка хромитовых руд с помощью НГК_с возможна при низких содержаниях Cr₂O₃ (до 20%), а при высоких содержаниях наблюдается концентрационное вырождение.

Дифференциация пород и руд по плотности, по данным ГГК-П, достигает 2,5—3. Выделение хромитовых руд с помощью этого метода возможно при средних и высоких содержаниях Cr₂O₃. Поскольку между плотностью хромитовых руд и содержанием хрома имеется корреляционная связь [18], ее можно использовать при опробовании руд с помощью ГГК-П.

ГГК-С с инверсионным зондом выделяет руды с содержанием Cr₂O₃ более 20% и может быть использован также для опробования.

Методы ННК положительными аномалиями выделяют плотные сплошные руды и не различают вкрапленное оруденение и вмещающие породы. Это связано с повышенным содержанием водорода в серпентинитах и в цементирующем вкрапленные руды серпентинизированном дуните. Сопоставление диаграмм ННК и НГК_с позволяет выделить типы руд: сплошные и густовкрапленные — обоими методами, вкрапленные — только НГК_с.

Наиболее рациональным комплексом при каротаже скважин на хромитовых месторождениях является сочетание НГК_с, ГГК-П и ННК_{пт} [17]. С его помощью можно выделять в раз-

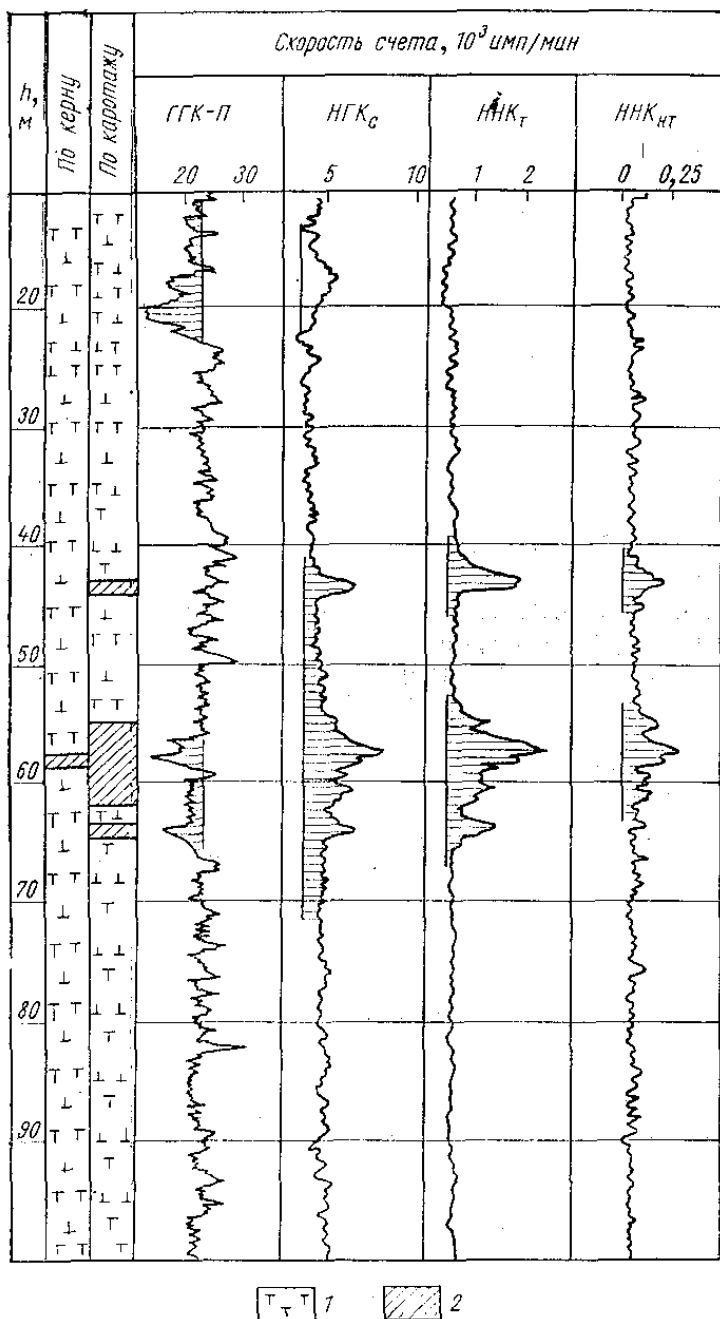


Рис. 12.6. Выделение в скважине хромитовых руд:
1 — серпентинит по дуниту; 2 — хромит убоговкрапленный.

резе скважин хромитовое оруденение, разделять руды на сплошные и вкрапленные, определять их плотность, что позволит существенно уменьшить отбор керна и повысить эффективность разведочных работ.

Методы количественной оценки хромитовых руд находятся в стадии разработки. Предполагается использовать для этой цели НГК_с в диапазоне низких содержаний Cr_2O_3 и ГГК-П и ГГК-С в диапазоне высоких содержаний. По экспериментальным данным, точность опробования составит 2,5% Cr_2O_3 (или 5 отн. %).

Месторождения марганца

Важнейшие марганцевые месторождения СССР представлены пластами окисных, реже карбонатных руд среди осадочных пород прибрежно-морского типа (Чиатуры, Никополь, Мангыш-

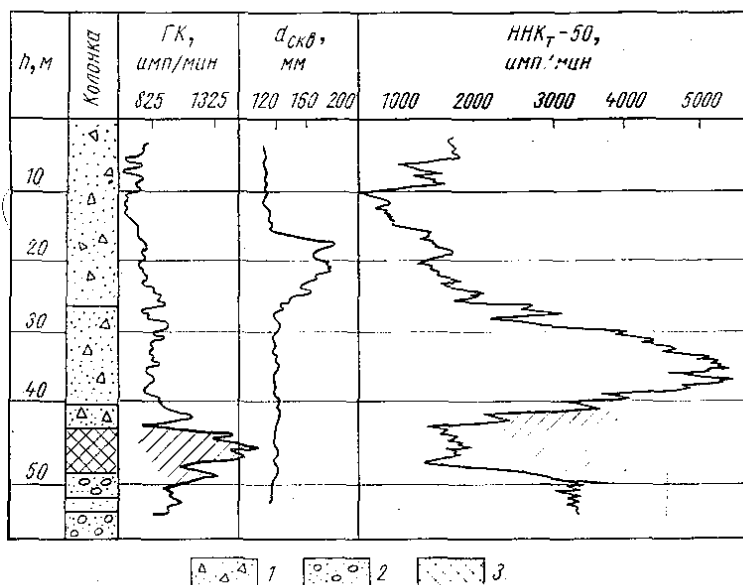


Рис. 12.7. Выделение руд марганца:

1 — аркозовые песчаники; 2 — конгломераты; 3 — марганцевая руда.

лак, некоторые уральские и казахские месторождения). Содержание $\text{Mn} + \text{Fe}$ в промышленных рудах колеблется от 30 до 60% при отношении $\text{Mn} : \text{Fe}$ от 0,6—1,0 до 2,0—2,5. Руды и породы слабодифференцированы по плотности, часто рыхлые. Наиболее отличительная черта марганцевых руд — аномальные нейтронные свойства, обусловленные высоким сечением поглощения тепловых нейтронов изотопом Mn^{55} и его способностью

активироваться. Руды марганца отличаются также повышенным значением $Z_{эфф}$ и иногда выделяются по естественной γ -активности.

На Чиатурском месторождении марганца опробован комплекс каротажных методов с целью выделения в разрезе руд,

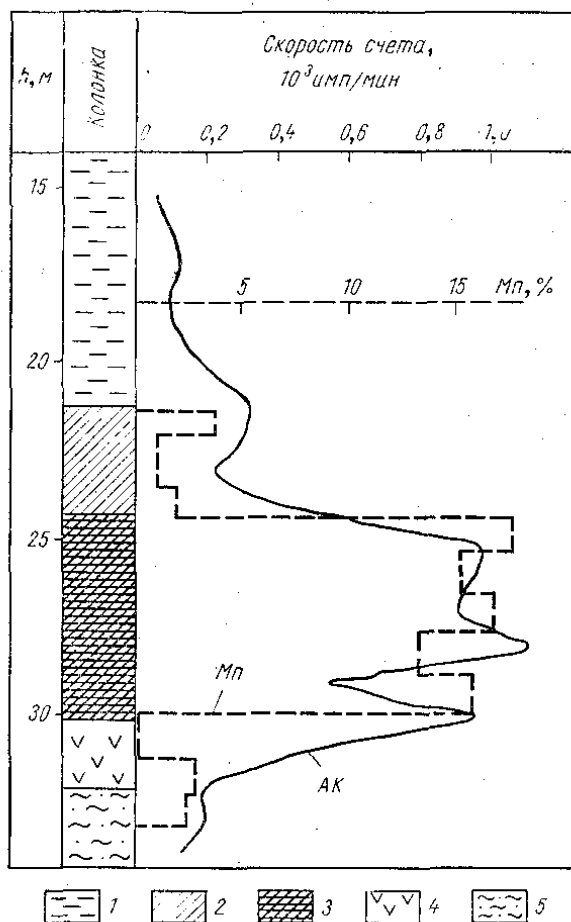


Рис. 12.8. Точечный активационный каротаж на марганец:

1 — кремнистые сланцы; 2 — марганецсодержащие сланцы; 3 — марганцевая руда; 4 — серпентиниты; 5 — сульфиды.

оценки их мощности и строения [19]. Методами электрического каротажа (КС, ПС, МЭП, ВП) марганцевые руды практически не выделяются. Хорошие результаты дает ННК_т: пласты с промышленными содержаниями марганца выделяются четкими минимумами (рис. 12.7). Существенные помехи создает каверноз-

ность скважин: каверны на диаграммах ННК_т, снятых заинверсионными зондами, отмечаются такими же отрицательными аномалиями, как и пласты марганца. Для разделения каверн и марганцевых руд применяют измерения двумя зондами ННК_т — инверсионным ($R=15\div 20$ см) и заинверсионным ($R=30\div 40$ см). Против каверн зонды регистрируют аномалии разного знака, а марганцевые пласты выделяются отрицательными аномалиями на обоих зондах.

Метод ННК_т непригоден для количественной оценки руд марганца из-за концентрационного вырождения чувствительности: в интервале содержаний марганца от 20 до 50% с помощью ННК_т возможно разделение руд только на две градации.

Для количественной оценки марганцевых руд успешно применяют активационный каротаж. АК выполняют точечным способом. Пример применения АК на одном из месторождений марганца показан на рис. 12.8 [20]. Точность АК порядка 15—20 отн. %. Недостаток метода — низкая производительность работ, так что метод целесообразно использовать как вспомогательный для опробования пластов, выделенных по данным ННК_т.

При количественных оценках марганца с целью учета мешающих факторов (переменного диаметра скважин, плотности, влажности) целесообразно в программу скважинных исследований включать кавернометрию, ГГК-П и заинверсионный зонд ННК_{нт}.

Следует отметить перспективы анализа на марганец порошковых проб и опробования марганцевых руд в условиях естественного залегания (в горных выработках, на поверхности) с помощью РСМ. В настоящее время уже имеются обнадеживающие экспериментальные результаты.

§ 12.4. ДРУГИЕ МЕСТОРОЖДЕНИЯ

Месторождения бокситов

Боксит — алюминиевая руда — представляет собой осадочную горную породу, состоящую из гидратов глинозема, окислов железа и кремнекислоты. Количество Al_2O_3 в типичных бокситах колеблется от 50 до 65%, окислов железа — от 2 до 20%, SiO_2 — от 2 до 10%. Кроме того, они содержат 1—3% TiO_2 и 10—30% конституционной воды. В промышленных рудах кремниевый модуль (отношение $Al_2O_3 : SiO_2$) должен быть более 3.

Бокситовые месторождения по генезису подразделяются на платформенные и геосинклинальные. Возраст платформенных бокситов мезо-кайнозойский и палеозойский, геосинклинальных — палеозойский.

Физические свойства бокситов в зависимости от типа месторождения варьируют в широких пределах: встречаются маг-

нитные и немагнитные руды, плотные ($\rho = 2,7 \div 3,4 \text{ г/см}^3$) в геосинклинальных месторождениях и переменной плотности ($1,5 \div 2,7 \text{ г/см}^3$) в платформенных. Электрическое сопротивление бокситов повышается при переходе от рыхлых и пористых к плотным.

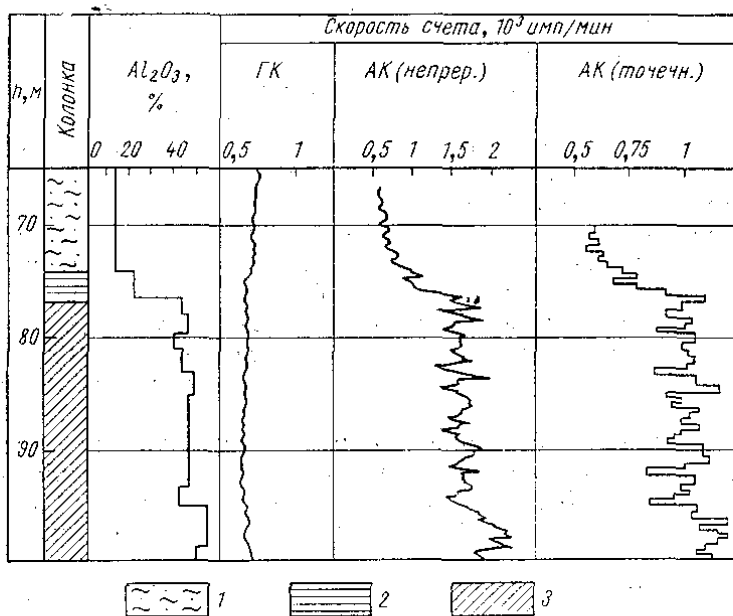


Рис. 12.9. Каротаж на месторождении бокситов мезозойского возраста:

1 — песчанистые глины; 2 — глины; 3 — бокситы.

В качестве примера рассмотрим применение ядерногофизических методов на месторождениях мезозойских бокситов [2].

Изучались бокситы гидрагиллитового ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$) состава. Повышенные значения кажущегося электрического сопротивления на диаграммах КС приурочены к зонам каменистых бокситов, но не полностью соответствуют им. ГК выделяет без дифференциации всю рудную зону повышенными значениями γ -поля. НГК на зонде 52 см минимальными значениями также выделяет всю рудную зону, что объясняется большим водородсодержанием. Перечисленные методы не решают задачу однозначного выделения бокситов, изучения строения рудных тел и оценки их мощности, не говоря об опробовании бокситов на алюминий.

Единственным эффективным методом изучения бокситов является АК. Пример точечного и непрерывного АК (скорость 20 м/ч) приводится на рис. 12.9 [2]. Обычно для изучения бокситов применяют непрерывный каротаж.

К факторам, осложняющим количественные определения алюминия по данным АК, относятся активация кремния быстрыми нейтронами и изменение нейтронных свойств за счет колебания плотности и влажности. По экспериментальным и теоретическим оценкам, активация кремния вносит искажение до 10% в наведенную γ -активность, причем влияние кремния снижается в заполненных водой скважинах и для руд повышенной влажности. В большинстве случаев активацией кремния при оценке содержания алюминия можно пренебречь. Чтобы учесть изменения персчетного коэффициента АК, целесообразно в комплексе каротажных исследований включать ННК_{нт} и ГГК-П для оценки влажности и плотности руд.

Кроме АК на месторождениях бокситов применяют лабораторный активационный анализ для определения содержания Al_2O_3 в порошковых пробах и для оценки кремниевого модуля.

Месторождения меди

Ядерногеофизические методы применяют для анализа на медь на уральских колчеданных месторождениях, на месторождении медистых песчаников (Джезказган) и на комплексных полиметаллических месторождениях (Алтай). Последний случай рассмотрен ранее (см. § 12.2).

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по применению АК_с на колчеданных месторождениях с целью опробования медных руд. Методика активационного каротажа детально рассмотрена в гл. 9. Остановимся на некоторых результатах АК.

Рудные интервалы обычно выделяют по данным электрических видов каротажа, используя высокую электропроводность руд. Опробование руд в скважинах выполняют точечным спектрометрическим АК либо по изотопу Cu^{66} (порог около 1% меди), либо по изотопу Cu^{64} (порог 0,3—0,5% меди). Пример АК_с на медь показан на рис. 12.10 [21]. Сопоставление результатов АК_с и геологического опробования керн дано в табл. 12.4 [21]. Интерпретация АК_с выполнена при двух значениях K , полученных в рудах с различным содержанием сфалерита.

При использовании АК_с на медноколчеданных месторождениях возникают трудности из-за больших колебаний величины

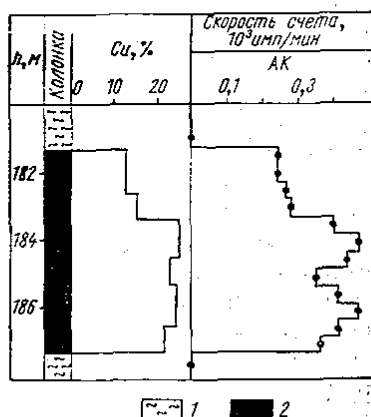


Рис. 12.10. Результаты АК на медноколчеданном месторождении:

1 — сланцы; 2 — массивная медная руда.

Таблица 12.4

Сравнение данных AK_c и геологического опробования
(первичного 1 и повторного 2) керна на медь
на Майском месторождении

Номер опробования	C_{Cu} , %			
	AK_c при $K^*=20$	AK_c при $K=12$	по керну (1)	по керну (2)
1	1,02	1,69	2,0	1,0
2	1,02	1,69	3,5	2,0
3	1,34	2,23	3,0	1,1
4	2,76	4,61	5,0	3,0
5	0,81	1,35	3,0	1,9
6	1,22	2,03	1,8	1,2
7	2,56	4,26	1,0	1,0
Среднее	1,53	2,54	2,8	1,72

* K — пересчетный коэффициент.

пересчетного коэффициента в зависимости от типа руды и ее вещественного состава. В некоторых случаях порог чувствительности AK_c недостаточно низкий для выделения промышленных руд. Дальнейшее совершенствование ядерного геофизического опробования на колчеданных месторождениях возможно путем дифференцированного введения поправок в результаты AK_c на изменение нейтронных свойств руд. Оценку нейтронных свойств можно выполнить по данным HNK_T , HNK_{HT} , ГГК-II.

На месторождении Джезказган успешно испытывается РСМ применительно к анализам порошковых проб и опробованию стенок горных выработок [22]. Руды месторождения двух основных типов — халькопиритовые и халькозиновые. В халькозиновых рудах содержится 1,5—3% железа. В халькопиритовых рудах количество железа растет с увеличением содержания меди и достигает в богатых рудах 10—20%. В рудах обоих типов присутствует свинец (0,01—0,15%) и иногда цинк (до 0,1%); в заметных количествах встречается кальций. Промышленные руды выделяются по бортовому содержанию меди 0,2%.

РСМ на базе пропорционального счетчика обеспечивает высокую чувствительность к меди. С учетом уровня помех порог чувствительности равен 0,03—0,1% меди. Одновременно можно определять в рудах содержание свинца [22].

Основной помехой при анализе медных руд Джезказгана является присутствие в рудах железа. Эталонировочные графики РСМ приходится устанавливать дифференцированно по типам руд и участкам месторождения. Другой недостаток РСМ — небольшая глубинность метода, затрудняющая его использование для коротажа скважин.

Месторождения медно-никелевых руд

Сульфидные медно-никелевые месторождения Кольского полуострова явились объектом всестороннего испытания возможностей каротажных методов вообще и ядерногофизических методов в частности [23]. Поскольку условия на месторождениях типичны для большинства рудных месторождений, целесообразно рассмотреть результаты работ подробно.

Сульфидное медно-никелевое оруденение, представленное вкрапленными, брекчиевыми и массивными рудами, связано с интрузиями основного и ультраосновного состава, залегающими среди туфогенно-осадочных пород. Богатые руды содержат более 1% никеля. Бортовое содержание никеля 0,3%. Содержание меди колеблется от десятых долей до первых единиц процента и обычно примерно в два раза меньше содержания никеля. В рудах наблюдается повышенное количество железа (от 5 до 20—30%), содержание которого коррелирует с содержанием никеля.

По физическим свойствам горные породы и руды дифференцированы слабо. Повышенной γ -активностью отличаются филлиты (15—50 мкр/ч) на фоне других пород и руд (4—12 мкр/ч). Наибольшую плотность имеют пироксениты и габбро (3,1—3,2 г/см³), далее идут диабазы и габбро-диабазы (3,0—3,05 г/см³), перидотиты (2,9 г/см³) и, наконец, туфогенно-осадочные породы (2,8—2,9 г/см³). Плотность руд зависит от содержания в них сульфидов и меняется от 2,9 до 4,0 г/см³. По электрическим свойствам выделяются туфогенно-осадочные породы (в основном филлиты) и руды, имеющие низкое удельное сопротивление (от нуля до первых сотен омметров). По магнитным свойствам отличаются серпентинизированные перидотиты (магнитная восприимчивость равна $15\,000 \cdot 10^{-6}$ СГС), к которым обычно приурочено оруденение. Из ядернофизических свойств следует отметить еще эффективный атомный номер, изменения которого отражают в основном колебания в содержании железа и величина которого для руд коррелирует с содержанием никеля. Кроме того, по нейтронным свойствам выделяются никель и железо, обладающие жестким спектром захватного γ -излучения, а также медь, имеющая аномальные активационные характеристики.

На разведочных и поисковых участках Печенгского рудного поля применяли различные виды электрического каротажа (КС, ПС, ТК, МЭП), магнитный каротаж (КМВ) и ядерно-геофизические виды каротажа (ГК, ГГК-П, сопряженный ГГК, НГК_с, АК) для решения следующих задач:

- 1) расчленения геологического разреза и выделения основных типов пород и руд;
- 2) изучения тектонических нарушений и околорудных изменений как поисковых признаков медно-никелевых руд;

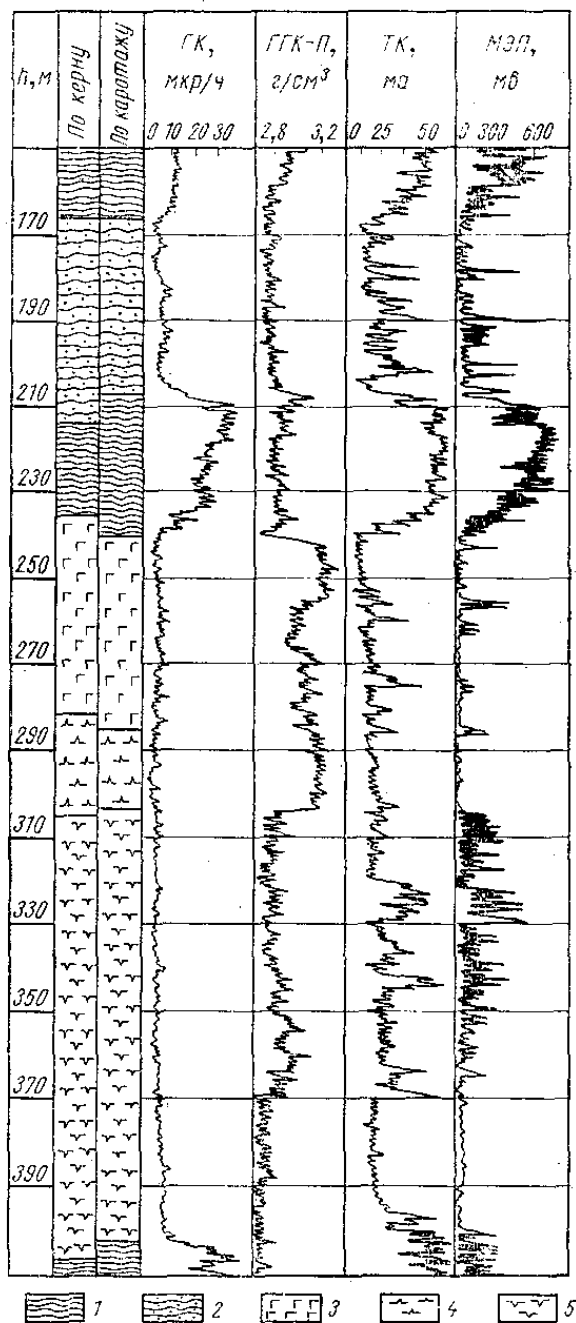


Рис. 12.11. Каротаж на медно-никелевом месторождении Печенги:

1 — филлит; 2 — туфогенная порода; 3 — габбро; 4 — пироксенит; 5 — перидотит.

- 3) опробования руд;
- 4) определение плотности руд для подсчета запасов месторождения.

Анализ результатов каротажа с помощью самообучающейся программы показал [24], что при решении первой задачи различные виды каротажа имеют примерно одинаковую информативность и что при использовании 4—5 видов каротажных исследований можно выделить в разрезе семь основных типов пород и руд с высокой эффективностью (84—90%), не уступающей эффективности геологической документации керна. При этом интерпретацию результатов каротажа можно выполнять с помощью ЦЭВМ. Пример нескольких видов каротажа показан на рис. 12.11 [23].

При ручной интерпретации результатов каротажа возможен всесторонний анализ каротажных диаграмм и известных геологических данных, что позволяет более полно решать поставленные задачи. При этом применение большого числа методов нецелесообразно, так как человек не в состоянии извлечь из них всю полезную информацию. Опыт показал, что при расчленении геологического разреза, выделении руд зон смятия и околорудных изменений, а также при определении плотности пород и руд достаточно использовать ГК, ГК-П и один из видов электрического каротажа (ТК или МЭП). Пример определения плотности руд по диаграммам ГК-П показан на рис. 12.12.

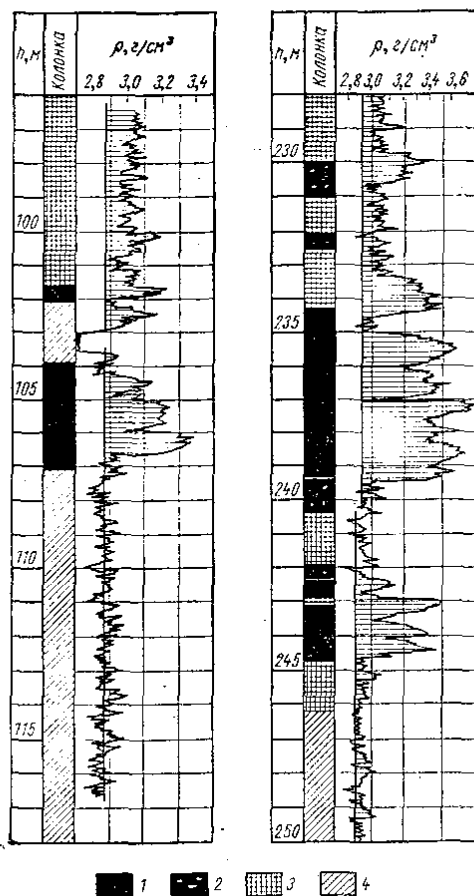


Рис. 12.12. Плотностной гамма-гамма-каротаж медно-никелевых руд. Содержание никеля:

1 — более 2,0%; 2 — 1—2%; 3 — 0,5—1%;
4 — менее 0,5%.

Наиболее трудной задачей, которая пока не решена, является определение руд. Опробование руд на никель с помощью НГК_с возможно [25]. Однако помехи за счет железа и технические трудности НГК_с не позволили пока внедрить этот метод. АК на медь возможен, но его чувствительность недостаточна для анализа бедных руд. Определение в рудах никеля возможно также по его корреляционным связям с плотностью и эффективным атомным номером, величины которых можно с высокой точностью вычислить по данным сопряженного ГГК. Но здесь необходим дифференцированный подход по типам руд и участкам рудного поля, требующий большой предварительной работы. Перспективно применение РСМ, по крайней мере для анализа керна и стенок горных выработок в рудниках.

Применение каротажа на сульфидных медно-никелевых месторождениях уже теперь позволяет существенно улучшить геологическое изучение разреза и создает реальные перспективы частичного перехода на бескерновое бурение.

Месторождения флюорита

Благодаря способности фтора активироваться с образованием короткоживущих изотопов ядерногофизические методы заняли исключительное положение при изучении месторождений флюорита, а также других месторождений, в рудах которых содержится фтор. В настоящее время общее признание получил картаж на фтор по изотопу N¹⁶, образующемуся при активации фтора быстрыми нейтронами. Преимущества этой методики по сравнению с регистрацией суммарного активационного эффекта хорошо видны на рис. 12.13 [26]. Чувствительность АК_с на фтор (порог 0,2% фтора) вполне достаточна для решения широкого круга задач. АК успешно используют для подсчета запасов флюорита.

Несмотря на высокую эффективность АК_с на фтор, его целесообразно применять в комплексе с другими видами ядерногофизических исследований для того, чтобы обеспечить всестороннее изучение геологического разреза и учесть поправки на изменение ядернофизических свойств руд и на скважинные условия при количественной интерпретации АК_с.

Выполнены успешные опытно-производственные работы по применению активационной съемки (АС) на фтор при изучении поверхности месторождений и поисках руд (А. Н. Горбачев, А. М. Карпухин, Л. Ф. Матуканис). АС на фтор выполняют точечным способом, активируя рыхлые отложения в небольших закопашках (15—20 см) Ро—Ве-источником активностью 5—10 кюри. Для обеспечения радиационной безопасности источник переносят с помощью легкой штанги длиной до 4,5 м. Наведенную γ -активность изотопа N¹⁶ измеряют с помощью высокочув-

ствительного спектрометра (размеры кристалла NaI(Tl) 70×50 мм). Временной режим АС: $t_a = 30$ сек, $t_n = 5$ сек, $t_u = 10 \div 15$ сек; кроме того, в каждой точке измеряют γ -фон ($t_\phi = 10 \div 15$ сек).

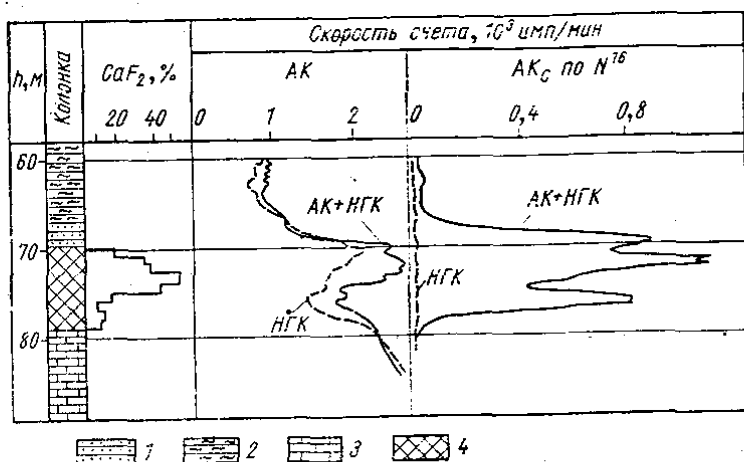


Рис. 12.13. Активационный каротаж на месторождении флюорита:

1 — кварцевые песчаники; 2 — аргиллиты; 3 — известняки; 4 — флюоритовая минерализация.

Чувствительность АС при указанных условиях ее проведения равна 230 имп/мин на 1 % фтора, порог — около 0,1% фтора,

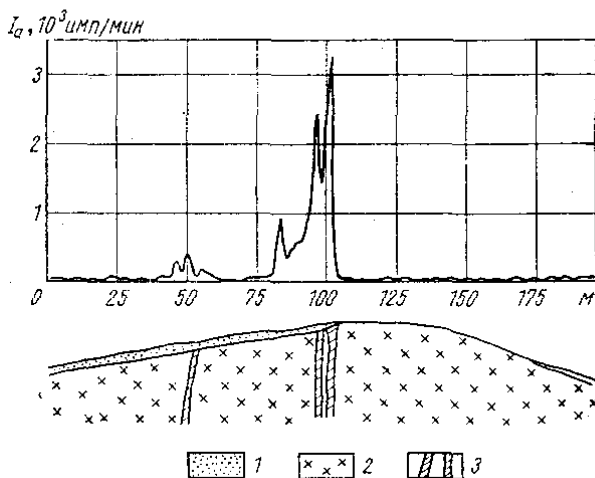


Рис. 12.14. Профиль активационной съемки на флюоритовом месторождении:

1 — рыхлые отложения; 2 — граносиениты; 3 — флюоритовые жилы (15—90% CaF_2).

точность определения содержания фтора 10—15 отн. %. Фон колеблется для различных пород и рыхлых отложений в пределах 7—20 $\mu\text{мп/мин}$. При шаге АС 5—20 м производительность составляет 150—170 точек за 6 ч.

Пример применения АС на одном из флюоритовых месторождений показан на рис. 12.14 (А. Н. Горбачев и др.). По данным АС выделены все известные ранее рудные тела и обнаружены под рыхлыми отложениями новые флюоритовые жилы.

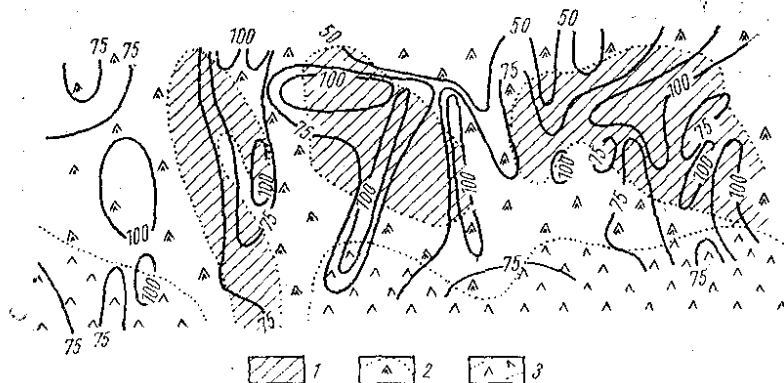


Рис. 12.15. Изолинии активационной съемки ($\mu\text{мп/мин}$) на месторождении фторсодержащих апатитовых руд:

1 — руда с содержанием P_2O_5 более 5%; 2 — руда с содержанием P_2O_5 3,5—5%; 3 — забалансовые руды (менее 3,5% P_2O_5).

АС была использована на одном из апатитовых месторождений для оконтуривания руд на поверхности и оценки содержания P_2O_5 по фтору. Результаты детальной съемки в пределах рудного поля показаны на рис. 12.15 (А. Н. Горбачев и др.). Как видно, несмотря на небольшие содержания в рудах полезных компонентов (4—6% P_2O_5 и 2,5—3,5% фтора), АС позволяет выделить участки промышленных руд и изучить их распределение в плане.

Месторождения фосфоритов

Ядерногеофизические исследования, выполненные в скважинах на месторождениях фосфоритов бассейна Малый Каратау [27], подтверждают эффективность комплексной интерпретации каротажа с использованием геологических закономерностей и связей, которым подчиняется вещественный состав руд.

На указанных месторождениях с помощью ядерногеофизического каротажа определяли в рудах P_2O_5 , нерастворимый остаток (НО), CO_2 и CaO . Исходными данными являлись материалы следующих видов каротажа: 1) активационный каротаж на фтор (по N^{18}) и кремний (с Po — Be -источником и спектрометрическим детектором γ -излучения; 2) спектрометрический

γ -каротаж на уран — радий и калий; 3) ГГК-П и ННК_{нт} для определения поправок на плотность и влажность при интерпретации результатов АК; 4) кавернометрия для учета диаметра скважин. Пример каротажа приводится на рис. 12.16 [27].

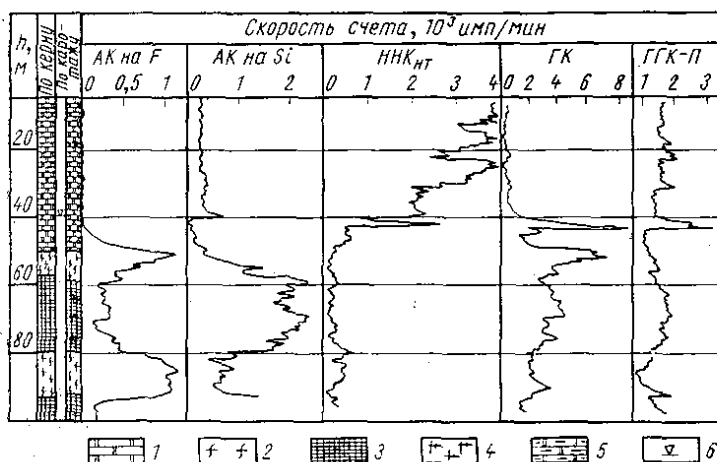


Рис. 12.16. Ядерногеофизические виды каротажа на месторождении фосфоритов:

1 — доломиты; 2 — фосфориты; 3 — фосфатно-кремнистые сланцы; 4 — сланцы; 5 — доломиты с повышенной радиоактивностью; 6 — уровень воды в скважине.

Предварительно на каждом из месторождений по геологическим материалам установили корреляционные связи между основными компонентами руд. Для одного из месторождений, например, получены следующие уравнения регрессии:

$$\left. \begin{aligned} P_2O_5 &= 10,21 F - 0,099; \\ NO &= 1,02 SiO_2 + 1,27 Al_2O_3 - 0,78; \\ NO &= 1,03 SiO_2 + 2,95 K_2O - 0,95; \\ CaO &= 0,62 P_2O_5 - 0,33 NO + 31,22; \\ CO_2 &= 44,31 - 1,13 P_2O_5 - 0,49 NO. \end{aligned} \right\} \quad (12.1)$$

По данным каротажа, используя уравнения типа (12.1), рассчитывают искомые содержания компонентов фосфоритовой руды.

Точность определения основного компонента — P_2O_5 — составила:

Класс содержаний P_2O_5 , %	Абсолютная погрешность (ΔP_2O_5), %
0—15	0,70
15—30	0,34
0—30	0,54

Достигнутая точность определения в рудах кремния (4—6%) и кальция (0,5—0,8%) недостаточна, однако и при такой точности результаты каротажа позволяют существенно дополнить и уточнить данные буровой разведки. С помощью каротажа выделяют в разрезе скважин фосфоритовую серию, дифференцируют породы серии по содержанию фосфора, кремния, кальция, надежно идентифицируют в разрезе промышленные пласты и устанавливают их технологические свойства.

Месторождения бора

Боратовые руды отличаются от вмещающих пород прежде всего по нейтронным свойствам благодаря очень большому сечению захвата нейтронов ядрами бора. Это позволяет использовать нейтронные методы для изучения руд бора как в лабораторных условиях, так и в скважинах, а также при поисках месторождений по их ореолам. Методика соответствующих видов работ рассмотрена ранее (см. гл. 7).

Здесь остановимся только на каротажных исследованиях, обратив внимание на трудности, возникающие при использовании ядерногофизических методов даже при условии существенного отличия руд по своим ядернофизическим свойствам от вмещающих пород.

Промышленные типы месторождений бора встречаются в виде линзообразных (пластообразных) вулканогенно-осадочных скоплений боратовых руд среди глин, песчаников, сланцев, эффузивов и туфогенных образований, а также в виде вкрапленных и сплошных боратов среди каменных солей (часто в виде вторичных скоплений в соляных шляпах).

Детальному исследованию возможностей ядерногофизических методов при каротаже на месторождениях бора посвящены работы И. И. Фельдмана [28]. Решены вопросы выделения бороносных пластов в скважинах, а также посортного опробования руд.

Основным приемом выделения бороносных пластов в условиях сухих и заполненных водой скважин является комплекс измерений двумя зондами НК_г или НГК. Малый зонд длиной 15—20 см имеет рабочую точку в области инверсии, а большой зонд (30—40 см) — в заинверсионной области. Наиболее четко границы бороносных пластов выделяются на диаграммах малого зонда (минимумами скорости счета). На диаграммах заинверсионного зонда пласты также отмечаются отрицательными аномалиями. В сухих скважинах на малых зондах отрицательными аномалиями (минимумами) помимо пластов боратовых руд выделяются каверны. На заинверсионном зонде каверны в сухих скважинах выделяются положительными аномалиями. Переход из сухой в заполненную водой часть скважины на малом зонде не отмечается, а на большом отмечается резким умень-

шением скорости счета. В заполненных водой скважинах бортовые пласты отмечаются минимумами на обоих зондах, а каверны не отмечаются малым зондом и выделяются минимумами на большом зонде (рис. 12.17) [28].

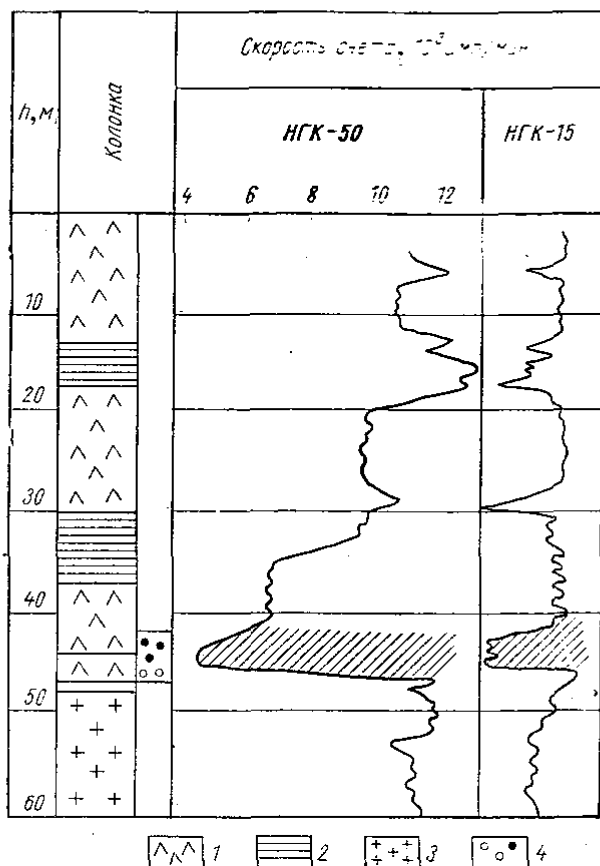


Рис. 12.17. Выделение в разрезе борсодержащих руд:

1 — гипсы; 2 — глины; 3 — каменная соль; 4 — борсодержащий пласт.

Таким образом, совместная интерпретация диаграмм ННК_T (или НГК), записанных на двух зондах, позволяет выделить пласты нейтронопоглощающих руд и отличить их от аномалий, связанных с изменением водородсодержания и плотности.

Из двух методов нейтронного каротажа, используемых при выделении пластов боратов, ННК_T обладает более высокой чувствительностью — в 1,5—2 раза большей, чем НГК. Но при этом чувствительность НГК достаточна для решения рассматриваемой задачи.

Геологическая эффективность методов нейтронного каротажа при выделении и оценке рудных горизонтов повышается при сочетании их с отбором образцов боковых стреляющим грунтоном. Это позволяет проводить литолого-петрографическое и химическое изучение проб из пропущенных бурением горизонтов.

Проведение нейтронного каротажа двумя зондами в 1960 г. является обязательным во всех скважинах, бурящихся для поисков и разведки бора. Применение этой методики уточняет мощность, структуру и положение в разрезе рудных пластов, а также позволяет выявлять многочисленные бороносные пласты, пропущенные при геологическом опробовании. Так, на одном из месторождений за полтора года с помощью каротажа были обнаружены пропущенные при керновом опробовании пласты боратых руд в 93 скважинах (средняя мощность пластов равна 3—4 м) [28].

Количественная оценка содержания бора в рудах по данным каротажа затрудняется, с одной стороны, концентрационным вырождением эталонировочного графика (см. гл. 7) и, с другой стороны, влиянием мешающих факторов: переменного водородсодержания, плотности, диаметра скважины. Методика количественных определений бора окончательно не разработана. С помощью серийной аппаратуры по данным HNK_T можно выделять 4—10 градаций при содержании B_2O_3 0—13%. При более высоких содержаниях выделяются 2—3 градации. Для учета переменного водородсодержания и плотности целесообразно комплексовать HNK_T , $\text{HNK}_{\text{пл}}$ и ГГК-П.

Месторождения бериллия

При поисках и разведке бериллиевых руд исключительное положение занимает ГНМ как метод прямого анализа на бериллий. Благодаря отсутствию помех со стороны других элементов выделение бериллия осуществляется при низком фоне и является однозначным. Масштабы использования ГНМ при поисках и разведке месторождений бериллия велики. ГНМ применяют на всех стадиях поисков и разведки как для качественного выделения руд, так и для их количественного анализа. Развиваются лабораторный анализ на бериллий, полевой вариант метода, в том числе пешеходная и автомобильная съемка, каротаж и опробование руд в условиях горных выработок.

Месторождения бериллия связаны с гранитными интрузиями и обычно представлены кварц-полевошпатовыми бериллоносными жилами или бериллсодержащими пегматитами. Руды и вмещающие породы имеют относительно высокую плотность, малые пористость и влажность. Для типичной бериллиевой руды $\rho = 2,65 \text{ г/см}^3$, $W = 2 \div 3\%$. По нейтронным свойствам минералы бериллия слабо отличаются от породообразующих мине-

ралов. Но в рудах встречаются повышенные концентрации таких нейтронопоглощающих элементов, как бор и литий.

Чувствительность ГНМ при анализе на бериллий порошковых проб и при опробовании руд в горных выработках и в

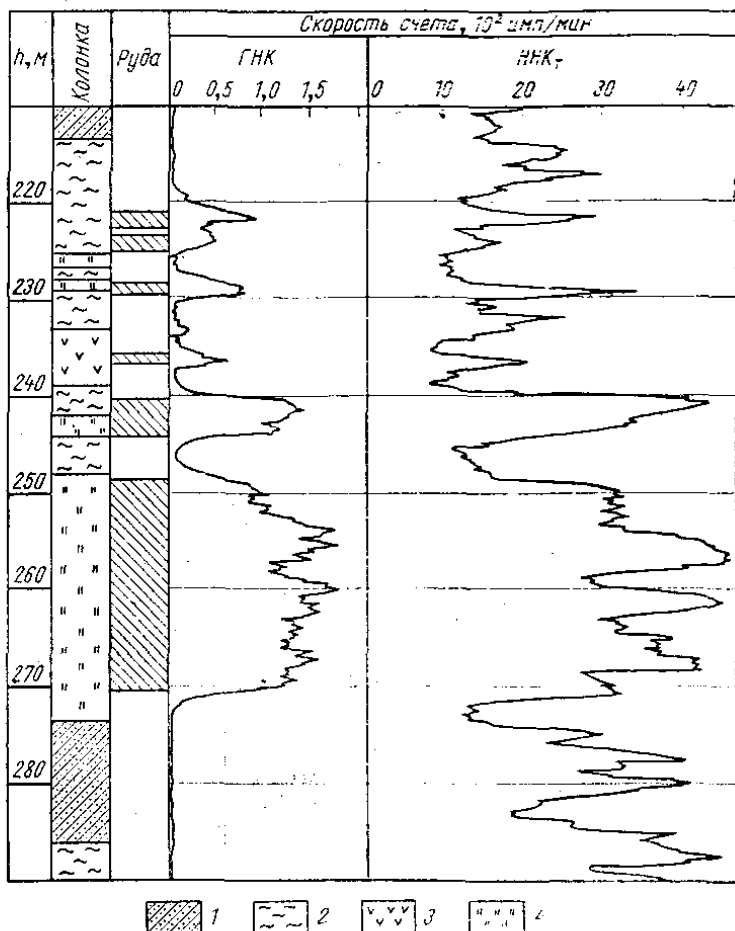


Рис. 12.18. Результаты каротажа на месторождении бериллия:

1 — песчаники; 2 — углисто-глинистые сланцы; 3 — амфиболиты;
4 — пегматиты.

скважинах составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{-4}\%$ BeO. Поисковые приборы имеют более высокую чувствительность — $3 \cdot 10^{-4}\%$ BeO при скорости движения 4—5 км/ч [29].

Пример каротажа на бериллий показан на рис. 12.18 (по В. Б. Сальцевичу). Основные затруднения встречаются при количественных определениях бериллия по данным ГНК, так как величина пересчетного коэффициента зависит от изменения

нейтронных свойств руды и скважинных условий (см. гл. 10). Целесообразно комплексировать ГНК с ННК_т (при наличии в рудах поглощающих элементов), а также с ННК_{нт} и ГГК-П для получения всесторонних количественных характеристик руды.

В настоящее время ГНМ прошел всестороннюю производственную проверку и рекомендуется для использования при подсчете запасов руд бериллия как в лабораторном, так и в каротажном варианте [29].

ГЛАВА 13. УГОЛЬНЫЕ МЕСТОРОЖДЕНИЯ

§ 13.1. СВОЙСТВА УГЛЕЙ И ПРЕДПОСЫЛКИ ПРИМЕНЕНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Характеристика геологического разреза угольных месторождений

Месторождения углей и горючих сланцев являются типично осадочными с характерным комплексом вмещающих пород: песчаники, алевролиты, аргиллиты, глинистые сланцы, известняки, конгломераты. Иногда встречаются вторичные изменения пород — пиритизация, карбонитизация, окремнение и т. д.

Угли и горючие сланцы отличаются от вмещающих пород по своим электрическим свойствам, плотности, естественной радиоактивности, эффективному атомному номеру и по нейтронным параметрам (табл. 13.1).

Таблица 13.1
Физические свойства углей и вмещающих пород

Порода	Удельное электрическое сопротивление, ом·м	Плотность, г/см ³	Z _{эфф}	Диффузионная длина (для нейтронов), см
Бурые угли	100—500	1,1—1,3	6—8	2,7
Каменные угли	100—500	1,2—1,4	6—8	2,7
Антрациты	500—2000	1,3—1,7	6—7	6,4
Горючие сланцы	50—500	1,4—1,7	8—9	4,0
Песчаники	30—1000	1,8—2,7	11—13	6,5
Аргиллиты	5—100	1,9—2,7	11—14	6,6
Алевролиты	10—200	1,8—2,7	11—14	6,6
Известняки	100—1000	2,3—2,6	15	6,7

Электрическое сопротивление углей, как правило, выше, чем вмещающих пород. На некоторых месторождениях угли не выделяются среди низкоомных песчано-глинистых пород или не отличаются по сопротивлению от высокоомных окремнелых пород и известняков.

В разрезе угольных месторождений глины, аргиллиты и алевролиты отличаются повышенной γ -активностью. Угли и известняки, как правило, имеют небольшую γ -активность — в два-три раза меньшую, чем глинистые породы.

Плотность углей и горючих сланцев значительно меньше плотности вмещающих пород — примерно на $0,7\text{—}1,1 \text{ г/см}^3$. Эта разница отмечена на всех типах месторождений и отличается устойчивостью в различных геологических условиях.

Угли и вмещающие породы существенно отличаются по величине эффективного атомного номера (в среднем эта разница равна $4\text{—}6$).

Нейтронные параметры углей и пород различаются меньше, чем их плотность и эффективный атомный номер. Уголь является хорошим замедлителем быстрых нейтронов за счет большого содержания в нем углерода и водорода.

Возможности каротажа при изучении угольных скважин

Разведка угольных месторождений ведется, как правило, бурением, поэтому основным видом геофизических исследований является каротаж.

До развития методов ядерной геофизики угольные скважины исследовали методами электрического каротажа. Обычно в комплекс каротажа входили каротаж сопротивлений (КС) и токовый каротаж (ТК). С помощью электрокаротажа выделяли угольные пласты в разрезе, определяли их мощность и строение. Электрокаротаж дает возможность детально изучить строение угольных пластов и выделить пропластки породы в угле при мощности $5\text{—}10 \text{ см}$ и более.

Однако часто методы электрокаротажа оказываются мало эффективными. Например, методами электрокаротажа обычно не выделяются высокозольные бурые угли (Мосбасс, Восточно-Уральское, Хабаровское и другие месторождения), угольные пласты в вечной мерзлоте (Нерчуганское месторождение), угли, переходные от тощих к антрацитам (Донбасс). На некоторых месторождениях (Челябинское и др.) электрические методы не выделяют внутри угольных пластов прослои песчаников и кремнецветных пород, не отличающихся от углей по сопротивлению. На большинстве месторождений отдельные разности вмещающих пород (песчаники, конгломераты, известняки) выделяются на диаграммах электрокаротажа такими же признаками, как и угли. С помощью электрокаротажа нельзя определить такие характеристики угля, как плотность и зольность.

С 1955—1956 гг. на угольных месторождениях начали применять радиоактивный каротаж [30]. К настоящему времени опробованы следующие виды радиоактивного каротажа: гамма-каротаж (ГК), плотностной и селективный гамма-гамма-каротаж (ГГК-П и ГГК-С) и нейтронный гамма-каротаж (НГК).

ГН применяют как для расчленения геологического разреза, так и для выделения углей, причем иногда более успешно, чем методы электрокаротажа. Например, на Ангренском месторождении в надугольной толще методом КС выделяются только три горизонта, тогда как ГК дает возможность очень точно разделить все отложения на угленосные и безугольные и выделить в комплексе с КС угольные пласты. В отличие от электрокаротажа ГК позволяет выделять угли, расчленять разрез в обсаженных скважинах. ГК не является универсальным методом исследования угольных месторождений, так как его можно эффективно применять в основном на таких месторождениях, где разрез сложен чередованием более активных по γ -излучению глинистых пород и менее активных песчаных и карбонатных.

ГГК с самого начала оказался эффективным методом выделения угольных пластов и изучения их строения. Во всех случаях, когда методы электрокаротажа мало эффективны, ГГК уверенно выделяет угольные пласты. Кроме того, по данным ГГК-П и ГГК-С можно определить зольность углей [31, 32].

Основным недостатком ГГК является зависимость показаний от кавернозности стенок скважин. Каверны на диаграммах ГГК выделяются положительными аномалиями, т. е. так же, как пласты угля. Для уверенного выделения пластов угля ГГК применяют в комплексе с электрокаротажем.

Возможности метода НГК на угольных месторождениях более ограничены, чем ГГК. Угольные пласты на диаграммах НГК выделяются минимумами, а плотные породы (известняки, песчаники) — повышенными значениями регистрируемого γ -излучения. Однако аномалии НГК против угольных пластов малы по величине (понижение интенсивности γ -излучения на 10—15%), а многочисленные безугольные аномалии, связанные с обводненностью разреза, затрудняют интерпретацию [30]. В СССР НГК не получил распространения при каротаже угольных скважин. Имеются положительные результаты исследований с помощью НГК_с для выделения углей и оценки их зольности по захватному γ -излучению входящих в золу элементов (см. гл. 3). Но спектрометрический вариант НГК также пока не получил распространения.

Рассмотрим более подробно условия и результаты применения ГГК как одного из основных методов каротажа угольных скважин и перспективы его дальнейшего развития.

§ 13.2. ПРИМЕНЕНИЕ ГГК НА УГОЛЬНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЯХ

Выделение угольных пластов и изучение их строения

Наиболее простая задача ГГК — выделение угольных пластов в разрезе, определение их мощности и строения, расчленение и корреляция разрезов скважин. Эту задачу успешно ре-

шают почти на всех угольных месторождениях, используя ГГК-П в его качественном варианте — без определения абсолютных значений плотности пород и углей [30—33].

Обычно пользуются интегральной аппаратурой на газоразрядных или сцинтилляционных счетчиках и источниками Co^{60} активностью 5—10 *мг-экв* радия. Длина зонда равна 40—50 *см*; прижимное устройство обычно не применяется (4п-зонды).

Для исключения аномалий, вызываемых кавернами, диаграммы ГГК-П интерпретируют совместно с кварнометрией (КВ) и диаграммами КС или ТК, если электрокаротаж дает положительные результаты. Типичный пример результатов каротажа показан на рис. 13.1 [34].

Многочисленные исследования, выполненные в различных угольных бассейнах, показали, что выделение угольных пластов и определение их мощности по диаграммам ГГК-П более достоверное, чем по керну, особенно при неполном выходе керна. Например, в Челябинском буроугольном бассейне в 1957 г. в прокаротированных скважинах обнаружено 26 угольных пластов, пропущенных при бурении; 83 угольных пласта, считавшихся, по результатам изучения керна, нерабочими, были переведены в категорию рабочих; 15 угольных пластов, необоснованно считавшихся рабочими, были переведены в категорию нерабочих. Существенно уточнены мощность и структура 472 рабочих угольных пластов, причем по 317 из них результаты каротажа были подтверждены грунтоносом. В целом по бассейну прирост суммарной мощности угольных пластов в результате применения каротажа составил 116,23 *пог. м* (2506,25 *пог. м* против 2390,02 *пог. м* по керну) [35].

Точность единичного определения мощности угольного пласта по стандартной диаграмме ГГК-П (при длине зонда 40—50 *см*) составляет ± 5 *см* [33]. В благоприятных условиях точность определения мощности и дифференцирующая способность КС при использовании микрозондов выше, чем ГГК-П. Поэтому рекомендуют использовать ГГК-П для выделения пластов угля, а их мощность и строение определять по данным электрокаротажа [31].

Применяемая в большинстве угольных бассейнов методика ГГК далека от совершенства даже с точки зрения решения такой ограниченной задачи, как выделение угольных пластов и определение их мощности и строения. Следует шире пользоваться уже имеющимся арсеналом средств для устранения влияния каверн (2п-зонды с прижимными устройствами, выносные блоки). Для увеличения дифференцирующей способности зондов ГГК-П и повышения безопасности работ целесообразно применять зонды длиной 30—35 *см*, сцинтилляционную аппаратуру и источники Cs^{137} активностью 1—3 *мг-экв* радия.

Доказана высокая эффективность ГГК-С при изучении строения угольных пластов [32]. Применение зондов ГГК-С

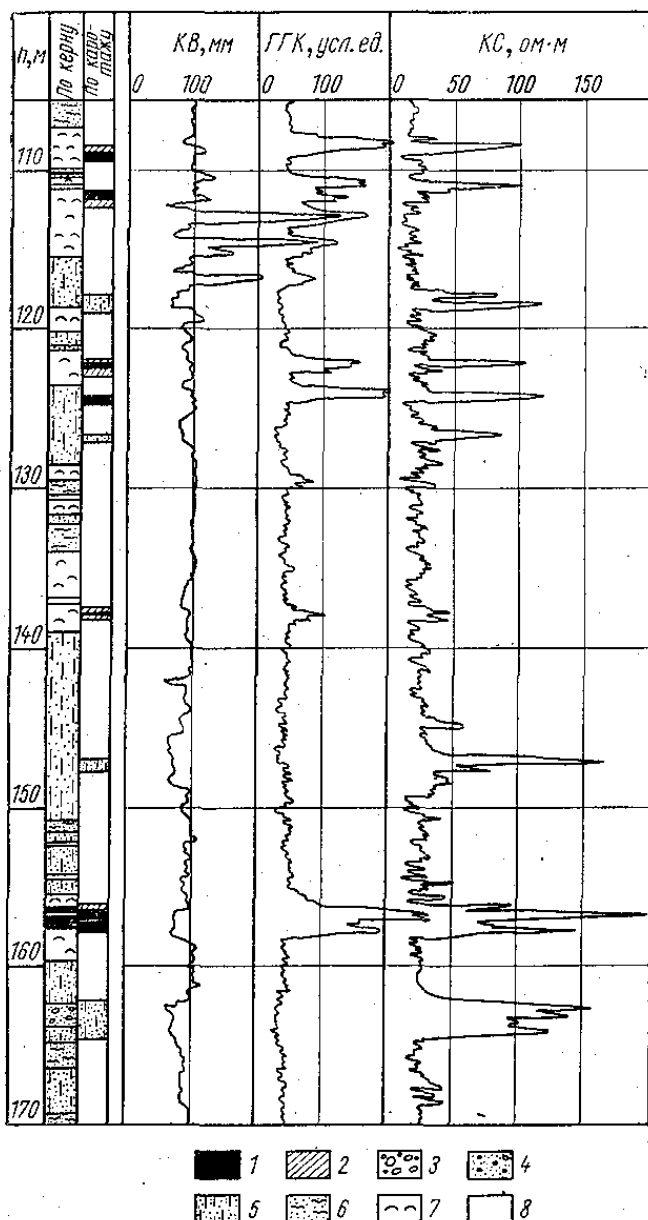


Рис. 13.1. Результаты каротажа на Челябинском бурогольном месторождении:
 1 — уголь; 2 — углистые сланцы; 3 — конгломераты; 4 — граувакиты; 5 — песчаники; 6 — алевролиты; 7 — аргиллиты; 8 — нерасчлененные породы с низким электрическим сопротивлением.

длиной 7—10 см (сцинтилляционный детектор, источник мягкого γ -излучения) обеспечивает определение строения пластов с практически исчерпывающей детальностью. Очевидным недостатком ГГК-С является небольшая глубинность и неполное исключение аномалий, вызываемых кавернами.

Дальнейшее улучшение методики выделения угольных пластов и изучения их строения должно идти как по пути усовершенствования отдельных видов каротажа, особенно ГГК-П и ГГК-С, так и в направлении рационального комплексирования методов в зависимости от конкретных условий.

Определение зольности и плотности углей

Кроме геометризации пласта важное значение для подсчета запасов и определения качества угольной массы имеет определение зольности и плотности (объемного веса) углей в естественном залегании. Зольность углей обычно определяют по керну или анализируют пробы, отобранные в скважинах грунтоносами. Плотность углей определяют по керну весовым методом, для чего перебуривают пласт угля скважиной большого диаметра, чтобы получить образец угля в ненарушенном состоянии.

Между зольностью и плотностью углей имеется следующая функциональная зависимость [36]:

$$\rho = \frac{\rho_0 \rho_m (1 - k_p)}{\rho_m - 0,0109 A^c (\rho_m - \rho_0)}, \quad (13.1)$$

где ρ_0 — плотность органической массы; ρ_m — плотность минеральной массы (зола); k_p — коэффициент пористости; A^c — зольность угля, %. Формула (13.1) получена в предположении, что уголь представляет собой механическую смесь двух компонентов — органического и минерального, имеющего в естественных условиях пористость k_p , и что относительное весовое содержание минеральной массы в угле равно

$$q = 1,09 \frac{A^c}{100}. \quad (13.2)$$

В определенных геологических условиях связь между плотностью и зольностью может быть однозначной, если постоянны плотность органической массы, плотность золы и коэффициент пористости. Тогда достаточно определять по данным каротажа один из этих параметров.

Фактические материалы, собранные в Донбассе [36], показывают, что плотность минеральной массы меняется незначительно и в среднем равна $\rho_m = 2,75 \text{ г/см}^3$; плотность органической массы в зависимости от степени метаморфизма углей меняется в пределах $\rho_0 = 1,2 \div 1,6 \text{ г/см}^3$; пористость равна $k_p =$

$=0\div 8\%$. В этих условиях увеличение зольности на 1% вызывает увеличение плотности угля на $0,008\text{--}0,013\text{ г/см}^3$ в зависимости от плотности органической массы и диапазона изменения зольности.

Предложено определять зольность углей по их плотности с помощью ГГК-П [31]. Так как большинство параметров, входящих в формулу (13.1),

не постоянные и могут изменяться даже в пределах одного месторождения, связь между плотностью и зольностью необходимо устанавливать для отдельных участков месторождения путем сопоставления данных ГГК-П и определений зольности по керну.

Корреляционная зависимость между плотностью образцов угля и их зольностью для углей Подмосковного бассейна в диапазоне зольности $0\text{--}40\%$ линейная с разбросом точек $\pm 5\%$ по абсолютной величине зольности и приращением плотности $0,0085\text{ г/см}^3$ на 1% зольности [31]. Разброс точек примерно равен точности измерений, так что не ясна связь между плотностью и зольностью при повышении точности анализа.

Стандартная методика ГГК-П обеспечивает определение зольности с точностью $\pm (4\div 5)\%$ абсолютного содержания золы. Применяя более совершенную методику ГГК-П, позволяющую измерять плотность по-

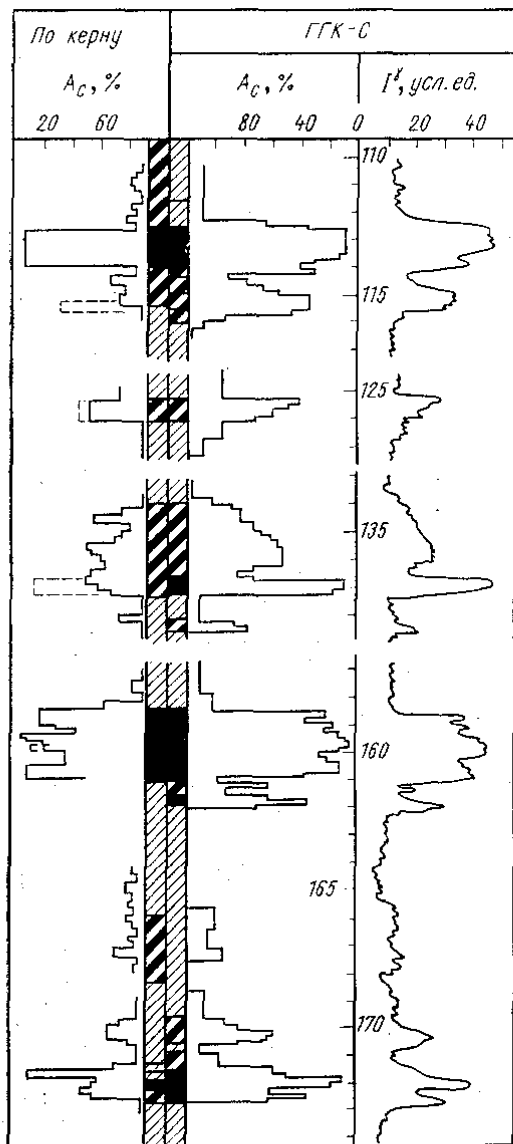


Рис. 13.2. Результаты определения зольности по керну и по ГГК-С.

род в скважинах с точностью $\pm (1 \div 2)$ отн. % [37], можно обеспечить точность $\pm (2 \div 3)$ % золы и выше, если не будут сказываться изменения пористости и плотности органической массы.

Установлено [32], что наиболее тесно коррелируется с зольностью эффективный атомный номер угля, поэтому в качестве наиболее перспективного метода определения зольности в скважинах предлагается ГГК-С. В настоящее время разработана и успешно испытана в Кузнецком и Донецком бассейнах методика спектрального ГГК-С, позволяющая определять зольность углей с точностью около $\pm 2\%$ золы. Для примера на рис. 13.2 сопоставлены геологические колонки и результаты определения золы в углях по керну и по диаграмме ГГК-С [32].

Основные помехи при определении зольности по данным ГГК-С — влияние скважинных условий и непостоянство состава золы. В работе [38] на примере одного из бурогольных месторождений Украины показано, что переменное содержание окислов железа и кальция в золе вызывает погрешности определения зольности по $Z_{эфф}$ величиной до 4—5 абс. % содержания золы.

Учитывая особенности ГГК-П и ГГК-С, следует рекомендовать их совместное применение при каротаже скважин на угольных месторождениях. При этом определение зольности двумя независимыми методами повысит точность и достоверность результатов, и, кроме того, абсолютные определения плотности углей в естественном залегании, вычисленные по диаграммам ГГК-П, можно будет использовать при подсчете запасов.

ГЛАВА 14. НЕФТЯНЫЕ И ГАЗОВЫЕ МЕСТОРОЖДЕНИЯ

§ 14.1. ПРЕДПОСЫЛКИ И МАСШТАБЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ

Современное состояние ядерного геофизических исследований

В Советском Союзе промышленное применение ядерного геофизических методов исследования нефтяных и газовых скважин начато в 1950—1952 гг. В настоящее время ежегодный объем каротажных работ превышает 10 млн. пог. м [35]. Ядерно-геофизические методы широко используют в США, Франции и других странах.

Методы ядерной геофизики применяют при разведке и эксплуатации нефтяных и газовых месторождений для решения следующих основных задач:

- 1) литологическое расчленение разреза скважин;

2) выделение коллекторов, оценка их пористости и других свойств;

3) определение характера насыщения коллекторов (вода, нефть, газ);

4) контроль за разработкой месторождений, и, в частности, прослеживание водонефтяного (ВНК) и газожидкостного (ГЖК) контактов;

5) контроль технического состояния скважины.

Перечисленные вопросы решаются и другими методами каротажа — электрическими, акустическим и т. д. Ядерногеофизические методы являются вспомогательными при каротаже необсаженных скважин, пройденных на буровом растворе в нормальных условиях. Привлечение ядерной геофизики позволяет более надежно расчленять разрез и оценивать коллекторские свойства пластов при совместной интерпретации материалов каротажа. В ряде случаев ядерногеофизические методы являются основными или единственно возможными способами исследования скважин. Так, ядерногеофизические методы входят в основной комплекс каротажа при изучении скважин, пробуренных на нефтяной основе, с продувкой газом или ударно-канатным способом (сухие скважины), а также при повышенной минерализации бурового раствора (более 20 л/г NaCl). В обсаженных скважинах при разведке месторождений, а также при эксплуатации месторождений и обследовании старого фонда скважин ядерногеофизическим методам отдают предпочтение.

Из методов ядерной геофизики на нефтяных и газовых месторождениях наиболее широко применяют ГК и НГК. В СССР на базе серийной двухканальной аппаратуры (НГГК-62, ДРСТ-1) указанными исследованиями охватывают большинство разведочных и эксплуатационных скважин. ГК и НГК применяют для уточнения литологии, корреляции геологических разрезов и в комплексе с другими методами — для выделения коллекторов, оценки их пористости, глинистости и других свойств.

Методы ННК_T и $\text{ННК}_{\text{нт}}$ применяются реже: для изучения пористости пород, литологического расчленения разреза и в благоприятных условиях в комплексе с НГК — для определения ВНК и ГЖК.

Метод ГГК-П в СССР широко используется при контроле технического состояния скважины (определение высоты подъема цемента за колонной, оценка эксцентриситета и качества цементного кольца и т. д.). В США и Франции ГГК-П применяют для оценки пористости коллекторов в необсаженных скважинах.

Метод АК применяют в отдельных случаях для определения ВНК, а также для решения некоторых технических задач (определение мест затрубной циркуляции воды).

В последние годы все шире применяется ИННК, с помощью которого исследуют коллекторы в обсаженных скважинах.

Наконец, широкое применение при контроле технического состояния скважин и пластов находит метод радиоактивных изотопов — МИ (или меченых атомов), который реализуют на базе ГК путем ввода в скважину или пласт искусственных γ -излучателей и последующего наблюдения их пространственного распределения.

Следует отметить, что при решении такой важной задачи, как оценка свойств коллекторов, в СССР применяют в основном качественные методы интерпретации [39]. Внедрение количественных методов затрудняется недостаточной стандартизацией и стабильностью применяемой аппаратуры, отсутствием или неполным комплектом палеточных зависимостей, позволяющих учитывать влияние скважинных условий, недостаточной разработкой способов учета помех (в основном влияния ближней зоны) и способов комплексной количественной интерпретации нескольких видов каротажа [39]. В этом отношении методы ядерной геофизики более успешно применяют в США и Франции [40, 41], где, как правило, все виды исследований обеспечены палеточными зависимостями и используются для количественной оценки коллекторов.

Обработка и интерпретация результатов каротажа, в том числе ядерногеофизического, довольно трудоемки. В настоящее время в СССР и за рубежом успешно разрабатывают алгоритмы и аппаратуру для автоматизации интерпретации как отдельных видов каротажа, так и комплекса каротажных исследований. Применяют различные виды ЭВМ — от простейших аналоговых счетно-решающих устройств до быстродействующих цифровых ЭВМ. Все это существенно повышает эффективность всех видов каротажа, в том числе ядерногеофизических.

Характеристика геологического разреза нефтяных и газовых месторождений

Выделяют два основных типа геологических разрезов, к которым приурочены нефтяные и газовые месторождения: первый тип — терригенный песчано-глинистый разрез (к основным литологическим разностям терригенного разреза относятся пески, глины, песчаники, глинистые сланцы); второй тип — карбонатный (он представлен в основном различными известняками и доломитами). В терригенном разрезе нефть и газ содержатся в песках, пористых песчаниках. В карбонатном разрезе коллекторами являются пористые, трещиноватые и кавернозные известняки.

Физические свойства осадочных пород, слагающих нефтяные и газовые месторождения, определяются их вещественным составом, пористостью, свойствами заполняющего поры веществ-

ва (вода, минерализованная вода, нефть, газ). Кроме того, свойства пород, влияющие на показания геофизических методов исследования скважин, зависят от процессов взаимодействия пласта и скважины (проникновение бурового раствора или фильтрата бурового раствора в пористые пласты, глинизация пласта, образование каверн, рассасывание зоны проникновения после обсадки скважины и т. д.). Ядернофизические свойства пород рассматривались в предшествующих главах. Здесь остановимся на схематической характеристике совокупности электрических, ядернофизических, механических и других свойств осадочного разреза, чтобы использовать эти сведения в дальнейшем при рассмотрении материалов комплексного каротажа. Более подробные сведения о физических свойствах осадочных пород и их влиянии на результаты каротажных исследований можно найти, например, в фундаментальной работе [42].

Глины. Кажущееся электрическое сопротивление глин обычно низкое ($1-10 \text{ ом} \cdot \text{м}$), и лишь в отдельных случаях (уплотнение глин, увеличение кремнистого и карбонатного цемента и т. д.) оно возрастает до $20-30 \text{ ом} \cdot \text{м}$. На диаграммах каротажа собственной поляризации (ПС) при буровых растворах более пресных, чем пластовые воды, глины выделяются положительными аномалиями (рис. 14.1 [42]). Глины обычно обладают повышенной естественной радиоактивностью, поэтому на диаграммах ГК выделяются положительными аномалиями. По своим нейтронным свойствам глины соответствуют водонасыщенной породе с коэффициентом пористости около $k_{\text{п}}=0,4$. Против пластов глин часто образуются большие каверны (размывы), которые отмечаются на диаграммах ядерногеофизического каротажа как водонасыщенные пласты почти со 100%-ной пористостью. Глины обладают повышенным тепловым сопротивлением и низкой механической прочностью. На диаграммах термокаротажа по искусственному тепловому полю (t°) при высокой температуре бурового раствора (по отношению к температуре пород) глины выделяются положительными аномалиями. На диаграммах механического каротажа по скорости проходки ($T_{\text{пр}}$) глинам соответствует небольшое время, затраченное на проходку 1 лог. м скважины.

Глинистые сланцы. По электрическим свойствам естественной радиоактивности и искусственному тепловому полю глинистые сланцы мало отличаются от глин. Нейтронные свойства глинистых сланцев существенно зависят от содержания в них водорода и от их плотности (пористости). Обычно глинистые сланцы более плотные, менее пористые, чем глины, а на диаграммах ядернофизических методов каротажа по сравнению с глинами отмечаются аномалиями, соответствующими уменьшению водородсодержания и увеличению плотности. Для глинистых сланцев характерно низкое и среднее время проходки $T_{\text{пр}}$, но оно больше, чем для глин.

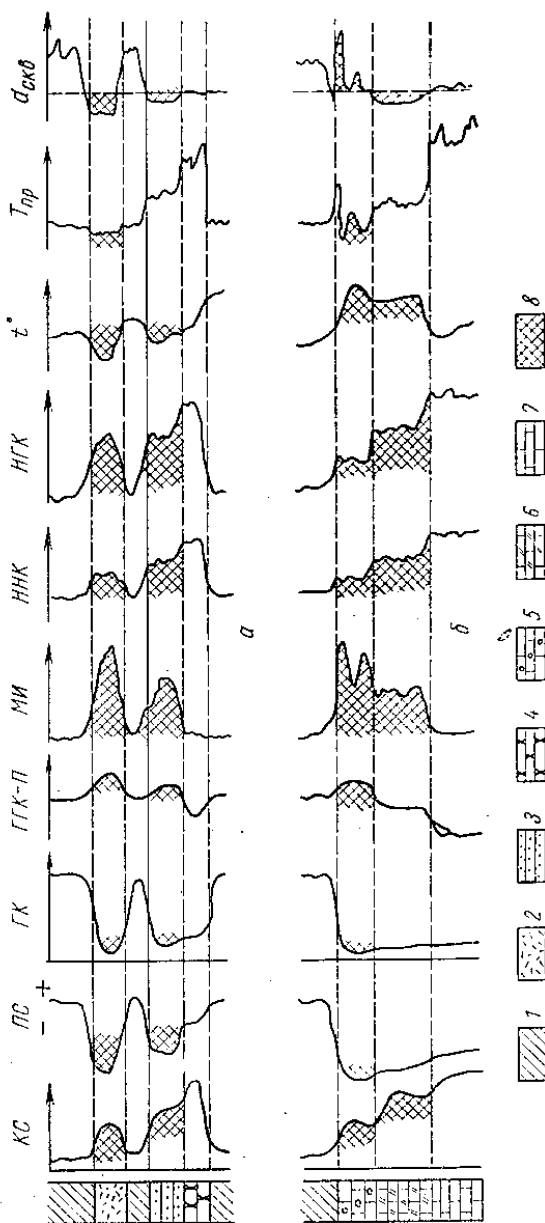


Рис. 14.1. Характеристика песчано-глинистого (а) и углистого (б) геологических разрезов нефтяных месторождений по данным различных видов каротажа:
 1 — глина; 2 — песок; 3 — песчаники рыхлые; 4 — песчаники плотные; 5 — известняки кавернозные и заколотые; 6 — известняки трещиноватые; 7 — известняки плотные; 8 — коллекторы.

Пески. Электрические свойства песков существенно зависят от характера заполняющего поры вещества. Кажущееся электрическое сопротивление изменяется от долей омметра (пески, насыщенные минерализованной водой) до сотен и даже тысяч омметров (сухие, газоносные, нефтеносные и насыщенные пресной водой пески). В нормальных условиях (сопротивление бурового раствора более высокое, чем пластовой воды) пески, залегающие среди глин, отмечаются отрицательными аномалиями ПС. Естественная радиоактивность песков, как правило, невысокая. Исключения составляют пески, содержащие минералы с повышенной радиоактивностью (глауконит, монацит). На диаграммах ядерного геофизического метода каротажа пески отмечаются как пласты с повышенной пористостью и пониженной плотностью по сравнению с плотными породами разреза. Амплитуда соответствующих аномалий меньше, чем против пластов глин (см. рис. 14.1). Ядернофизические свойства песчаных пластов существенно зависят от характера заполнения пор. Для песков характерно развитие зоны проникновения фильтрата бурового раствора и глинизация стенок скважины. Диаметр зоны проникновения достигает 4—8 диаметров скважины, намного превышая глубинность ядерно-геофизических методов. Пески выделяются среди глин пониженными значениями температуры и низкими значениями $T_{пр}$. Вследствие глинизации стенок скважины против песков обычно отмечается уменьшение диаметра скважины.

Песчаники. Встречаются как высокопористые, так и плотные песчаники. Электрическое сопротивление пористых, насыщенных минерализованной водой песчаников составляет единицы омметров, что обычно превышает сопротивление глин и песков. Электрическое сопротивление возрастает (вплоть до тысяч омметров) при увеличении степени сцементированности песчаников и насыщении их нефтью и газом. На диаграммах ПС песчаники, как и пески, отмечаются среди глин отрицательными аномалиями. По естественной радиоактивности песчаники обычно занимают промежуточное положение между глинами и песками. Ядернофизические свойства песчаников определяются их пористостью: показания методов ядерного геофизического каротажа соответствуют уменьшению водородсодержания и увеличению плотности при переходе от пористых к слабопористым, сцементированным разностям. Песчаники по сравнению с песками и глинистыми сланцами обладают повышенной механической прочностью, поэтому время проходки 1 пог. м скважины при бурении песчаников возрастает. Диаметр скважины против пластов песчаников либо близок к номинальному, либо уменьшен за счет глинизации стенок скважины.

Известняки. Известняки сильно различаются по своим физическим свойствам. Встречаются разности от плотных мраморизованных или окремнелых до рыхлых ракушников. Электри-

ческое сопротивление известняков в общем высокое, но для пористых и кавернозных оно снижается вплоть до единиц омметров. Среди глин известняки выделяются отрицательными аномалиями ПС (см. рис. 14.1). Амплитуда аномалий ПС уменьшается при увеличении глинистости известняков. Для известняков характерна низкая естественная γ -активность, но встречаются урансодержащие разности с повышенной радиоактивностью. Ядернофизические свойства известняков определяются их пористостью и характером заполнения пор. В целом известняки отличаются повышенной плотностью и механической прочностью по сравнению с песчано-глинистыми отложениями, хотя кавернозные и высокопористые известняки имеют низкую прочность и небольшую плотность. На термограммах известняки, залегающие среди глин, отмечаются отрицательными аномалиями искусственного теплового поля. Но высокопористые известняки выделяются повышенными значениями температуры за счет проникновения бурового раствора в пласт. Время проходки карбонатных отложений обычно среднее и высокое; оно существенно зависит от пористости известняков. В плотных известняках диаметр скважины сохраняется постоянным на уровне номинального. В высокопористых известняках с интергранулярной пористостью и мелкой кавернозностью развивается глинизация стенок с соответствующим уменьшением диаметра скважины. В рыхлых сильнотрещиноватых и частично закарстованных известняках диаметр скважины обычно стабилен и несколько увеличен. В сильно закарстованных известняках наблюдаются значительные по размерам каверны.

Доломиты. По своим свойствам доломиты мало отличаются от известняков. Они обладают несколько повышенной минералогической плотностью, более высоким эффективным атомным номером и повышенной пористостью, но эти отличия не являются определяющими.

Гидрохимические осадки. В разрезах нефтяных месторождений нередко встречаются каменная соль, ангидрит, сильвин и другие гидрохимические породы. Они отличаются по физическим свойствам от других пород разреза. Для гидрохимических осадков характерно высокое удельное электрическое сопротивление. На диаграммах ПС гидрохимические осадки отмечаются несколько меньшими аномалиями, чем глины. Гидрохимические осадки имеют низкую естественную радиоактивность; исключение составляют калийные соли, радиоактивность которых благодаря содержанию изотопа K^{40} существенно повышенная. Гидрохимические породы могут содержать кристаллизационную воду и нейтронпоглощающие элементы (хлор, бор), поэтому на диаграммах, полученных нейтронными методами, они отмечаются по-разному. Пониженной плотностью обладают каменная соль и сильвин, повышенной — ангидрит. Гидрохимические осадки имеют пониженное тепловое сопротивление.

ние, малую механическую прочность. В пластах гидрохимических пород благодаря растворению содержащихся в них солей обычно наблюдается значительное увеличение диаметра скважины.

§ 14.2. ЯДЕРНАЯ ГЕОФИЗИКА ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ НЕФТЯНЫХ И ГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Поисково-разведочные скважины обычно исследуют до их обсадки, поэтому в комплекс каротажных методов входят различные виды электрического каротажа, ядерногеофизические исследования и некоторые другие виды каротажа. С помощью каротажа выполняют литологическое расчленение разреза, выделяют коллекторы и оценивают их промышленные свойства. Рассмотрим роль и возможности ядерногеофизических видов каротажа при решении указанных задач.

Расчленение геологического разреза, выделение и оценка коллекторов

В нормальных условиях при бурении скважин на пресном буровом растворе и при развитии в пористых породах зоны проникновения фильтрата бурового раствора выделение основных литологических типов пород и коллекторов осуществляется относительно легко с помощью стандартных методов электрического каротажа (КС, ПС) [42]. Важную дополнительную информацию дает ГК при изучении песчано-глинистых отложений. Некоторые вопросы, например выделение плотных песчаников и их отличие от нефтеносных пластов, не решаются методами электрического каротажа, и здесь оказывается полезным метод НГК [39]. При изучении карбонатного разреза эффективность методов электрического каротажа обычно невысокая, поэтому важную роль играет НГК, с помощью которого выделяют пористые породы и оценивают их пористость.

В Советском Союзе в стандартный комплекс каротажа поисковых и разведочных скважин наряду с электрическими методами входят ГК и НГК. Зарубежные специалисты считают, что литологическое расчленение разреза и выделение коллекторов в неосложненных условиях можно выполнять по двум-трем видам каротажа пористости (электрические методы, акустический каротаж, ГГК-П и НГК) [40, 41].

Важной задачей каротажа является разделение коллекторов по характеру насыщения на нефтеносные, водоносные, газоносные и смешанные. При развитии зоны проникновения и наличии в прискваженной части пласта промытой зоны методы каротажа, имеющие малую глубинность (в том числе ядерногеофизические), дают мало информации о характере заполняющего поры пласта вещества. Однако и в этом случае можно оценивать характер заполнения пор по остаточной нефте- или во-

донасыщенности. Кроме того, нефтеносные и водоносные пласты могут отличаться по некоторым признакам, которые фиксируются разными видами каротажа. В этом случае интерпретация комплексных каротажных исследований позволяет успешно решать рассматриваемую задачу.

Объективный анализ возможностей каротажных методов и роли методов ядерного геофизического каротажа при выделении нефтеносных и водоносных пластов выполнен путем машинной интерпретации материалов каротажа на базе алгоритма распознавания образов [43]. Для интерпретации использованы результаты каротажа скважин, пройденных в песчано-глинистом и карбонатном разрезах на нескольких нефтяных месторождениях (Ромашкинское, разведочные площади Татарии, Красноярское, месторождения Оренбургской области и др.). Разделение пластов проводилось по комплексу следующих геофизических параметров: кажущееся электрическое сопротивление на зондах размером 4,25; 2,25; 0,45 и 0,75 м; показания методов ПС, НГК, ГК; мощность пласта, диаметр скважины, сопротивление бурового раствора, характеристика экранирования и вмещающих пород. Получены следующие результаты [43].

Задача разделения пластов на нефтеносные и водоносные решается с эффективностью, близкой к 100%. При интерпретации программа чаще всего обращается к показаниям четырехметрового градиент-зонда (17,5% случаев обращения), затем идут мощность пласта (12% случаев), параметры НГК и ГК (10,7 и 8,8% соответственно), показания двухметрового градиент-зонда (8,7%) и далее остальные методы. Таким образом, методы ГК и НГК занимают важное, хотя и не исключительное место в комплексе каротажных исследований нефтяных скважин.

Следует отметить двухзондовые методики ядерного геофизического каротажа, которые применяют в сложных условиях (переменная пористость коллекторов, неоднородный литологический состав). Сочетание зондов НГК+ННК_г дает возможность по остаточной водонасыщенности при условии высокой минерализации пластовых вод отделить нефтеносные пласты от водоносных. При соответствующей нормировке показания указанных зондов совпадают против нефтеносных пластов и расходятся против водоносных. Аналогичные расхождения кривых получают при исследовании газонасыщенных пластов малым и большим зондами НГК: здесь эффект достигается за счет разной глубинности исследований (см. гл. 8), поскольку с углублением в пласт увеличивается остаточная газонасыщенность.

Количественные определения пористости пород

Интерпретация материалов каротажа с целью определения общей пористости пород является одной из важных задач при изучении коллекторов. Считают, что количественные определе-

ния пористости можно выполнять по данным каротажа необсаженных скважин. В обсаженных скважинах возможны определения пористости с помощью НГК, но точность их невысокая. В этом отношении определенные перспективы намечаются в связи с развитием количественных методов интерпретации ИННК.

Чистые (неглинистые) гранулярные коллекторы высокой пористости, к которым относятся песчаные коллекторы с кварцевой основой и карбонатные коллекторы с интергранулярной (блоковой) пористостью, являются наиболее благоприятными для применения стандартных методов электрического каротажа (КС, ПС). В СССР пористость указанных коллекторов определяют по данным КС, реже ПС. В качестве вспомогательного метода используют НГК. В США и Франции кроме электрических методов каротажа для определения пористости чистых гранулярных коллекторов широко применяют акустический каротаж, ГГК-П и НГК [40, 41].

Определения пористости проводят с помощью стандартных методов электрокаротажа при использовании глинистых коллекторов и карбонатных коллекторов с низкой пористостью (менее 7—10%). Здесь возрастает роль ядернофизических методов, хотя наиболее полное решение задачи обеспечивается применением комплекса каротажных исследований. Рассмотрим особенности применения ядерногеофизических методов каротажа при определении пористости в различных условиях.

В низкопористых карбонатных коллекторах обычно развивается мощная зона проникновения. Заполнение порового пространства фильтратом бурового раствора благоприятствует применению ядерногеофизических методов. Для определения пористости можно использовать НГК, ГГК-П, ИННК. В рассматриваемом диапазоне пористости наибольшую чувствительность имеет $ИННК_T$ [44—45] — примерно в 2 раза больше, чем НГК. Каротаж выполняют при большой длине зонда (порядка 60 см). В случае влияния минерализации пластовых вод вместо $ИННК_T$ применяют $ИННК_{нт}$. Недостаток методов ИННК по сравнению с НГК — более высокая чувствительность к глинистой корке. Для учета влияния глинистой корки разрабатывают и применяют двухзондовые снаряды ИННК [41, 45], в которых малый зонд служит для оценки толщины глинистой корки и кавернозности стенок скважины.

Определение пористости глинистых коллекторов затрудняется влиянием глинистости на показания нейтронных методов. На примере песчано-глинистого разреза Туймазинского нефтяного месторождения показано, что методы НГК и ИННК в этом случае недостаточно надежны [46]. Ошибки определения пористости по данным нейтронных методов снижаются, если учитывать глинистость по кривым ГК и ПС, однако они остаются достаточно высокими (15—20% от измеряемой величины). Наи-

Более надежные результаты при определении пористости в интервале $k_p = 0,07 \div 0,25$ дало применение ГГК-П [46]. За рубежом вместе с ГГК-П используют акустический каротаж [41]. Для исключения влияния ближней зоны применяют двухзондовые системы ГГК-П с коллиматорами.

В благоприятных условиях, когда минералогический состав скелета породы постоянен и открытая пористость песчано-алевритовой породы меняется благодаря заполнению пор глинистым материалом, наблюдается обратно пропорциональная зависимость между содержанием глинистого материала $C_{гг}$ и коэффициентом пористости k_p . Поскольку показания ГГК пропорциональны $C_{гг}$, их можно использовать для определения коэффициента пористости [42]. Для этой же цели используют ПС. Определения глинистости представляют интерес и в тех случаях, когда нет тесной связи между $C_{гг}$ и коэффициентом открытой пористости: этот параметр играет важную роль при комплексной оценке промышленных свойств пластов.

Определение водо-нефтяного контакта

Задача определения ВНК сводится к оценке характера заполнения пор. Поскольку развитие зоны проникновения связано с вытеснением пластовой жидкости фильтратом бурового раствора, определение ВНК в необсаженных скважинах с помощью ядерного геофизических методов затруднительно. В этом случае применяют глубинные модификации электрокаротажа. При слабом развитии зоны проникновения, а также при высокой остаточной нефте- и водонасыщенности, при осолонении пресного фильтрата бурового раствора и при расформировании зоны проникновения в обсаженных или заглинизированных интервалах скважин возможности и роль ядерного геофизических методов каротажа возрастают.

Из раздела II следует, что разделение нефтеносной и водоносной частей коллектора с помощью ядерного геофизических методов каротажа основано на различии нейтронных свойств нефти и минерализованной воды. Для определения ВНК применяют НГК в интегральном и спектрометрическом вариантах, ННК_т, АК и в последние годы все в больших масштабах ИННК [39]. Эффективность ядерного геофизического каротажа во многом определяется конкретными условиями того или иного месторождения. Рассмотрим несколько примеров.

На рис. 14.2 приводятся результаты определения ВНК в обсаженных скважинах Байлинского месторождения (Татария) [47]. Коллекторы представлены высокопористыми песчаниками при минерализации пластовых вод 260—300 г/л NaCl. На диаграммах НГК водоносная часть пласта выделяется по сравнению с нефтеносной положительной аномалией за счет захватного γ -излучения хлора. Эффективность НГК снижается в пер-

форированных скважинах из-за проникновения пресной воды в водоносные пласты и соленой воды — в нефтеносные (при за-
давлении скважины перед каротажем соленой водой). Опре-
деление ВНК более уверенно выполняется по данным АК. На
рис. 14.2 приведены результаты определения ВНК по наведен-
ной активности хлора (β_{cl}) в перфорированной (верхняя часть

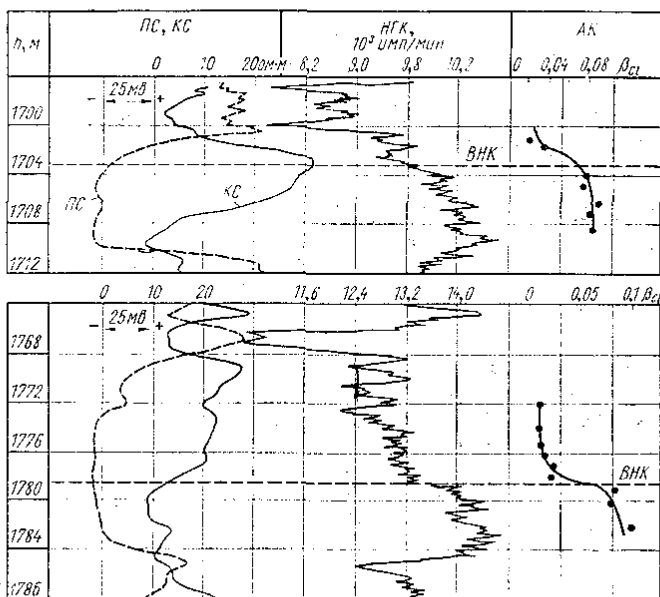


Рис. 14.2. Результаты определения ВНК в песчаном
пласте в условиях обсаженной скважины при высокой
минерализации пластовых вод.

рисунка) и обсаженной неперфорированной (нижняя часть ри-
сунка) скважинах.

Наиболее четкие результаты при определении ВНК в обса-
женных скважинах дает ИННК. Если минерализация пласто-
вых вод высокая (250 г/л NaCl), то в карбонатных и песчано-
глинистых отложениях ВНК отмечается на диаграммах ИННК_т
показаниями, превышающими показания НГК примерно в
100 раз и показания АК — в 5 раз [48]. Пример определения
ВНК в обсаженных скважинах на двух месторождениях Тата-
рии приводится на рис. 14.3 [48]. В скважине № 383 Павлов-
ской площади Ромашкинского месторождения исследование об-
воднившегося песчаного пласта методами НГК и ННК не дало
положительных результатов; по данным ИННК_т, ВНК четко
отмечается на глубине 1159 м (см. рис. 14.3, б).

Положительные результаты дало комплексное использова-
ние методов ННК_т и НГК при определении ВНК в карбонат-

ных коллекторах на нефтяных месторождениях Куйбышевской области [49]. Каждый из методов в отдельности даже в благоприятных условиях не позволяет решить задачу из-за переменной пористости коллекторов, которая влияет на показания НГК и ННК_т в большей степени, чем изменение хлорсодержания. Для исключения влияния пористости и выделения эффекта

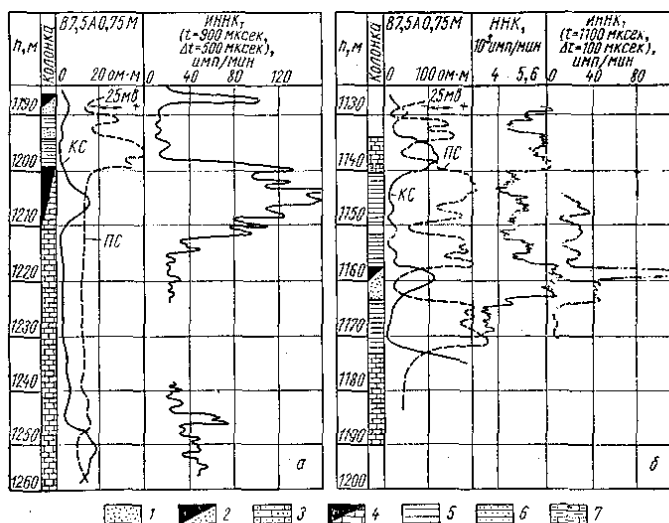


Рис. 14.3. Определение ВНК в карбонатных отложениях на Бавлинском месторождении (а) и в обводнившемся песчаном пласте на Ромашкинском месторождении (б):

1 — песчаник водоносный; 2 — песчаник нефтеносный; 3 — известняк водоносный; 4 — известняк нефтеносный; 5 — глина; 6 — глинистый песчаник; 7 — глинистый известняк.

взаимодействия нейтронов с ядрами хлора использовали известную методику нормирования кривых НГК и ННК_т. Работы выполняли при длинах зондов 50 и 80 см. Диаграммы записывали в таких масштабах, что они совпадали против нефтеносной части пласта и расходились против водоносной. При исследовании обсаженных скважин (диаметр скважин 250 и 300 мм, диаметр обсадки 168 и 146 мм) четкие аномалии на ВНК получены в кавернозных, трещиноватых известняках, имеющих пористость 5—20% при минерализации пластовых вод 120—150 г/л NaCl. Оценен нижний предел чувствительности рассматриваемой методики определения ВНК. Он определяется минерализацией 50—70 г/л при коэффициенте пористости коллектора $k_p = 0,2$. При уменьшении пористости до $k_p = 0,1$ эффект на ВНК заметен лишь при минерализации пластовых вод более 150 г/л NaCl, а при $k_p = 0,05 \div 0,1$ минерализация должна быть более 200—250 г/л. На результаты исследова-

дований значительное влияние оказывает характер среды, заполняющей затрубное пространство. Отсутствие цемента за колонной или низкое качество цементирования приводит к заполнению затрубного пространства минерализованной водой, что искажает результаты каротажа.

Примером определения ВНК в сложных условиях является изучение песчаных коллекторов на месторождениях Краснодарского края [50]. Применение методов ядерной геофизики для изучения ВНК в обсаженных скважинах затрудняется низкой минерализацией пластовых вод (менее 50 г/л NaCl) и неоднородностью коллекторов. Положительные результаты дало применение ИННК. В пористых песчаниках ($k_n=0,18\div 0,20$) при минерализации пластовых вод 25 г/л NaCl и при содержании в водах около 40 мг/г бора эффект ИННК на ВНК составил 63%. Это является в настоящее время пределом возможностей ядерногеофизических методов. По другим данным (как советских, так и зарубежных исследователей), успешное определение ВНК в обсаженных скважинах с помощью ИННК возможно при минерализации пластовых вод более 50 г/л. NaCl.

Определение газожидкостного контакта

Переход от водонасыщенной или нефтенасыщенной части пласта к газонасыщенной сопровождается уменьшением водородсодержания и плотности. Этот эффект отмечается такими методами, как НГК, НК, ИННК, которые в основном и используют для изучения газоносного разреза. Уменьшение плотности можно также отметить с помощью ГГК-П, но последний имеет меньшую глубинность, чем нейтронные методы, поэтому для решения рассматриваемой задачи мало пригоден.

Обычно для определения ГЖК применяют методику двух зондов для исключения влияния переменной пористости и изменений литологического состава пород [39]. Используют либо зонд НК_г длиной 30—40 см и зонд НГК длиной 70—80 см, либо два зонда НГК: один длиной 30—40 см, второй — 70—80 см. В обоих случаях показания большого зонда, обладающего повышенной чувствительностью к плотности, выше против газонасыщенной части пласта по сравнению с показаниями малого зонда (при равенстве показаний против водонасыщенного пласта). Способ выделения газоносной части пласта с помощью комплекса НГК и НК_г обладает чувствительностью, в 2—3 раза более высокой, чем способ с использованием двух зондов НГК. Нижний предел выделения газоносного пласта определяется 2—3% объемной газонасыщенности при условии общего высокого водородсодержания пласта. Это позволяет применять комплекс НГК, НК_г для определения ГЖК в необсаженных скважинах по остаточной газонасыщенности в зоне проникновения. Однако наилучшими условиями для определе-

ния ГЖК являются условия обсаженных скважин, в которых расформировалась зона проникновения.

Для изучения газоносного разреза и определения ГЖК успешно применяют ИННК. Например, в условиях песчано-глинисто-карбонатного разреза нефте-газовых месторождений Украины при пористости коллектора 15—25% и минерализации пластовых вод 100—150 г/л NaCl контакт газ—вода отмечается изменением показаний ИННК в 6—10 раз [51]. Газоносная часть пласта выделяется четкими положительными аномалиями (см. рис. 11.8).

В условиях нефте-газовых месторождений Краснодарского края при низкой минерализации пластовых вод (25—30 г/л NaCl) ГЖК отмечается на диаграммах ИННК изменением показаний в 2,5 раза (обсаженные скважины) [50].

Применение ядерногофизических методов для отбивки ГЖК затрудняется при проникновении в газоносный пласт воды и при невыдержанной пористости и литологии продуктивных отложений.

§ 14.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯДЕРНОГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ РАЗРАБОТКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Определение ВНК в действующих скважинах и контроль за продвижением ВНК и ГЖК

Для управления процессом эксплуатации скважин на нефтяных и газовых месторождениях большое значение имеет контроль текущего положения ВНК и ГЖК. Определение ВНК в перфорированных эксплуатационных скважинах имеет некоторые особенности.

В перфорированных интервалах скважины часто буровой раствор проникает за колонну, и в нефтяном пласте создается зона проникновения фильтрата раствора. Нефть, в свою очередь, проникает в скважину и образует в ней ВНК, обычно не совпадающий с ВНК в пласте. При помощи каротажа отмечают оба ВНК, поэтому необходимы дополнительные исследования по их разделению.

На месторождениях с высокопористыми коллекторами и высокой минерализацией пластовых вод (свыше 100 г/л NaCl) для контроля за продвижением ВНК часто применяют рассмотренный выше комплекс НГК и ННК_т [39]. В перфорированных пластах более четкие результаты дает применение ИННК. В ограниченных масштабах для определения ВНК применяют АК по натрию или хлору.

Особенно важное значение приобретают методы ядерногофизических исследований при контроле за продвижением ВНК и прорывом контурных вод на месторождениях, эксплуатация которых осуществляется методами законтурного и внутриконт-

турного заводнения. Наиболее эффективными оказались исследования в работающих скважинах через насосно-компрессорные трубы. Это требует малогабаритной аппаратуры и некоторого дополнительного оборудования. В настоящее время разработана и применяется малогабаритная аппаратура типа РКМ, с помощью которой выполняют ГК, НГК и ННК_т без подъема насосно-компрессорных труб [39]. С помощью этой же аппаратуры осуществляют АК в действующих скважинах.

Методика определения ВНК и ГЖК в действующих скважинах имеет особенности. Дополнительные возможности открывает проведение разновременных измерений и сравнение результатов, полученных с большим перерывом во времени. Это позволяет выделить динамические процессы на фоне статических и тем самым устранить помехи, связанные с неоднородностью коллекторов и строения скважины. Дополнительная информация получается при каротаже скважины в разных режимах ее работы. Многие вопросы удастся выяснить путем комплексирования НГК и ННК_т с измерениями резистивиметром и скважинным плотномером жидкости, а также пакерным дебитометром [39].

Применяемый в СССР плотномер жидкости работает по принципу установки для определения плотности среды по поглощению узкого пучка γ -излучения. С помощью плотномера определяют ВНК в стволе скважины. Комплекс исследований в целом позволяет не только определять ВНК и ГЖК, но также установить работающие в неработающие пласты и места поступления в скважину пластовых вод.

На месторождениях нефти, эксплуатация которых производится методами законтурного и внутриконтурного заводнения пресной водой, контроль за продвижением в ВНК и прорывом пресных вод осложняется из-за опреснения контурных вод. В этих условиях однократные измерения комплексом НГК и ННК_т малоэффективны. Положительные результаты дает наблюдение во времени: при этом отмечается вначале осолонение пресных вод, закачиваемых в пласт, за счет реликтовых минерализованных вод нефтеносного пласта, а затем постепенное уменьшение минерализации по мере поступления новых порций пресной воды [39]. В сложных случаях при низкой минерализации контурных вод применяют методы исследования на базе ИННК с дополнительными операциями в скважине, включающими закачку воды в пласт. Весьма перспективно применение малогабаритных генераторов нейтронов, которые позволили бы работать через насосно-компрессорные трубы.

Один из примеров контроля за продвижением ВНК на нефтяных месторождениях Башкирии показан на рис. 14.4 [39]. Пласт девонского песчаника (пористость 20%, минерализация пластовых вод порядка 230—250 г/л NaCl), залегающий на глубине 2000—2018 м, в момент проводки скважины (1959 г.),

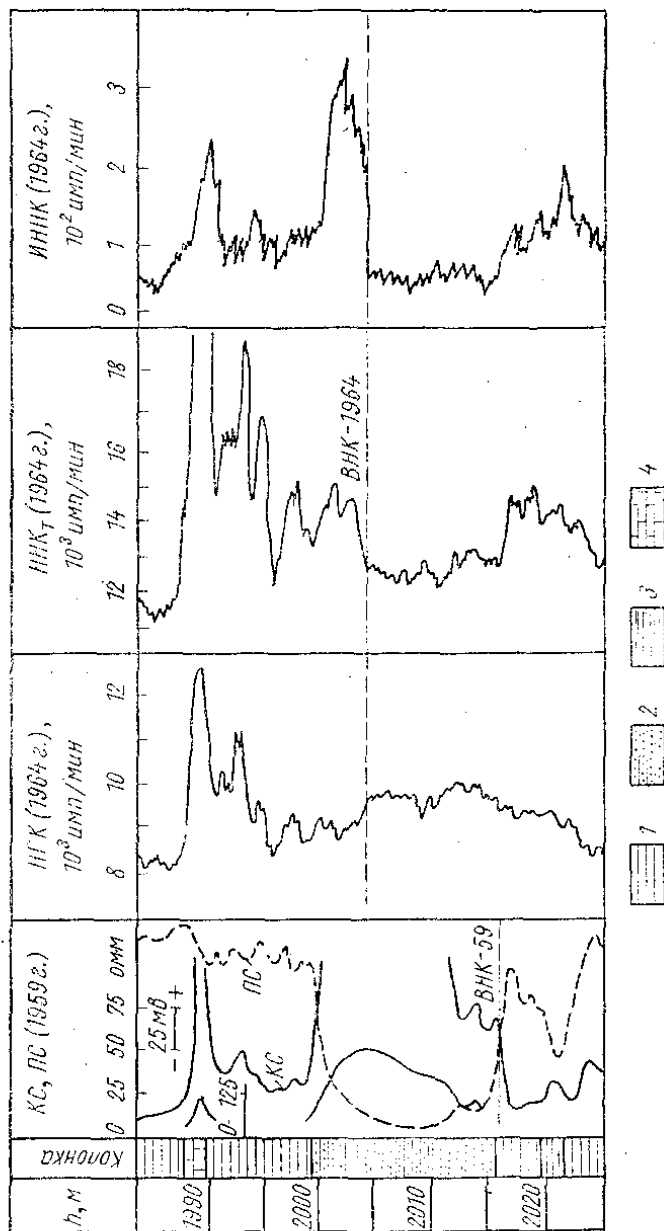


Рис. 14.4. Контроль за продвижением ВНК с помощью ядерногеофизических методов:
1 — глины; 2 — песчанник; 3 — глина песчаная; 4 — известняки.

как это видно из диаграмм электрического каротажа, был полностью нефтенасыщен. К моменту проведения ядерного геофизических исследований (1964 г.) произошло значительное перемещение контура нефтеносности: по данным НГК, ННК_т и ИННК, ВНК четко отмечается на глубине 2004 м. В рассматриваемом случае условия применения методов ядерной геофизики были благоприятные.

На Родченковском газо-нефтяном месторождении (Украина) контроль за продвижением ГЖК успешно осуществляли с помощью ИННК [51]. В сухих скважинах, имеющих диаметр 300—351 мм и обсаженных колонной диаметром 273—168 мм, газонасыщенная часть пласта в песчаном коллекторе ($k_p = 0,17 \div 0,22$) выделяется четкими положительными аномалиями при минерализации пластовых вод порядка 100—150 г/л NaCl.

Методы контроля ВНК через насосно-компрессорные трубы с 1958 г. успешно применяются на нефтяных месторождениях Татарии [52]. Комплекс НГК и ННК_т, а также АК по натрию и хлору позволили получить много ценных сведений о ходе обводнения нефтяных пластов на Бавлинском и особенно Ромашкинском месторождениях.

Применение метода изотопов для решения различных задач

Метод изотопов (МИ) используют как в СССР, так и за рубежом для контроля за гидроразрывом пласта, для определения мест поглощения бурового раствора в скважине, для обнаружения мест затрубной циркуляции воды, для контроля технического состояния скважин и других целей.

В качестве радиоактивных индикаторов в МИ используют короткоживущие (с периодом полураспада порядка 2 месяцев) γ -излучающие изотопы. Наибольшее распространение получили изотопы Fe⁵⁹ и I¹³¹. С помощью изотопов активируют буровой раствор, песок либо воду, которые затем вводят в скважину. Предварительно выполняют контрольный ГК для учета γ -фона. После введения в скважину радиоактивных носителей выполняют ГК, по диаграмме которого можно судить о распределении меченых порций вещества и о их перемещении.

В качестве иллюстрации на рис. 14.5 показаны результаты определения мест поглощения бурового раствора в скважине [42]. Диаграмма МИ₁ зарегистрирована после бурения скважины на активированном буровом растворе (перед проведением ГК активированный раствор в стволе скважины заменили на обычный). На диаграмме МИ₁ положительными аномалиями отмечены места поглощения бурового раствора: каверны (зоны А, В, С) и высокопористые коллекторы (зоны D, E, F, G, J). После цементирования скважины выполнен повторный ГК.

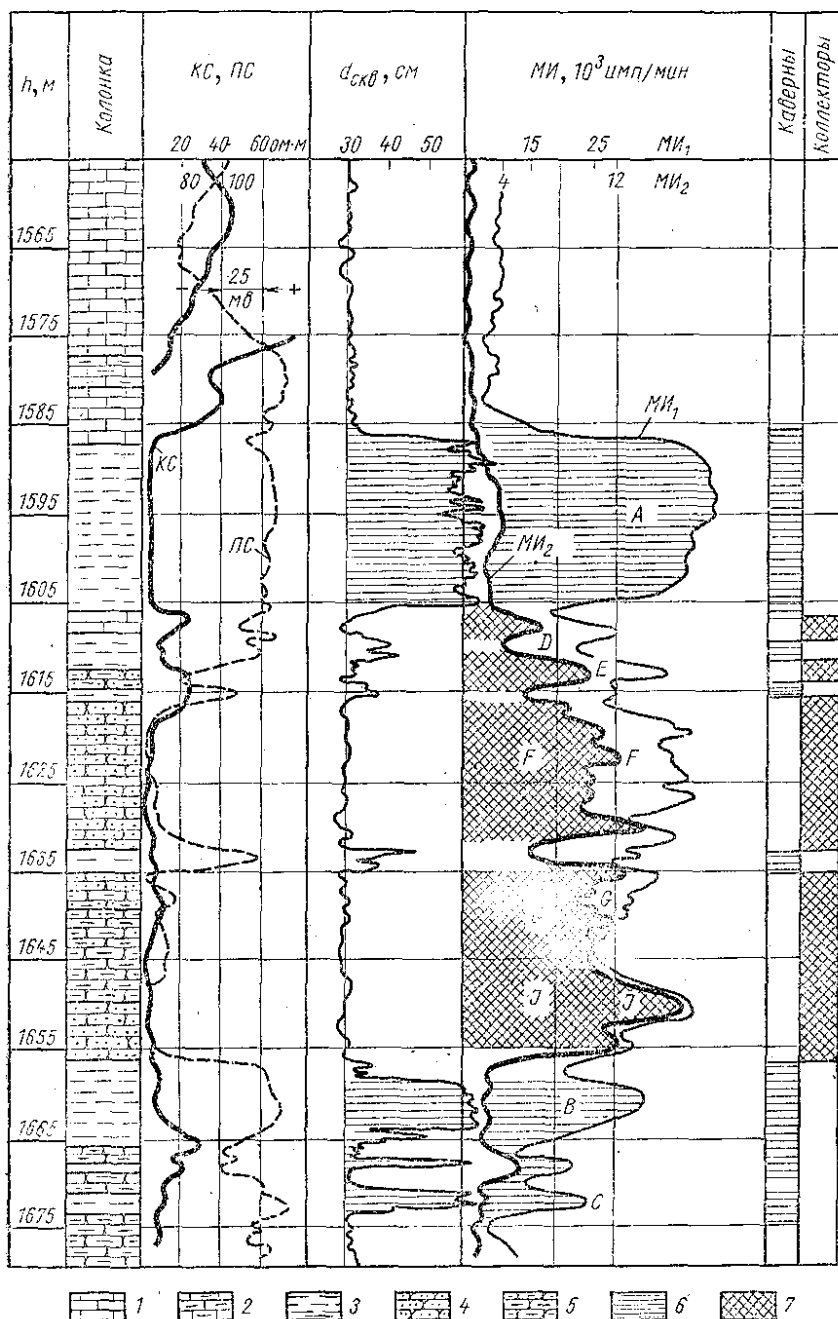


Рис. 145. Применение метода изотопов для изучения скважины на нефтяном месторождении:

1 — известняки; 2 — глинистые известняки; 3 — аргиллиты; 4 — песчаники; 5 — алевролиты; 6 — кавернозные породы; 7 — проницаемые высокопористые породы.

При этом на диаграмме MI_2 положительные аномалии были вызваны только порциями активированного бурового раствора, проникшими в коллектор (пористый песчаник), аномалии же против каверн исчезли.

Аналогичным образом определяют места повреждения колонны или зоны интенсивного поглощения буровой жидкости. Если добавить небольшую порцию радиоактивного изотопа к цементу, закачиваемому в скважину, можно по изменению γ -активности точно определить высоту подъема цемента за колонной.

При контроле гидроразрыва пласта радиоактивным изотопом метят песок. Для этого порции песка перед закачкой в пласт смачивают жидкостью, содержащей изотоп Fe^{59} , и прокачивают. На песке образуется прочная пленка окисла железа. После вскрытия пласта мощными струями нагнетаемой в скважину жидкости в образовавшиеся трещины закачивают порции меченого песка. Последующий ГК позволяет определить наличие трещин гидроразрыва, их число, мощность, оценить их глубину. Эти сведения имеют важное значение для качественной подготовки пласта к эксплуатации.

Недостаток MI состоит в том, что проведение работ сопровождается радиоактивным загрязнением скважины, бурового и каротажного оборудования. Кроме того, применение короткоживущих изотопов создает трудности в их своевременной доставке к месту работ. Намечаются два пути устранения указанных трудностей. Первый — получение изотопов с очень коротким периодом полураспада на месте работ с помощью портативного ядерного реактора или непосредственно путем активации бурового раствора с помощью мощного генератора нейтронов. Второй путь — замена радиоактивных индикаторов нерадиоактивными, например веществами с аномально высокими сечениями захвата нейтронов. За перемещением последних можно следить с помощью обычных нейтронных методов.

Определение источника обводнения действующих скважин

На нефтяных месторождениях Татарии для определения источника обводнения скважин используют активационный метод контроля за движением пластовых вод [52]. Сущность метода заключается в следующем.

Методом АК выполняют исследования в действующих скважинах через насосно-компрессорные трубы. Исследования включают обычную схему активации натрия и последующие наблюдения наведенной γ -активности. Особенность состоит в том, что измерения выполняют двумя детекторами γ -квантов, смещенными симметрично относительно точки активации на расстоянии 40—50 см друг от друга. Кроме того, облучение нейтрона-

ми и первая часть замеров наведенной γ -активности (1,5—2 ч) производится при остановке скважины. Затем скважину пускают и измерения наведенной активности продолжают в процессе ее работы (3—4 ч). Результаты АК строят в специальных координатах, спрямляющих двухкомпонентные кривые спада наведенной активности (см. рис. 9.2).

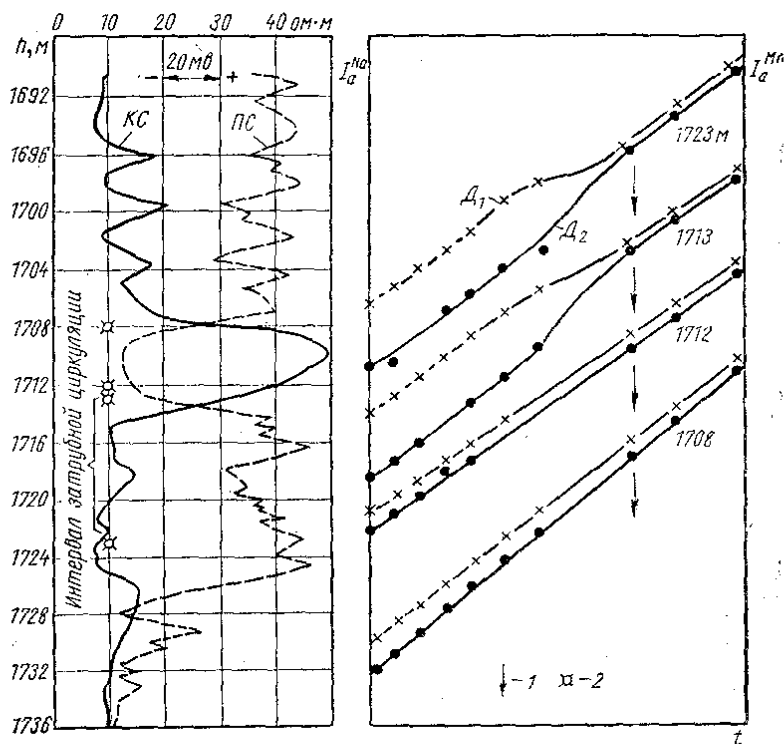


Рис. 14.6. Определение мест затрубной циркуляции воды методом АК:

1 — момент пуска скважины; 2 — точка замера; D_1 — верхний детектор; D_2 — нижний детектор.

С помощью рассмотренной методики наблюдений можно обнаружить движение активированной минерализованной воды в пласте либо в затрубном пространстве и определить направление движения вод. Если активированная вода неподвижна, то графики спада наведенной активности одинаковы для обоих детекторов, и на них не отражается пуск скважины (рис. 14.6, точки 1712 и 1708 м). Если вода поступает из пласта в точке активации, то за счет выноса активированных атомов после пуска скважины будет отмечаться ускоренный спад наведенной активности. На спрямленных графиках это отразится изги-

бом графика книзу. Поскольку поток пластовой воды направлен перпендикулярно оси скважины, оба индикатора отметят одинаковым образом уменьшение числа активированных атомов. Если в затрубном пространстве имеет место движение воды, то в момент пуска скважины за счет перемещения активированных изотопов вдоль оси скважины будет наблюдаться ускорение спада активности в точке размещения одного детектора, а второй детектор отметит замедление спада активности (см. точки 1713 и 1723 м). В зависимости от того, какой из детекторов отмечает ускорение и какой — замедление спада наведенной активности, можно определить направление движения воды в затрубном пространстве. Так, в скважине, результаты исследования которой приведены на рис. 14.6, затрубная циркуляция имеет место в интервале 1713—1723 м, причем вода поступает из пласта, расположенного ниже интервала циркуляции.

Контроль цементирования скважин

Определение высоты подъема цемента за колонной возможно по данным МИ и термокаротажа (искусственное тепловое поле). Однако наиболее полно, просто и точно задача решается с помощью ГГК-П. При этом определяется не только высота подъема цемента, но и качество цементного кольца и, в частности, его эксцентриситет.

В СССР для этой цели разработаны специальные зонды ГГК-П, названные цементомерами [45]. В цементомере имеется три идентичных 2л-зонда ГГК-П, расположенных под углом 120° друг к другу в трех секторах скважинного снаряда. С помощью такого зонда измеряется плотность материала в затрубном пространстве по трем образующим обсадной колонны. Если затрубное пространство равномерно заполнено цементом (плотность $1,8\text{--}1,9\text{ г/см}^3$), то по трем каналам цементомера регистрируется одинаково низкий уровень рассеянного γ -излучения. В незацементированной части скважины отмечается резкое увеличение рассеянного γ -излучения по всем каналам благодаря более низкой плотности заполняющего затрубное пространство бурового раствора ($1,2\text{--}1,4\text{ г/см}^3$). Кроме того, из-за неоднородности затрубной среды диаграммы цементомера «расходятся» — детекторы регистрируют различный уровень рассеянного γ -излучения. Расхождения диаграмм наблюдаются также в интервалах некачественной заливки цемента (односторонняя заливка, наличие каверн и раковин).

В качестве примера рассмотрим результаты исследования по одной из скважин (рис. 14.7 [45]). Диаметр скважины 300 мм, диаметр колонны 152 мм. По термограмме высота подъема цемента отмечается на глубине 990 м, а по диаграммам цементомера — на глубине 1008 м. Это несоответствие объ-

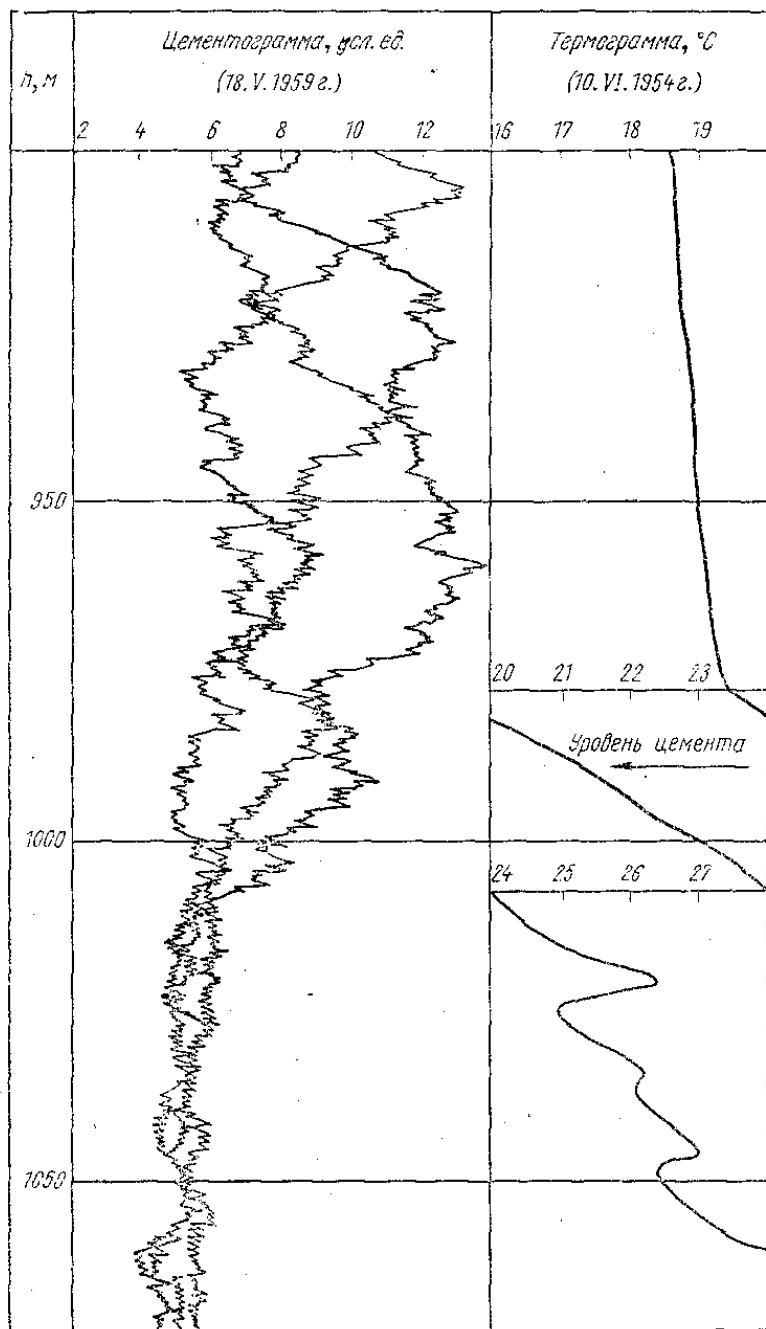


Рис. 14.7. Определение качества цементирования скважины.

ясняется тем, что в интервале 990—1008 м в затрубном пространстве вместе с цементом находится буровой раствор, так как цементирование некачественное. Последнее обстоятельство хорошо обнаруживается при помощи цементомера и не может быть установлено по термограмме.

ГЛАВА 15. ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЯДЕРНОГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

§ 15.1. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Общие положения

Широкое внедрение ядерногеофизических методов в геологоразведочное, горное, нефтепромысловое производство, с одной стороны, дает положительный эффект (повышение эффективности решения конкретной задачи, ускорение темпов исследования, замена более дорогостоящих и менее производительных методов), а с другой стороны, связано с дополнительными, часто большими, затратами. Поскольку, как при внедрении любой другой новой техники или методов, высокие затраты могут не оправдываться достигаемыми результатами, оценка экономической эффективности имеет важное значение.

Определение экономической эффективности сводится к сопоставлению единовременных, или капитальных, затрат с достигаемой экономией. Расчет экономической эффективности выполняют путем перехода от частного случая к общему, поэтому основным элементом расчета является определение экономической эффективности внедрения отдельного прибора или способа. Методика расчета экономической эффективности ядерногеофизических методов детально рассмотрена в работе [35]. Ее основные положения излагаются ниже. Следует отметить, что предложенные методики еще далеки от совершенства и не охватывают всех сторон этого сложного вопроса.

Основные показатели экономической эффективности

Один из основных показателей экономической эффективности применения ядерногеофизического прибора — срок окупаемости $T_{ок}$, равный времени, спустя которое затраты на прибор (или при сравнении двух вариантов — повышение затрат $K_2 - K_1$) сравниваются с экономией текущих затрат $C_1 - C_2$:

$$T_{ок} = \frac{K_2 - K_1}{C_1 - C_2}. \quad (15.1)$$

Используют также коэффициент эффективности — величину, обратную сроку окупаемости:

$$E = \frac{C_1 - C_2}{K_2 - K_1}. \quad (15.2)$$

При определении экономической эффективности срок окупаемости или коэффициент эффективности сравнивают с нормативными величинами (T_n и E_n). Для радионуклидных приборов принять $T_n = 3$ года, $E_n = 0,3$ [35]. Прибор (или метод) будет экономически эффективен, если срок его окупаемости меньше нормативного, а показатель эффективности выше.

Положим, что затраты на новый прибор составили 1000 руб., а годовая экономия равна 150 руб. Тогда

$$T_{ок} = \frac{1000}{150} = 6,6 \text{ года},$$

т. е. внедрение такого прибора экономически неэффективно. Другой пример: затраты на прибор составили 200 руб., годовая экономия — 100 руб.; в этом случае затраты на прибор окупятся за два года, и формальным показателем эффективности является неравенство

$$T_{ок} = 2 \text{ года } T_n.$$

Если ядерногеофизическим методом (прибором) решают задачу, которую нельзя решить другим методом, то определение эффективности производится сопоставлением абсолютного размера новых затрат K_n с достигаемыми результатами:

$$T_{ок} = \frac{K_n}{C_{ф} - C_r}, \quad (15.3)$$

где $C_{ф}$ — фактические годовые издержки до внедрения новой техники; C_r — то же после внедрения прибора. Показатели $C_{ф}$ и C_r приводятся к одинаковому объему продукции.

Часто внедрение ядерногеофизических методов приводит к значительному увеличению добычи полезных ископаемых или увеличению полезного объема работ ($\Delta B = B_2 - B_1$). В этом случае пользуются показателем удельной эффективности капитальных вложений:

$$I_{эф} = \frac{\Delta B}{K}. \quad (15.4)$$

Если внедрение прибора не требует существенных затрат или затраты при двух сравниваемых технических решениях одинаковы ($K_2 = K_1$), но одно из них дает значительную экономию текущих затрат ($C_2 < C_1$), то при равных объемах производства ($B_2 = B_1$) пользуются формулой экономии текущих затрат:

$$\mathcal{E}_c = \frac{C_{эк}}{C_1} \cdot 100\%. \quad (15.5)$$

Например, до внедрения ядерногофизического прибора себестоимость годового выпуска продукции равнялась 250 руб., а внедрение прибора привело к снижению себестоимости на 150 руб. Тогда

$$\mathcal{E}_c = \frac{150}{2500} \cdot 100 = 6\%.$$

Наконец, если ядерногофизический прибор (метод) требует меньше капитальных затрат ($K_2 < K_1$) при таком же объеме производства ($B_2 = B_1$) и одинаковых текущих затратах ($C_2 = C_1$), то определяется относительная величина экономии капитальных затрат:

$$\mathcal{E}_k = \frac{K_{\text{эк}}}{K_1} \cdot 100\%. \quad (15.6)$$

Например, затраты на доразведку месторождения составляют 30 000 руб. Внедрение ядерногофизических методов приводит к их снижению на 240 руб. Тогда экономия капитальных затрат составит

$$\mathcal{E}_k = \frac{240}{30\,000} \cdot 100 = 0,8\%.$$

Применение того или иного из рассмотренных показателей зависит от специфики данного прибора (или метода) и от конкретных горногеологических и производственных условий.

Дополнительные показатели

При анализе экономической эффективности того или иного ядерногофизического метода необходимо учитывать кроме основных дополнительные технико-экономические показатели как в стоимостном, так и в натуральном выражении. Стоимостные показатели позволяют конкретизировать эффект от внедрения новой аппаратуры или метода путем дифференцированного анализа каждого мероприятия, входящего в комплекс. Натуральные показатели характеризуют отдельные стороны производства, что дает возможность оценивать организационно-техническую сущность и прогрессивность внедряемых методов.

Обычно используют два-три характерных для рассматриваемого случая показателя. Такими показателями могут служить следующие факторы эффективности: уточнение запасов и увеличение добычи (прирост разведанных запасов, прирост запасов на пропущенных горизонтах, добыча нефти из старых скважин, повышение коэффициента извлечения запасов, рост годовой добычи), сокращение трудовых затрат (прирост запасов, или увеличение проходки в расчете на одного трудящегося, снижение трудоемкости, сокращение числа рабочих), сокращение материальных затрат (снижение потерь от брака, сокраще-

ние затрат на отбор и испытание керна, на строительство, испытание и ремонт скважин и т. д.).

Следует учитывать также положительные социальные моменты, например повышение безопасности работ, облегчение и улучшение условий труда, повышение общей культуры производства и т. д.

Варианты оценок

Различные варианты определения экономической эффективности ядерногеофизической разведки можно подразделить на две основные группы. Первая — случай, когда с помощью ядерногеофизического метода решается новая задача и никакой другой метод не может быть использован. Второй случай — сравнительная оценка двух методов или приборов, из которых один ранее применялся для решения рассматриваемой задачи.

При оценке метода, используемого для решения новой задачи, экономическая эффективность определяется сравнением затрат на проведение исследования с получаемыми результатами. Например, затраты на проведение ГК старых обсаженных нефтяных скважин нужно сравнивать с эффектом от пуска части этих скважин в эксплуатацию. В Азербайджане в 1959—1960 гг. было исследовано около 3 тыс. старых скважин. Стоимость исследований — 250 тыс. руб. В результате уточнения геологического строения месторождения по данным проверенных исследований часть старых скважин пустили в эксплуатацию, что дало дополнительно нефти 232,2 тыс. т при экономическом эффекте 2260 тыс. руб. [35]. Сравнение затрат и полученного эффекта говорит о бесспорной эффективности рассматриваемых исследований.

При сравнении двух методов встречаются варианты абсолютной эффективности, неэффективные и требующие определения экономической эффективности.

В варианте абсолютной эффективности новый метод требует меньше затрат на проведение исследований и дает такой же технический результат, как и старый метод. Например, определение высоты подъема цементного кольца в скважинах глубиной 2000 м в условиях Украины методом термокаротажа стоит 218 руб., методом изотопов — 526 руб., методом ГК-П — 206 руб. При этом метод ГК-П свободен от недостатков термокаротажа и дает такие же результаты, как и метод изотопов [35]. В данном случае метод ГК-П является вариантом абсолютной эффективности.

Варианты неэффективные — это случаи, обратные вариантам абсолютной эффективности. Здесь, как и в предыдущем случае, не требуется специального исследования экономической эффективности, и вопрос решается простым сопоставлением вариантов.

В других случаях требуется специальное определение экономической эффективности с помощью рассмотренных выше показателей. При этом возможны следующие случаи: внедряемый метод требует таких же затрат на исследование, как и существующий, и дает такие же результаты; метод требует больших затрат на исследование, но дает лучшие результаты; метод требует меньших затрат, но дает худшие технические результаты.

§ 15.2. ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЯДЕРНОГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

Рудные месторождения

Бокальское железорудное месторождение. Сидеритовые руды Бокальского месторождения по внешнему виду трудно отличить от доломитов надрудной толщи. По магнитному каротажу руды не выделяются, поэтому скважины проходили с полным отбором керна, включая надрудную толщу. Применение ГГК-С и ГК позволило расчленить разрез и выделить рудные тела, что создало предпосылки для перехода на бескерновое бурение надрудной толщи. Внедрение бескернового бурения дает большой экономический эффект. Так, экономия составила 5,9 руб. на 1 пог. м, а в целом по месторождению — 125 965 руб. [35].

Медноколчеданные месторождения Урала. При разведке медноколчеданных месторождений Урала средний выход керна по рудным интервалам очень невысокий — около 40%. Специальные методы проходки с целью повышения выхода керна (бурение всухую, бурение двойными колонковыми трубами и др.) не дают положительных результатов. Применение АК позволяет некоторую часть скважин бурить без отбора керна (полный переход на бескерновое бурение требует разработки способов определения в скважинах не только меди, но и сопутствующих элементов).

Бурение без отбора керна даже части скважин дает значительный экономический эффект. Так, затраты на бурение одной скважины глубиной 138 м с полным отбором керна составили 3,3 тыс. руб. Экономия при бескерновом бурении составит не менее 5 руб. на 1 пог. м, или 690 руб. на скважину.

Месторождения алюминия. С помощью АК в скважинах определяют содержание в руде алюминия, но в бокситах кроме алюминия необходимо определять кремний, железо, серу, углерод и некоторые другие элементы, так что АК не позволяет заменить керновое опробование. Однако внедрение АК на месторождениях бокситов кроме улучшения геологической доку-

ментации разреза позволяет устранить повторное перебуривание 5% общего числа скважин и повторное проведение 5% общего числа химических анализов. Это дает значительную экономию около 40 000 руб. на каждую тысячу скважин [35].

Месторождения бора. Проведем анализ экономической эффективности детальной разведки на бор с использованием НГК в одной из геологоразведочных партий [35].

Поскольку количественные определения бора по данным НГК в настоящее время не применяются, внедрение ядерно-геофизического метода дает эффект за счет частично бескернового бурения и сокращения интервалов опробования керна.

В 1960 г. партия пробурела 3660 пог. м скважин, в которых методом НГК выделены бороносные горизонты суммарной мощностью 2024 пог. м. Годовая экономия от использования НГК составила 6 900 руб.

При стоимости каротажной станции 12 000 руб. срок окупаемости ее составит 1,7 года.

Месторождения бериллия. Как и на других месторождениях, большой экономический эффект достигается за счет сокращения отбора керна. Кроме того, большое значение имеют сокращение сроков разведочных работ и повышение их качества за счет обнаружения пластов, пропущенных при геологической документации керна. Так, на одном из редкометалльных месторождений методом ГНК в течение месяца были получены все данные, необходимые для подсчета запасов бериллия. Раньше на это требовались годы [35].

Месторождения флюорита. Применение АК на фтор на месторождениях плавикового шпата и фосфоритов дает положительный эффект за счет следующих моментов: во-первых, сокращается перебурка скважин с плохим выходом керна; во-вторых, сокращается объем кернового опробования благодаря точному выделению рудных интервалов по данным АК; в-третьих, при наличии АК выполняется бескерновое бурение части разведочных скважин.

На одном из месторождений флюорита годовой экономический эффект применения АК составил 136 тыс. руб. [26].

Угольные месторождения

Ядерногеофизические методы каротажа (ГК, ГГК-П), входящие в комплекс каротажных исследований угольных скважин, даже в варианте качественной интерпретации, при которой выделяются угли и определяется мощность пластов, дают большой экономический эффект. Это объясняется тем, что методы электрокаротажа далеко не всегда решают задачу, а в тех случаях, когда она решается, применение ГК и ГГК-П повышает надежность решения.

Экономическая эффективность ядерногеофизического каротажа определяется экономией, получаемой при переходе на бескерновое бурение и за счет прироста запасов угля (каротаж выявляет дополнительно некоторое число пластов, пропущенных при бурении). Такая оценка правомерна, несмотря на то, что на угольных месторождениях используется комплекс методов: именно ГГК-П и ГК позволяют перейти на бескерновое бурение.

Таблица 15.1

Сравнения данных каротажа и документации керна с результатами горных работ по 100 скважинам (Челябинский бассейн)

Условия сравнения	По каротажу		По бурению	
	число пластов	% общего числа	число пластов	% общего числа
Полностью пропущено	1	0,9	8	7,5
Мощности пластов занижены	32	30,2	62	58,5
Мощности пластов завышены	26	26,4	15	14,2
Мощности пластов определены правильно	45	42,5	21	19,8

Возможности использования каротажа для документации угольного разреза иллюстрируются табл. 15.1 [35]. Сравнение выполняли с данными горных работ, которые считаются достоверными. В Челябинском бассейне только в 1957 г. по данным каротажа обнаружено 26 пропущенных угольных пластов и 83 пласта в результате уточнения мощности переведены в категорию рабочих.

В целом по Советскому Союзу ежегодный дополнительный прирост запасов угля за счет использования результатов каротажа может составить свыше 10%. Экономия за счет этого прироста без затрат на дополнительное бурение будет равна 11 млн. руб. в год. В 1975—1980 гг. суммарная экономия составит более 20 млн. руб. [35].

Большой эффект дает переход на бескерновое бурение, которое выполняют в трех видах: полностью бескерновое, частично бескерновое (без керна бурится часть скважин), комбинированное (без керна бурятся безугольные интервалы). Переход на полностью бескерновое бурение возможен при условии внедрения способа определения зольности угля по данным каротажа (например, по ГГК-С). Обычно же осуществляют частично бескерновое или комбинированное бурение.

Внедрение бескернового бурения резко повышает производительность бурения. Так, в Печерском угольном бассейне производительность труда при бескерновом бурении возросла в 2,5 раза; в Карагандинском бассейне производительность труда возросла в 62 раза, в Челябинском — на 25—30% [35].

В целом по СССР на 1 лог. м скважины, пробуренной без отбора керна, приходится в среднем 10 руб. экономии (с уче-

том затрат на отбор проб и кернохранилища). Бескерновое бурение на уголь составляет 7—10% общего объема. Это дает экономию порядка 2 млн. руб. в год.

В 1976—1980 гг. бескерновое бурение в угольных бассейнах только 25% разведочных скважин даст около 30 млн. руб. экономии при общих затратах на каротажные работы не более 10 млн. руб. [35].

Нефтяные и газовые месторождения

Выделение коллекторов и определение их пористости по данным ядерногеофизических или комплексных исследований без отбора керна дают значительный экономический эффект. Более точное определение пористости и выявление дополнительных пластов по данным каротажа, с одной стороны, и сокращение затрат при бурении скважин без отбора керна, с другой, являются основными источниками экономии.

Рассмотрим на одном из примеров результаты применения ядерногеофизического каротажа (ГК, НГК) при подсчете запасов нефти в карбонатных коллекторах (Башкирия) [35].

Общий объем запасов нефти, по данным каротажа, равен 11311 тыс. т, а по керну — 8402 тыс. т. Извлекаемые запасы нефти равны в первом случае 5316 тыс. т, во втором — 3949 тыс. т. Затраты на проведение поисковых и разведочных работ составили 3982087 руб., затраты на каротаж и связанное с ним дополнительное опробование — 13270 руб. Экономическая эффективность ядерногеофизических методов в рассматриваемом случае определяется сопоставлением удельной эффективности капитальных вложений [формула (15.4)] и стоимости 1 т разведанных запасов. Для каротажа

$$J_{эфф} = \frac{5\,316\,000}{3\,982\,087} = 1,3 \text{ т/руб.},$$

а при подсчете запасов по керну

$$J_{эфф} = \frac{3}{3} \frac{949}{968} \frac{000}{817} = 0,9 \text{ т/руб.}$$

Стоимость 1 т нефти составила 0,75 руб/т при использовании каротажа и 1 руб/т при подсчете запасов по данным изучения керна. В целом по месторождению экономия составила 0,25 руб. $\times$ 5 316 000 = 1 329 000 руб.

Бурение с отбором керна в условиях нефтяных и газовых скважин ведет к значительному удорожанию работ и часто мало эффективно из-за низкого выхода керна (25—40%). Так, по данным Волго-Уральского филиала ВНИИГеофизики, экономия при переходе к бескерновому бурению составляет с учетом отбора образцов и их хранения 69 руб. на 1 пог. м скважины [35]. Кроме того, для определения пористости образца керна затрачивается примерно 33 руб.

При поисках и разведке нефтяных и газовых месторождений с отбором керна бурится примерно 10% общего объема скважин. Сокращение проходки с отбором керна, например, 7,5% даст большой экономический эффект, который в 1976—1980 гг. выразится в сумме порядка 40 млн. руб. [35].

Весьма эффективно применение ядерногофизических методов (ГГК-П, МИ) при контроле за качеством цементажа разведочных скважин. Поскольку метод термокаротажа часто не решает задачу, ядерногофизические методы являются ведущими и обеспечивают необходимый контроль. Экономический эффект в данном случае достигается в результате сокращения числа заливок цемента при наличии контроля.

Например, по тресту «Башзанаднефтеразведка» число заливок на одну скважину в результате применения ядерногофизических методов сократилось с 2,17 до 1,64, или на 0,53 заливки. Затраты на одну заливку с учетом всех работ составляют 3025,85 руб. [35]. Затраты на контроль заливки ядерногофизическими методами в среднем составляют 300 руб. на скважину. Таким образом, экономия по одной скважине составляет $3025,85 \times 0,53 - 300 = 1420$ руб.

По предварительным расчетам, снижение затрат на испытания скважин за счет сокращения числа повторных заливок даст в целом по СССР в 1976—1980 гг. десятки миллионов рублей экономии [35].

§ 15.3. ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ЯДЕРНОГЕОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИ РАЗРАБОТКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Разработка рудных месторождений

Горнодобывающие предприятия нашей страны ежегодно терпят большие убытки из-за того, что существующие способы рудничного опробования трудоемки, малоэффективны, требуют больших затрат времени и не соответствуют возрастающей механизации горного производства. Отбирая многие тысячи проб, геологи и горняки тем не менее вынуждены регулировать отбойку и выдачу руды «на глазок». Это приводит к неоправданным потерям руды в недрах или к ее разубоживанию и непроизводительным расходам на транспортировку и переработку пустых пород.

С помощью ядерногофизических методов опробования, обладающих экспрессностью и необходимой точностью, эффективно решаются многие вопросы горнодобывающей и перерабатывающей промышленности, и при этом получается громадный экономический эффект. Это, в первую очередь, относится к применению ГГМ-С и РМС на рудниках черных и цветных метал-

лов, а также к некоторым другим методам. Рассмотрим несколько примеров, иллюстрирующих эффективность ядерногеофизической разведки и опробования при разработке рудных месторождений.

Одним из первых в Советском Союзе полностью переведен на ядерногеофизическое опробование сурьмяный рудник Кадамджай. Вместо шламового опробования подземных скважин и бороздowego опробования стенок выработок применили ГГК-С и гамма — гамма-опробования стенок. Источники экономии следующие: повышение труда бурильщиков и снижение себестоимости бурения за счет ликвидации операций по отбору шлама; ликвидация обработки и анализа шламовых проб (одна проба на 1,2 *лог. м* скважины); сокращение в 10 раз объемов опробования в горных выработках; снижение разубоживания до 10% вместо существовавших 15%. Расчет экономической эффективности ГГМС-С показал, что годовая экономия составила 55 650 руб. при капитальных затратах на ядерногеофизическую аппаратуру менее 10 тыс. руб. [35].

Применение ГГМ-С на свинцово-цинковом месторождении Алтын-Топкан хотя и не позволило полностью заменить химические виды опробования из-за отсутствия ядерногеофизического метода анализа на цинк, оказалось высокоэкономичным благодаря снижению разубоживания руд. Уменьшение разубоживания на 1% дает экономию в 100—150 тыс. руб. Годовая экономия на одном руднике колеблется от 50 до 200 тыс. руб. в зависимости от объема горных работ [35].

Разработка нефтяных и газовых месторождений

Ядерногеофизические методы, как было ранее показано, играют важную роль при решении некоторых вопросов в процессе эксплуатации нефтяных и газовых месторождений. Трудоемкость производственных процессов и их масштабность определяют широкие возможности для получения значительного экономического эффекта даже при небольших достижениях в методах контроля и в технологии производственных процессов. Проиллюстрируем возможности ядерногеофизических методов на примерах.

Бурение эксплуатационных и нагнетательных скважин. Здесь, как и при разведке месторождений, экономия достигается прежде всего за счет уменьшения объема проходки с отбором керна. Большое значение имеет также контроль за высотой подъема и качеством цементного кольца в эксплуатационных и нагнетательных скважинах.

На Грачевском месторождении (Башкирия) получили экономический эффект в результате сокращения проходки с отбором керна (карбонатный разрез). На каждый рубль из суммы, потраченной на ядерногеофизические исследования (4100 руб.), получили 3,12 руб. годовой экономии.

Несвоевременное выявление некачественного тампонажа скважин, находящихся в эксплуатации, требует дорогостоящих работ по повторным заливкам цемента. Так, в нефтепромысловом управлении «Туймазанефть» ликвидация некачественного тампонажа требует дополнительных затрат в среднем в размере 5450 руб. на одну скважину [35]. Контроль заливки цемента, например, методом изотопов стоит 580 руб. на одну скважину. Экономическая эффективность такого контроля составляет, таким образом, 9,4 руб. на 1 руб. затрат.

Исследование старого фонда скважин. Применение методов ядерного геофизического каротажа позволяет проводить исследование отдельных участков старых месторождений и вводить дополнительно в эксплуатацию старые скважины после соответствующего ремонта. Получаемая при этом нефть обуславливает высокую экономическую эффективность исследований старых скважин.

Так, в 1950—1960 гг. в Азербайджане в одном из нефтепромысловых управлений методом ГК исследовали 2658 старых скважин, из которых 1790 было затем пущено в эксплуатацию и получено более 1,5 млн. т нефти на сумму более 10 млн. руб. Затраты же на ГК составили всего 106 тыс. руб.

Контроль за разработкой месторождений. Методы контроля ВНК и ГЖК в обсаженных скважинах, подготавливаемых к эксплуатации или находящихся в работе, имеют исключительно важное значение для повышения эффективности эксплуатации месторождений.

В СССР впервые в мире применили высокоэффективные способы эксплуатации нефтяных пластов методами законтурного и внутриконтурного заводнения, при которых увеличивается время работы фонтанирующих скважин (дающих более половины общего объема добываемой нефти) и увеличивается коэффициент извлечения запасов нефти (примерно от 40 до 70%) [35].

Методы ядерного геофизических исследований при системе законтурного или внутриконтурного заводнения позволяют контролировать ВНК в имеющихся обсаженных скважинах. Иначе для решения задач контроля потребовалось бы бурение дополнительных скважин для прослеживания ВНК в необсаженных скважинах методами электрокаротажа. Таких скважин, например, по Туймазинскому месторождению потребовалось бы не менее 15 стоимостью 100 тыс. руб. каждая. В целом по СССР при отсутствии контроля ядерного геофизическими методами нужно было бы пробурить 450 контрольных скважин стоимостью около 35 млн. руб. [35].

В 1959 г. было принято решение провести на Ромашкинском нефтяном месторождении (впервые в нашей стране) массовые исследования ядерного геофизическими методами с целью контроля за продвижением ВНК при системе обработки методами за-

контурного заводнения. Расчеты расходов за 50 лет работы (ориентировочная продолжительность отработки месторождения) показали, что потребуется затратить на каротаж и ремонтные работы 53,5 млн. руб., в том числе 35 млн. руб. на содержание каротажных партий и 2,5 млн. руб. на ядерногеофизическую аппаратуру и оборудование. Намечаемые работы дадут возможность предотвратить потери нефти на сумму 300—600 млн. руб. Удельная эффективность дополнительных капитальных вложений (53,5 млн. руб.) составит, таким образом, от 5,6 до 11 руб/руб [35].

Контроль за гидроразрывом пласта. Экономическая эффективность методов контроля за гидроразрывом пласта определяется тем, что эти работы приводят к увеличению производительности скважины в 2—2,5 раза.

Осуществление гидроразрыва пласта с контролем МИ по сравнению с проведением тех же работ без контроля МИ снижает трудоемкость контрольных операций с 311 до 52 чел-ч и дает экономию 836 руб. на одно исследование [35]. За 7 лет в СССР будет проведено около 42 тыс. операций гидроразрыва пласта. Если только одна треть из них будет контролироваться с помощью МИ, то это даст экономию около 12 млн. руб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мейер В. А. Каротаж скважин при разведке полиметаллических месторождений. Л., Изд-во ЛГУ, 1960.
2. Булашевич Ю. П., Воскобойников Г. М., Музюкин Л. В. В кн. «Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР». Т. 4. М., Гостотехиздат, 1961, стр. 19.
3. Мейер В. А., Нахабцев В. С. «Вестн. ЛГУ», 12, вып. 2, 65 (1965).
4. Кошелев И. П., Шварцман М. М., Старцев Ю. С., Двореченский Ф. И. В сб. «Вопросы рудной геофизики в Казахстане». Алма-Ата, «Казахстан», 1966, стр. 205.
5. Балашев В. Н. «Ученые записки САИГИМСа», вып. 8, 33 (1962).
6. Поляков А. К., Смирнов В. Н. Там же, стр. 89.
7. Большаков А. Ю., Очкур А. П., Орлов В. Н. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6, Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 80.
8. Егоров Э. В., Соколов Е. А., Коммиссаржевская Г. Ф., Орлов В. Н. Там же, стр. 104.
9. Соколов Е. А., Егоров Э. В., Иванов Ю. А., Табелев В. Д., Закутный И. П. Там же, стр. 156.
10. Бачурин С. Д., Самойленко Ю. Н. «Ученые записки САИГИМСа», вып. 8, 47 (1962).
11. Очкур А. П., Леман Е. П., Коммиссаржевская Г. Ф. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6, Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 87.
12. Леман Е. П., Очкур А. П., Орлов В. Н. В сб. «Вопросы разведочной геофизики». Вып. 7, Л., «Недра», 1968, стр. 42.
13. Пшеничный Г. А., Очкур А. П., Занка М. К. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6, Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 11.
14. Очкур А. П., Пшеничный Г. А., Коммиссаржевская Г. Ф., Орлов В. Н. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 5, Л., «Недра», 1965, стр. 109.
15. Пшеничный Г. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6, Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 28.

16. Митов В. Н., Пушанский В. Г., Зорин Г. К. Там же, стр. 141.
17. Каранцоло В. Ф., Короткова В. А., Блюменцев А. М., Фельдман И. И. «Разведка и охрана недр», № 2, 35 (1968).
18. Дортман Н. Б., Васильева В. И., Вейнберг А. К., Дубинчик Э. Я., Жданов В. В., Золотова И. Ф., Илаев М. Г., Трунина В. Я., Хорева Б. Я., Шолло Л. Е. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых СССР. М., «Недра», 1964.
19. Фельдман И. И. «Ученые записки Среднеазиатск. н.-и. ин-та геол. и минер. сырья», вып. 8, 119 (1962).
20. Музюкин Л. В., Сенько-Булатный И. Н. «Геофиз. сб. Ин-т геофизики. Уральск. фил. АН СССР», № 6, 1967, стр. 77.
21. Сенько-Булатный И. Н., Бахтерев В. В. Там же, стр. 21.
22. Пшеничный Г. А., Очкур А. П., Плотников Р. И., Закасовский П. В., Митов В. Н., Благодестная Н. А. В сб. «Вопросы разведочной геофизики». Вып. 7. Л., «Недра», 1968, стр. 159.
23. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А., Поспелов С. Т. «Изв. вузов. Геология и разведка», 2, 115 (1969).
24. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А., Поспелов С. Г. В кн. «Применение математических методов в геологии» (Материалы научной конф. Алма-Ата, 7—10 октября 1968 г.). Алма-Ата, «Наука», 1968, стр. 134.
25. Якубсон К. И., Недоступ Г. А. В сб. «Проблемы ядерной геофизики». М., «Недра», 1964, стр. 144.
26. Кошелев И. П., Красноперов В. А., Шишакин О. В., Шепелев Г. И., Собачкин Б. К., Камышев Б. С. В сб. «Вопросы рудной геофизики в Казахстане» № 2, Алма-Ата, 1968, стр. 270.
27. Кошелев И. П., Собачкин Б. К., Красноперов В. А., Шепелев Г. И., Шишакин О. В., Камышев Б. С. Там же, стр. 275.
28. Фельдман И. И. Выявление и оценка содержания элементов, поглощающих нейтроны, в пересеченных скважинами горных породах. Диссерт. М., 1966.
29. Методы рудной геофизики (Обзор современного состояния геофиз. методов поисков и разведки месторождений твердых полезных ископаемых). Л., Изд. Всес. н.-и. ин-та развед. геофизики, 1968.
30. Булашевич Ю. П., Диденко Е. П., Сенько-Булатный И. Н., Фисенко А. П. В кн. «Разведка и разработка полезных ископаемых». М., Гостехиздат, 1958, стр. 29.
31. Дорота П. П., Макаров А. Н., Фриш В. Ф. Гамма-гамма-каротаж на угольных месторождениях. Тр. Всес. ин-та техники разведки. Вып. 31, Л., 1960.
32. Уткин В. И. В сб. «Разведочная геофизика». Вып. 4. М., «Недра», 1965, стр. 105.
33. Белоцерковец Ю. И. Определение мощности и строения угольных пластов Донецкого бассейна по диаграммам гамма-гамма-каротажа. Автореферат диссерт. Днепрпетровск, 1963.
34. Булашевич Ю. П., Воскобойников Г. М. «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», № 1, 109 (1957).
35. Михеев Г. Ф., Фейтельман Н. Г. Экономика радиометрических методов в добывающих отраслях промышленности. М., Госатомиздат, 1962.
36. Белоцерковец Ю. И. В сб. «Разведочная геофизика». Вып. 4. М., «Недра», 1965, стр. 71.
37. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. М., Атомиздат, 1965.
38. Пшеничный Г. А. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 6. Л., Изд-во ЛГУ, 1965, стр. 28.
39. Алксеев Ф. А. В кн. «Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике». Т. 2. Вена, МАГАТЭ, 1966, стр. 15.
40. Пирсон С. Дж. Справочник по интерпретации данных каротажа. Перев. с англ. М., «Недра», 1966.
41. Bouchero E., Poirou A. 5^e Congr. nat. pétrole, Le Touquet, 1965. V. 2. Paris, 1966, p. 83.

42. Дахнов В. Н. Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. М., Гостоптехиздат, 1962.
43. Губерман Ш. А., Извекова М. Л., Турек В. «Изв. АН СССР. Серия физ. Земли», № 12, 37 (1966).
44. Басин Я. Н., Кухаренко Н. К., Тюкаев Ю. В. «Тр. Всес. н.-и. ин-та ядерной геофизики и геохимии». Вып. 3. М., «Недра», 1968, стр. 211.
45. Гулин Ю. А., Семенов Е. В., Семенова Т. М., Бернштейн Д. А., Куповых П. Н. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 1961 г. М., Гостоптехиздат, 1962, стр. 3.
46. Гулин Ю. А. «Нефтегазовая геология и геофизика. Научно-техн. сб.», № 9, 23 (1968).
47. Бланкова Т. Н. В сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959, стр. 110.
48. Бланков Е. Б., Куриленко Ф. А. В сб. «Портативные генераторы нейтронов в ядерной физике». М., Госатомиздат, 1962, стр. 155.
49. Цлав Л. З., Лаптев В. В. Тр. Всес. н.-и. ин-та ядерной геофизики и геохимии. Вып. 1. М., «Недра», 1968, стр. 226.
50. Беспалов Д. Ф., Киценко Ю. А., Коноплев Ю. В., Романовский В. Ф. Там же, стр. 170.
51. Белый Г. П., Потушанский А. А., Трум А. Д. Там же, стр. 165.
52. Бланкова Т. Н. В сб. «Ядерная геофизика». Вып. 1961 г. М., Гостоптехиздат, 1962, стр. 62, 65.

Таблицы экспоненциальной функции, экспоненциального интеграла
и функции Кинга

x	e^{-x}	$-Ei(-x)$	$\Phi(x)$
0	1,0000	∞	1,000
10^{-5}	0,99999	10,9354	0,99988
10^{-4}	0,9999	8,6332	0,99904
$15 \cdot 10^{-4}$	0,9995	7,0242	0,9960
0,001	0,9990	6,3315	0,9927
0,005	0,9950	4,4251	0,9714
0,01	0,9900	4,0379	0,9497
0,02	0,9802	3,3547	0,9131
0,03	0,9704	2,9591	0,8817
0,04	0,9608	2,6813	0,8535
0,05	0,9512	2,4679	0,8278
0,06	0,9418	2,2953	0,8040
0,07	0,9324	2,1508	0,7819
0,08	0,9231	2,0269	0,7610
0,09	0,9139	1,9187	0,7412
0,10	0,9048	1,8229	0,7225
0,15	0,8607	1,4645	0,6497
0,20	0,8187	1,2227	0,5742
0,30	0,7408	0,9057	0,4691
0,40	0,6703	0,7024	0,3894
0,50	0,6065	0,5598	0,3266
0,60	0,5488	0,4544	0,2762
0,70	0,4966	0,3738	0,2349
0,80	0,4493	0,3106	0,2009
0,90	0,4066	0,2601	0,1724
1,0	0,3679	0,2194	0,1485
1,1	0,3329	0,1860	0,1283
1,2	0,3012	0,1584	0,1111
1,3	0,2725	0,1355	$9,64 \cdot 10^{-2}$
1,4	0,2466	0,1162	$8,39 \cdot 10^{-2}$
1,5	0,2231	0,1000	$7,31 \cdot 10^{-2}$
1,6	0,2019	$8,631 \cdot 10^{-2}$	$6,38 \cdot 10^{-2}$
1,7	0,1827	$7,465 \cdot 10^{-2}$	$5,58 \cdot 10^{-2}$
1,8	0,1653	$6,741 \cdot 10^{-2}$	$4,88 \cdot 10^{-2}$
1,9	0,1496	$5,620 \cdot 10^{-2}$	$4,28 \cdot 10^{-2}$
2,0	0,1353	$4,890 \cdot 10^{-2}$	$3,75 \cdot 10^{-2}$
2,5	$8,208 \cdot 10^{-2}$	$2,419 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-2}$
3,0	$4,979 \cdot 10^{-2}$	$1,304 \cdot 10^{-2}$	$1,07 \cdot 10^{-2}$
4,0	$1,832 \cdot 10^{-2}$	$3,779 \cdot 10^{-3}$	$3,20 \cdot 10^{-3}$
5,0	$6,74 \cdot 10^{-3}$	$1,148 \cdot 10^{-3}$	$9,98 \cdot 10^{-4}$
6,0	$2,48 \cdot 10^{-3}$	$3,601 \cdot 10^{-4}$	$3,18 \cdot 10^{-4}$
6,0	$9,12 \cdot 10^{-4}$	$1,155 \cdot 10^{-4}$	$1,03 \cdot 10^{-4}$
7,0	$3,35 \cdot 10^{-4}$	$3,767 \cdot 10^{-5}$	$3,41 \cdot 10^{-5}$
8,0	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$1,245 \cdot 10^{-5}$	$1,14 \cdot 10^{-5}$
10,0	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$4,157 \cdot 10^{-6}$	$3,83 \cdot 10^{-6}$
20,0	$2,0 \cdot 10^{-9}$	$9,835 \cdot 10^{-11}$	$9,41 \cdot 10^{-11}$
∞	0	0	0

Энергия краев поглощения и линий характеристического рентгеновского излучения элементов, кэв* Приложение 2

Атом- ный номер	Элемент	К-край погло- щения	К-серия				L _I -край по- глоще- ния	L _{II} -край по- глоще- ния	L-серия	
			β_2	β_1	α_1	α_2			α_1	α_2
20	Кальций	4,038	—	4,012	3,691	3,688	0,399	0,352	0,341	—
21	Скандий	4,496	—	4,460	4,090	4,085	0,462	0,411	0,406	—
22	Титан	4,964	—	4,931	4,510	4,504	0,530	0,460	0,459	—
23	Ванадий	5,463	—	5,427	4,952	4,944	0,604	0,519	0,512	—
24	Хром	5,988	—	5,946	5,414	5,405	0,697	0,583	0,574	—
25	Марганец	6,537	—	6,490	5,898	5,887	0,762	0,650	0,639	—
26	Железо	7,111	—	7,057	6,403	6,390	0,849	0,721	0,708	—
27	Кобальт	7,709	—	7,649	6,930	6,915	0,929	0,794	0,779	—
28	Никель	8,331	8,328	8,264	7,477	7,460	1,015	0,871	0,853	—
29	Медь	8,980	8,976	8,904	8,047	8,027	1,100	0,953	0,933	—
30	Цинк	9,660	9,657	9,571	8,638	8,615	1,200	1,045	1,022	—
31	Галлий	10,368	10,365	10,264	9,251	9,234	1,300	1,134	1,117	—
32	Германий	11,103	11,100	10,981	9,885	9,854	1,420	1,248	1,217	—
33	Мышьяк	11,863	11,862	11,725	10,543	10,507	1,529	1,359	1,323	—
34	Селен	12,652	12,651	12,495	11,221	11,181	1,652	1,473	1,434	—
35	Бром	13,475	13,465	13,290	11,923	11,877	1,794	1,599	1,552	—
36	Криптон	14,323	14,313	14,112	12,648	12,597	1,931	1,727	1,675	—
37	Рубидий	15,201	15,184	14,960	13,396	13,335	2,067	1,866	1,806	1,692
38	Стронций	16,106	16,083	15,834	14,164	14,097	2,221	2,008	1,941	1,805
39	Иттрий	17,037	17,011	16,736	14,957	14,882	2,369	2,154	2,079	1,920
40	Цирконий	17,998	17,969	17,666	15,774	15,690	2,547	2,305	2,220	2,040
41	Ниобий	18,987	18,951	18,621	16,614	16,520	2,706	2,467	2,374	2,163
42	Молибден	20,002	19,964	19,607	17,478	17,373	2,884	2,627	2,523	2,290
43	Технеций	21,054	21,012	20,612	18,370	18,250	3,054	2,795	2,677	2,420
44	Рутений	22,118	22,072	21,655	19,278	19,149	3,236	2,966	2,837	2,558
45	Родий	23,224	23,169	22,721	20,214	20,072	3,419	3,145	3,002	2,692
46	Палладий	24,347	24,297	23,816	21,175	21,018	3,617	3,332	3,172	2,833
47	Серебро	25,517	25,454	24,942	22,162	21,988	3,810	3,528	3,352	2,978

Атом- ный номер	Элемент	K- край поглос- щения	K-серия				L _I - край поглосче- ния	L _{II} -край поглосче- ния	L _{III} -край поглосче- ния	L-серия	
			β ₂	β ₁	α ₁	α ₂				α ₁	α ₂
48	Кадмий	26,712	26,641	26,093	23,172	22,282	4,019	3,727	3,538	3,133	3,127
49	Индий	27,928	27,859	27,274	24,207	24,000	4,237	3,939	3,729	3,287	3,279
50	Олово	29,190	29,106	28,483	25,270	25,042	4,464	4,157	3,928	3,444	3,435
51	Сурьма	30,486	30,387	29,723	26,357	26,109	4,697	4,381	4,132	3,605	3,595
52	Теллур	31,809	31,698	30,993	27,471	27,200	4,938	4,613	4,341	3,763	3,758
53	Йод	33,164	33,016	32,292	28,610	28,315	5,190	4,856	4,559	3,937	3,926
54	Ксеон	34,579	34,398	33,644	29,779	29,463	5,452	5,104	4,782	4,111	4,028
55	Цезий	35,959	35,819	34,984	30,970	30,623	5,720	5,358	5,011	4,286	4,272
56	Барий	37,410	37,255	36,376	32,191	31,815	5,995	5,623	5,247	4,467	4,451
57	Лантан	38,931	38,728	37,799	33,440	33,033	6,283	5,894	5,489	4,651	4,635
58	Церий	40,449	40,231	39,255	34,717	34,276	6,561	6,165	5,729	4,840	4,823
59	Прозодим	41,998	41,772	40,746	36,023	35,548	6,846	6,443	5,968	5,034	5,014
60	Неодим	43,571	43,349	42,269	37,359	36,845	7,144	6,727	6,502	5,230	5,208
61	Прометий	45,207	44,955	43,811	38,726	38,180	7,448	7,018	6,466	5,431	5,408
62	Самарий	46,846	46,581	45,400	40,124	39,523	7,754	7,312	6,721	5,636	5,609
63	Европий	48,515	48,241	47,027	41,529	40,877	8,069	7,624	6,983	5,846	5,816
64	Гадолиний	50,229	49,961	48,718	42,983	42,280	8,393	7,940	7,252	6,059	6,027
65	Тербий	51,998	51,737	50,391	44,470	43,737	8,724	8,258	7,519	6,275	6,241
66	Диспрозий	53,789	53,491	52,187	45,985	45,193	9,083	8,591	7,790	6,495	6,457
67	Гольмий	55,615	55,292	53,934	47,528	46,686	9,411	8,920	8,074	6,720	6,680
68	Эрбий	57,483	57,088	55,690	49,099	48,205	9,776	9,263	8,374	6,948	6,904
69	Тулий	59,382	58,969	57,487	50,730	49,762	10,144	9,628	8,652	7,181	7,135
70	Иттербий	61,303	60,959	59,352	52,360	51,326	10,486	9,977	8,943	7,414	7,367
71	Лютеций	63,304	62,946	61,282	54,063	52,959	10,867	10,345	9,241	7,654	7,604
72	Гафний	65,313	64,936	63,209	55,757	54,579	11,264	10,734	9,556	7,898	7,843
73	Тантал	67,400	66,999	65,210	57,524	56,270	11,676	11,130	9,876	8,145	8,087
74	Вольфрам	69,508	69,090	67,233	59,310	57,973	12,090	11,535	10,158	8,396	8,333
75	Рений	71,662	71,220	68,298	61,131	59,707	12,522	11,955	10,531	8,651	8,584
76	Осмий	73,860	73,393	71,404	62,991	61,477	12,965	12,383	10,869	8,910	8,840
77	Иридий	76,097	75,605	73,549	64,886	63,278	13,413	12,819	11,211	9,173	9,098

Продолжение прилож. 2

Атом- ный номер	Элемент	К-край погло- щения	К-серия				L _I - край поглоще- ния	L _{II} - край поглоще- ния	L _{III} - край поглоще- ния	L-серия	
			β ₂	β ₁	α ₁	α ₂				α ₁	α ₂
78	Платина	78,379	77,866	75,736	66,820	65,111	13,873	13,268	11,559	9,441	9,360
79	Золото	80,713	80,165	77,968	68,794	66,980	14,353	13,733	11,919	9,711	9,625
80	Ртуть	83,106	82,526	80,258	80,821	68,894	14,841	14,212	12,285	9,987	9,896
81	Таллий	85,517	84,904	82,558	72,860	70,820	15,346	14,697	12,268	10,266	10,170
82	Свинец	88,001	87,343	84,922	74,957	72,794	15,870	15,207	13,044	10,549	10,448
83	Висмут	90,521	89,833	87,335	77,097	74,805	16,393	15,716	13,424	10,836	10,729
84	Полоний	93,112	92,386	89,809	79,296	76,868	16,935	16,244	13,817	11,128	11,014
85	Астатин	95,740	94,976	92,319	81,525	78,956	17,490	16,784	14,215	11,424	11,304
86	Радон	98,418	97,616	94,877	83,800	81,080	18,058	17,337	14,618	11,724	11,597
87	Франций	101,147	100,305	97,483	86,119	83,243	18,638	17,904	15,028	12,029	11,894
88	Радий	103,927	103,048	100,136	83,485	85,446	19,233	18,481	15,442	12,338	12,194
89	Активный	106,759	105,838	102,846	90,894	87,681	19,842	19,078	15,865	12,650	12,499
90	Торий	109,630	108,671	105,592	93,334	89,942	20,460	19,688	16,296	12,966	12,808
91	Протактиний	112,581	111,575	108,408	95,851	92,271	21,102	20,311	16,731	13,291	13,120
92	Уран	115,591	114,549	111,259	98,428	94,648	21,753	20,943	17,163	13,613	13,438

* Fine S. Hendee C. F. Nucleonics (3. № 3 (1955)).

* Fine S., Hendee C. F. Nucleonics, 13, № 3 (1955).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Раздел I. ГАММА-МЕТОДЫ	9
Глава 1. Теоретические, технические и геологические основы гамма-методов.	9
§ 1.1. Физические предпосылки гамма-методов	9
Источники γ -квантов	9
Краткая характеристика γ -излучения и его взаимодействия с веществом	11
Методы регистрации γ -излучения	18
§ 1.2. γ -Поле точечного источника в однородной среде (методы расчета)	29
Основные понятия и определения	29
Кинетическое уравнение переноса γ -излучения и методы его решения	30
Метод однократно рассеянного γ -излучения	32
Лучевое (экспоненциальное) приближение	34
Приближенный вариант метода последовательных столкновений	35
Расчет γ -поля в диффузионном приближении	38
Метод Монте-Карло	41
§ 1.3. Экспериментальные приемы изучения γ -полей	43
Общая характеристика экспериментальных методов	43
Теория подобия	44
Приближенные методы теории подобия	47
§ 1.4. Ядернофизические свойства горных пород по отношению к γ -излучению	49
Естественная радиоактивность	49
γ -Лучевые свойства горных пород	51
§ 1.5. Результаты изучения γ -полей	56
Интегральные характеристики γ -поля точечного источника	56
Спектральное распределение рассеянного γ -излучения	58
Влияние условий измерения на спектр γ -излучения	60
Глава 2. Гамма-гамма-метод измерения плотности	62
§ 2.1. Сущность метода и его физические основы	62
Связь между γ -полем точечного источника и плотностью среды	63
Изучение плотности сред сложного состава	66
§ 2.2. Метод просвечивания узким пучком γ -излучения	66
Методика и техника работ	66
Обработка измерений и вычисление плотности	68
§ 2.3. Метод просвечивания широким пучком γ -излучения	69
Измерение плотности поверхностных слоев	69
Измерение плотности слоев на большой глубине	71

Влияние вещественного состава пород и руд	72
Абсолютные определения плотности	73
§ 2.4. Метод рассеянного γ -излучения	74
Схемы измерения плотности МРГ и конструкции зондов	74
Эталонирование зондов в единицах плотности	75
Методика и техника полевых работ	77
Влияние промежуточной зоны	79
Интерпретация результатов ГГК-П	81
Современная аппаратура МРГ	82
О спектрометрии в МРГ	84
§ 2.5. Области применения ГГМ-П	85
Определение плотности горных пород и руд при подсчете запасов полезных ископаемых	85
Другие возможности применения ГГМ-П	86
Глава 3. Гамма-гамма-метод измерения эффективного атомного номера пород и руд	87
§ 3.1. Сущность и физические основы метода	87
Связь между γ -полем и $Z_{\text{эфф}}$ среды	87
Оптимальные условия применения ГГМ-С	88
§ 3.2. Помехи и борьба с ними	89
Влияние плотности и шероховатостей поверхности среды	89
Инверсионные зонды	90
Двойной инверсионный зонд	91
§ 3.3. Методика и техника работ	97
Общие вопросы ГГМ-С	97
Спектрометрия γ -излучения в ГГМ-С	99
Влияние структуры руд, содержащих тяжелые элементы	103
Глубинность ГГМ-С	105
Аппаратура ГГМ-С	106
§ 3.4. Области применения и перспективы развития ГГМ-С	107
Возможности ГГМ-С	107
Сопряженный гамма-гамма-каротаж	107
Глава 4. Рентгено-спектральный метод	111
§ 4.1. Физические предпосылки	111
§ 4.2. Рентгено-спектральный (рентгено-радиометрический) каротаж	114
Теория метода	115
Методика и техника РРК	118
Помехи. Глубинность исследований	120
Возможности РРК	121
§ 4.3. Рентгено-спектральное опробование	122
Общая характеристика	122
Применение опробования	123
Глава 5. Метод ядерного гамма-резонанса	123
§ 5.1. Физические предпосылки	123
§ 5.2. Разработка и применение ЯГР	126
Опробование и анализ руд олова	126
Анализ железных руд	128
Литература	130
Раздел II. НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ	133
Глава 6. Теоретические, технические и геологические основы нейтронных методов	134
§ 6.1. Физические предпосылки нейтронометрии	134
Общая характеристика нейтронов и их взаимодействия с веществом	134
Источники нейтронов	139
Методы регистрации нейтронного излучения	141
	395

§ 6.2. Методы расчета нейтронных полей	144
Стационарное замедление нейтронов	145
Стационарное распределение тепловых нейтронов	151
Нестационарное замедление и диффузия нейтронов	154
Нейтронные γ -поля	158
§ 6.3. Теория подобия применительно к изучению нейтронных полей	160
Точное подобие процессов переноса нейтронов	160
Приемы приближенного моделирования переноса нейтронов	162
§ 6.4. Нейтронные свойства горных пород и руд	166
Основные характеристики	166
Численные значения нейтронных параметров горных пород	169
§ 6.5. Результаты изучения нейтронных полей в однородных средах	173
Стационарное поле точечного источника нейтронов	174
Нестационарное поле нейтронов	180
Глава 7. Нейтрон-нейтронный метод	182
§ 7.1. Определение влажности грунтов и почв	183
Схемы и параметры нейтронных зондов-влажномеров	183
Эталонировочные графики влагомеров. Чувствительность к влажности	185
Влияние вещественного состава, плотности и температуры	187
Глубинность исследований	189
Влияние промежуточной зоны	190
Способы эталонирования влагомеров	191
Методика и техника работ. Точность определения влажности	192
§ 7.2. Изучение пористости горных пород	193
Связь между нейтронным полем и коэффициентом пористости	193
Влияние параметров пласта	194
Влияние скважинных условий	196
Особенности методики и техники работ	199
Способы интерпретации. Точность определения коэффициента пористости	200
Определение газонасыщенности пористых пластов	201
§ 7.3. Анализ на нейтронопоглощающие элементы	202
Особенности моделирования нейтронных полей в поглощающих средах	202
Основные закономерности	204
Применение ННМ в полевых условиях	206
Исследования в скважинах	206
Методика и техника ННМ	209
Глава 8. Нейтронный гамма-метод	213
§ 8.1. Физические предпосылки	213
Параметры изотопов по отношению к радиационному захвату нейтронов	213
Аппаратурные спектры γ -излучения радиационного захвата	216
§ 8.2. Основные закономерности метода	219
Устойчивость формы спектров	219
Зависимость потока захватного γ -излучения от содержания анализируемого элемента	221
Влияние γ -излучения неупругого рассеяния быстрых нейтронов	222
Глубинность исследований	223
§ 8.3. Интегральный НГК	223
Методика и техника работ	223
Влияние скважинных условий и параметров пласта	224
Применение НГК для определения коэффициентов пористости, газонасыщенности и отбивки ВНК	226
Каротаж на поглощающие элементы	228
§ 8.4. Спектрометрический НГК	228
Особенности аппаратуры	228
Методика измерения спектров в скважинах	228

Принципы количественной интерпретации	230
Каротаж на хлор	231
Применение НГК _с на рудных месторождениях	233
Возможности определения зольности углей	237
Глава 9. Активационный метод	237
§ 9.1. Физические предпосылки	238
Методы активации и свойства активированных изотопов	238
Уравнение активации	243
Выбор временных параметров	245
Разделение изотопов по периоду полураспада	246
Разделение изотопов по виду и энергии излучения	249
§ 9.2. Активационный каротаж	252
Элементы теории	253
Влияние ядернофизических свойств пород и руд и скважинных условий	255
Глубинность исследований	258
Применение активационного каротажа	258
Перспективы развития АК	264
Глава 10. Гамма-нейтронный метод	265
§ 10.1. Теоретические основы метода	265
Физические предпосылки	265
Пространственное распределение фотонейтронов в среде	267
Связь между потоком фотонейтронов и содержанием бериллия	268
Влияние ядернофизических свойств руд	269
Глубинность исследований	271
§ 10.2. Гамма-нейтронный каротаж на бериллий	271
Аппаратура ГНК	271
Влияние скважинных условий	273
Основы количественной интерпретации	274
Методика работ и возможности ГНК	278
§ 10.3. Полевой вариант ГНМ	279
Схема и параметры бериллометра	279
Опробование руд бериллия	280
Поиски месторождений бериллия	281
§ 10.4. Перспективы развития ГНМ	282
Глава 11. Импульсные нейтронные методы	282
§ 11.1. Физические предпосылки и основные закономерности	283
Сущность и схема импульсного нейтронного метода	283
Зависимость нестационарного нейтронного поля от параметров среды	284
Диффузионные нейтронные параметры горных пород	285
Глубинность ИНМ	286
§ 11.2. Влияние скважины на пространственно-временное распределение нейтронов	288
Качественная картина распределения нейтронов в системе скважина — пласт	288
Асимптотическое по времени распределение нейтронов в скважине	289
Влияние диаметра скважины	289
Влияние эксцентриситета снаряда в скважине	292
Влияние заполнителя скважины	292
§ 11.3. Методика и техника ИННК	293
Аппаратура ИННК	293
Методика работ	294
Интерпретация ИННК	295
§ 11.4. Элементы количественной интерпретации ИННК	296
Определение времени жизни тепловых нейтронов	296
Определение коэффициента диффузии	298
	397

Возможности комплексной интерпретации	299
Методика определения нейтронных диффузионных параметров на образцах горных пород	300
§ 11.5. Применение ИННК	301
Исследование геологического разреза скважин	301
Определение водо-нефтяного контакта	301
Определение газо-жидкостного контакта	303
Возможности ИННК на рудных месторождениях	304
§ 11.6. Особенности ИНГК	306
Сравнительная характеристика ИНГК	306
Особенности аппаратуры, методики работ и интерпретации результатов ИНГК	307
Литература	308

Раздел III. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ

ЯДЕРНОЙ ГЕОФИЗИКИ ПРИ РАЗВЕДКЕ МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

313

Глава 12. Рудные месторождения

313

§ 12.1. Состояние и перспективы применения ядерногогеофизических методов на рудных месторождениях	313
§ 12.2. Месторождения тяжелых элементов	314
Месторождения свинца	314
Месторождения ртути	318
Месторождения сурьмы	319
§ 12.3. Месторождения железа и других черных металлов	320
Свойства железных руд и возможности ядерногогеофизических методов	321
Каротаж при разведке железорудных месторождений	322
Ядерногогеофизические методы при разработке железорудных месторождений	324
Месторождения хрома	326
Месторождения марганца	329
§ 12.4. Другие месторождения	331
Месторождения бокситов	331
Месторождения меди	333
Месторождения медно-никелевых руд	335
Месторождения флюорита	338
Месторождения фосфоритов	340
Месторождения бора	342
Месторождения бериллия	344

Глава 13. Угольные месторождения

346

§ 13.1. Свойства углей и предпосылки применения геофизических методов	346
Характеристика геологического разреза угольных месторождений	346
Возможности каротажа при изучении угольных скважин	347
§ 13.2. Применение ГГК на угольных месторождениях	348
Выделение угольных пластов и изучение их строения	348
Определение зольности и плотности углей	351

Глава 14. Нефтяные и газовые месторождения

353

§ 14.1. Предпосылки и масштабы применения ядерной геофизики	353
Современное состояние ядерногогеофизических исследований	353
Характеристика геологического разреза нефтяных и газовых месторождений	355
§ 14.2. Ядерная геофизика при поисках и разведке нефтяных и газовых месторождений	360

Расчленение геологического разреза, выделение и оценка коллекторов	360
Количественные определения пористости пород	361
Определение водо-нефтяного контакта	363
Определение газо-жидкостного контакта	366
§ 14.3. Использование ядерногофизических методов при разработке месторождений	367
Определение ВНК в действующих скважинах и контроль за продвижением ВНК и ГЖК	367
Применение метода изотопов для решения различных задач	370
Определение источника обводнения действующих скважин	372
Контроль цементирования скважин	374
Глава 15. Экономическая эффективность ядерногофизических методов	376
§ 15.1. Методика оценки экономической эффективности	376
Общие положения	376
Основные показатели экономической эффективности	376
Дополнительные показатели	378
Варианты оценок	379
§ 15.2. Экономическая эффективность ядерногофизических методов при поисках и разведке месторождений полезных ископаемых	380
Рудные месторождения	380
Угольные месторождения	381
Нефтяные и газовые месторождения	383
§ 15.3. Экономическая эффективность применения ядерногофизических методов при разработке месторождений	384
Разработка рудных месторождений	384
Разработка нефтяных и газовых месторождений	385
Литература	387
Приложение	390

6,26 - X
 ~ 1,30 - VII, VIII, IX
 ~ 1,50 - 0,5
 9,06 0,2