# 

550.8 Φ. 534

# ептрон-неатронный и неатронный гамма-методы в рудной геофизике



E. M. FILIPPOV, B. S. VAKHTIN, A. V. NOVOSELOV

## NEUTRON-NEUTRON AND NEUTRON-GAMMA METHODS IN ORE GEOPHYSICS

(Application of the effects of scattering, absorption and radiation capture of neutrons)

E dited by Hon. Master of the USSR Sci and Techn. Prof.— D-r V. I. Baranov

> PUBLISHING HOUSE "NAUKA" SIBERIAN BRANCH NOVOSIBIRSK • 1972

### АКАДЕМИЯ НАУК СССР. СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ институт геологии и геофизики

Е. М. ФИЛИППОВ, Б. С. ВАХТИН, А. В. НОВОСЕЛОВ

# НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ И НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОДЫ В РУДНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

(Использование эффектов рассеяния, поглощения и радиационного захвата нейтронов)

Ответственный редактор засл. деятель науки и техники РСФСР проф. д-р физ.-мат. наук В. И. Баранов

> ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА» СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ НОВОСИБИРСК-1972

В книге обобщен и систематизирован обширный материал по нейтрон-нейтронному и нейтронному гамма-методам определения состава горных пород и руд применательно к решению задач рудной геофизики и некоторых сопредельных вопросов.

В ней, наряду с общими сведениями о нейтронах, их взаимодействии с веществом, детектировании и т. д., большое место уделяется описанию лабораторных мстодов, главным образом по разработкам авторов полевых и рудничных методов в основном по результатам работ, легших в основу нашей книги, и по обзору литературы.

В приложениях приводится большой справочный материал по макроскопическим массовым нейтронным сечениям и другим нейтронным параметрам горных пород, руд и минералов.

Книга рассчитана на широкий круг научных работников и практиков, работающих в области ядерной геофизики и сопредельных областях. Она может служить также в качестве учебного пособня для студентов-геофизиков, специализирующихся в области методов ядерной геофизики.

The abundant material on neutron-neutron and neutron-gamma methods of the determination of content of the rocks and ores related to resolving of the problems of the

ore geophysics and some other adjacent problems are summarized in the book. The attention is paid in the book to discription of laboratory methods, mainly on the authors experiments, field and ore methods on the results of the author's works and log-methods mainly on the literature data. The general date on neutrons, their interaction

with a substance, detection are given at the same time. This book is concern to the research workers and another ones who work in the branch of the neuclear geophysics and near by them. It may help as addition to the students-geophysists who will work in the branch of the neuclear geophysical methods.

6c**£2**] +

### введение

Нейтронные методы в рудной геофизике с каждым годом находят все большее применение для решения разнообразных задач, связанных главным образом с изучением содержания в породах ряда элементов.

На основе применения нейтронного излучения в ядерной геофизике разработан целый ряд методов. В настоящей книге рассматриваются практически все существуюцие на сегодняшний день нейтронные методы, за исключением нейтронного активациончого анализа. И это не случайно. Нейтронный активационный анализ имеет много специфического и выделился, по существу, в самостоятельную отрасль. По этому вопросу в отечественной печати есть ряд работ [раздел I — 16, 49, 68]. Кроме того, параллельно с подготовкой к печати этой книги научными сотрудниками лаборатории ядерной геофизики Института геологии и геофизики СО АН СССР Е. Б. Бланковым, Т. Н. Бланкоеой и В. Г. Русяевым готовится специальная книга «Нейтронный активационный анализ в геологии и геофизике».

Таким образом, в настоящей работе из нейтронных методов в основном рассматрнваются нейтрон-пейтронный (нейтронно-абсорбционный) и нейтронный гамма-методы, основанные на регистрации гамма-квантов неупругого рассеяния быстрых нейтронов и радиационного захвата тепловых нейтронов.

Применение рассматриваемых методов в геофизике для изучения содержания в торных породах целого ряда элементов по сравнению с классическими методами (химическим, спектральным н т. д.), основанными на отборе проб, их подготовке для анализа, имеет ряд существенных преимуществ, а именно: экспрессность, большую производительность н низкую стоимость. Особенно это касается методов, базирующихся на применении ампульных источников нейтронов.

Об этих методах в рудной геофизике к настоящему временн появилось много литературы, рассредоточенной по различным журналам, сборникам и т. д. Однако обобизающие монографии по этим методам, имеющим важное значение, к настоящему времени отсутствуют.

В связи с изложенным и было принято решение написать предлагаемую читателю книгу. В ней наряду с работами других исследователей значительное отражение нашли и работы авторов этой книги. Книга состоит из четырех разделов:

 Физико-технические и геологические основы методов — рассматриваются пронессы взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом.

2. Лабораторные методы. Из рассматриваемых в этой книге методов в лабораторной геофизической практике наибольшее применение получил нейтрон-иейтронный (нейтронно-абсорбционный) метод (ННМ). Поэтому в этом разделе авторы также уделяют наибольшее внимание этому методу. Описываются авторские исследования определения бора в породах по регистрации тепловых нейтронов (ННМ-т). Применение ННМ-т для анализа других элементов дается по литературным данным.

Значительное место в этом разделе отведено также разработанной авторами нотой модификации ННМ, основанной на измерении резонансных нейтропов (ННМ-р).

В двух специальных главах рассматриваются также нейтроиные гамма-методы и некоторые другие нейтронные методы.

3. Полевые и рудничные методы — методы определения влажности пород и грунтов в естественном залегании, а также определения поглощающих элементов в породах (бора, ртути и др.). Кроме того, описываются автомобильные методы (с примененнем ампульных источников) определения влажности пород и содержания в них поглощающих элементов. В специальной главе рассматриваются также принципиальные возможности применения генераторов нейтронов в полевой съемке.

4. Методы исследования скважин — стационарные пейтронные методы (нейтронный гамма-каротаж), впервые предложенные в 1941 г. академиком Б. М. Понтекорво, и импульсные модификации этих методов, предложенные в 1956 г. академиком Г. Н. Флеровым. Все эти виды каротажа широко применяются в нефтепромысловой геофизике. Их разработкой занимаются большие коллективы советских и зарубежных специалистов. В связи с тем, что эти вопросы выходят за рамки задач, поставленных перед авторами настоящей книги, в ней не рассматривается применение нейтронных методов в нефтепромысловой геофизике, за исключением некоторых методических приемов исследозатия скважин. Общие вопросы проведения каротажа вообще здесь не рассматриваются. Интересующихся этим отсылаем к работе [36 — раздел IV]. Изложение нейтронных методов ограничено рассмотрением лишь их основ. Теория методов и аппаратура не описываются, однако по ходу изложения основ методов делаются ссылки на соответствуюцие работы. Следует отметить, что внедрение ядерных методов для исследования скважин позволяет получать значительный экономический эффект. Подробное изложение этого вопроса дано в работах [28, 60 — раздел IV].

Первый и четвертый разделы книги паписаны Е. М. Филипповым, за исключением п. 3 и 4 § 2 главы 1, над которыми работали совместно все авторы.

Главы 6 и 7 второго раздела написаны Б. С. Вахтиным и Е. М. Филипповым, за исключением § 3, 4 и 6, составленных совместно с А. В. Новоселовым. Глава 8 этого раздела написана Е. М. Филипповым.

В третьем разделе § 1 главы 9 написан Е. М. Филипповым, § 2—5 — Б. С. Вахтиным, В главе 10 § 1 и 2 — Е. М. Филипповым, а § 3 и 4 — Б. С. Вахтиным и Е. М. Филипповым, Главы 11 и 12 этого раздела написаны Е. М. Филипповым.

А. В. Новоселовым в процессе подготовки книги составлен ряд таблиц, рассчитаны некоторые графики. Таблицы I—12, I—14, I—16 и др. и приложения 3 и 4 по просьбе авторов составлены Е. К. Варвариной, которой авторы выражают искреннюю благодариость.

Авторы признательны также Е. Б. Бланкову и Т. Н. Бланковой.

# РАЗДЕЛ |

### ГЛАВА 1

НЕЙТРОНЫ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ

### ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ И ГЕОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ

### § 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О НЕЙТРОНАХ

Нейтроны являются электронейтральными частицами, что способствует их беспрепятственному процикновению в ядра вещества. Масса нейтрона примерно равна массе протона. В свободном состоянии нейтрон с периодом полураспада 12 мин распадается на протон, нейтрино и электрон.

При взаимодействии с ядрами вещества нейтрон может испытывать упругие и неупругие соударения и захват. Захват нейтрона ядром приводит к различным ядерным реакциям. Все они могут протекать по-разному в зависимости от энергии нейтрона. По энергетическому принципу нейтроны подразделяют на группы: быструю, промежуточную и медленную. В группе медленных нейтронов, в свою очередь, выделяют резонансные, надтепловые, тепловые и холодные нейтроны. Нейтроны в группах могут характеризоваться не только величиной энергии, но и скоростью, длиной волны и температурой (табл. I-1). Связь между энергией нейтрона, их скоростью, длиной волны и температурой дается следующими соотношениями:

 $\begin{array}{l} \upsilon = 1,38 \cdot 10^{6} \cdot E^{0,5}; \\ \lambda = 2,86 \cdot 10^{-9} \cdot E^{-0,5} \\ T = 1,16 \cdot 10^{4} \cdot E. \end{array}$  (I--1)

Таблица I—1

Группа нейтронов	Энергия ней- тронов Е, эв	Скорость нейтронов v, смјсск	Длина волны нейт- ронов λ, см	Температура нейтро- нов T, °К
Быстрые	$2 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^5$	$6, 2 \cdot 10^9 \div 9, 8 \cdot 10^8$	$\left  \begin{array}{c} 6, 4.10^{-13} \div 4, 0 \times \\ \times 10^{-12} \end{array} \right $	2,3.10115,8.109
Промежуточные	$5 \cdot 10^5 \div 1 \cdot 10^3$	$9,8\cdot 10^{3} \div 4,4\cdot 10^{7}$	$4,0.10^{-12} \div 9,0 \times 10^{-11}$	$5, 8 \cdot 10^9 \div 1, 2 \cdot 10^7$
Медленные	$1 \cdot 10^{3} \div 0$	$4, 4 \cdot 10^7 \div 0$	$9,0.10^{-11} \div \infty$	$1, 2 \cdot 10^7 \div 0$
Резонансные	$\sim 100 \div 1$	$\sim 1,3810^7 \div 1,38 \cdot 10^3$	$\sim 2,86 \cdot 10^{-10} \div 2,86 \cdot 10^{-9}$	$\sim 1,16 \cdot 10^6 \div 1,16 \times 10^1$
Надтепловые	~1÷0,1	$\sim$ 1,38 $\cdot$ 10 <sup>3</sup> ÷4,36 $\times$ ×10 <sup>5</sup>	~2,86.10 <sup>-9</sup> ÷9× ×10 <sup>-9</sup>	$\sim$ 1,16 $\cdot$ 10 $^{i}$ ÷1,16 $\times$ ×10 <sup>3</sup>
Надтепловые	0,025	$2, 2 \cdot 10^{5}$	1,8.10-8	290
Холодные	0,001	4,4.101	$9.10^{-8}$	11,6

Быстрые нейтроны испытывают неупругие  $(n, n'\gamma)$  и упругие соударения, а также захват. Для промежуточных и медленных нейтронов свойственно только упругое рассеяние. В области резонансных энергий для некоторых элементов характерным является резонансное поглощение или рассеяние, для надтепловых и тепловых нейтронов — упругое и неупругое рассеяние нейтронов на молекулах вещества. Холодные нейтроны получаются при пропускании тепловых нейтронов через толстые слои вещества, например через графит или окись бериллия.

При взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами вещества могут протекать различные реакции:  $(n, n'\gamma)$ , (n, 2n), (n, p),  $(n, \alpha)$  и др. Все они, как правило, имеют определенный порог для каждого изотопа. В некоторых случаях реакции (n, p) и  $(n, \alpha)$  могут идти под действием тепловых нейтронов — они не являются пороговыми. При этом реакция (n, p) протекает на ядрах гелия-3, азота-14 и хлора-35, а реакция  $(n, \alpha)$  — на ядрах лития-6 и бора-10. Захват тепловых нейтронов ядрами всех остальных элементов (за исключением ядра гелия-4) приводит к радиационному захвату — реакции  $(n, \gamma)$ .

При воздействии быстрых и тепловых нейтронов ядра некоторых тяжелых химических элементов способны делиться на осколки — реакция (*n*, 0). При делении ядер атомов тяжелых элементов могут возникать мгновенные нейтропы и гамма-лучи, а также запаздывающие нейтроны.

Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества принято характеризовать эффективными нейтронными сечениями, выраженными в барнах (1  $барн = 10^{-24} \ см^2 )$ ). Величины сечений для различных энергетических групп приведены в специальных атласах [4, 5].

Ядра атомов по отношению к нейтронам подразделяются на легкие с массой (атомным весом) A < 25, средние — 25 < A < 80 и тяжелые — A > 80.

Наибольшие потери энергии нейтронов происходят при упругих соударениях на легких ядрах вещества и особенно на протонах. Чем меньше масса ядра и больше угол рассеяния нейтрона, тем большую энергию он может потерять при рассеянии. Так, например, при рассеянии на угол 90° нейтрон практически полностью передает свою энергию протону. На тяжелых ядрах вещества рассеяние нейтронов происходит практически без потери энергии.

Неупругое рассеяние нейтронов с возбуждением ядра и испусканием гамма-квантов  $(n, n', \gamma)$  может происходить при энергиях нейтронов от

0,6 *Мэв* и выше на тяжелых ядрах и от 1 *Мэв* и выше на легких ядрах. Увеличение энергии нейтронов от пороговой и выше ведет к возрастанию эффективного сечения реакции (*n*, *n'*, *γ*).

Радиационный захват нейтронов — реакция  $(n, \gamma)$  — происходит преимущественно на тепловых нейтронах. Однако эта реакция еще заметна для нейтронов с энергией до 10 эв. С дальнейшим увеличением энергии нейтронов вероятность протекания реакции  $(n, \gamma)$  падает и намного ниже вероятности упругого рассеяния. Для медленных нейтронов вдали от резонансов величина сечения радиационного захвата подчиняется закону  $\frac{1}{v}$  или  $\frac{1}{VE}$ .

### § 2. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

Для реализации нейтронных методов применяются изотопные источники, ядерные реакторы и нейтронные генераторы.

### 1. Изотопные источники

В изотопных источниках нейтроны получаются в результате реакций ( $\alpha$ , n) и ( $\gamma$ , n). Первая из этих реакций находит наибольшее применение.

Для получения нейтронов в изотопных источниках необходимы пзлучатель альфа-частиц или гамма-квантов и мишень, ядра атомов которой могут вступать в реакцпю ( $\alpha$ , n) или ( $\gamma$ , n).

В качестве альфа-излучателей обычно применяются радий с его продуктами распада, полоний, плутоний, актиний с его продуктами распада, торий с продуктами распада и некоторые другие. Мишенями в изотопных источниках служат ядра легких химических элементов. Выход нейтронов в реакции ( $\alpha$ , n) в зависимости от массового числа легких элементов при облучении их альфа-частицами с энергией 5,3 *Мэв* (полоний-210) показан на рис. I—1 [78]. Видно, что наибольшим выходом нейтронов в реакции ( $\alpha$ , n) обладают материалы из бериллия, бора, фтора и лития. Для первых трех элементов зависимость выхода потока нейтронов из мишени от энергпи альфа-частиц показана на рис. I—2 [18]. При прочих равных условиях наибольший выход нейтронов под действием альфачастиц наблюдается у бериллия. Поэтому при изготовлении изотопных источников нейтронов в качестве материала мишени чаще всего используется бериллий, реже бор.

Тонкоизмельченная смесь бериллия и альфа-излучателя тщательно перемешивается и помещается в герметическую металлическую ампулу обычно с двойными стенками. Поэтому изотопные источники нейтронов весьма часто именуют ампульными.

Основными характеристиками изотопных нейтронных источников, определяющими их преимущества или недостатки, являются период полураспада, выход нейтронов, их энергетический спектр и спектр гаммаизлучения источника [78].

Выход нейтронов из источника зависит от соотношения количества альфа-радиоактивного препарата, материала мишени и качества контакта между ними. На практике увеличение выхода достигается выбором наиболее оптимальной смеси, которая затем спрессовывается и сплавляется.

Энергетический спектр нейтронов обусловливается величиной энергии альфа-частиц препарата, кулоновского отталкивания, ядерной реак-



Рис. 1—1. Зависимость выхода нейтронов, возникающих под действием альфа-частиц с энергией 5,3 Мэв (полоний-210) в материалах с атомными номерами от 3 до 18.



Рис. I — 2. Выход нейтронов при бомбардировке альфа-частицами толстых мишеней из бериллия (1), бора (2) и фтора (3).



Рис. 1—3. Спектр нейтронов радий-бериллиевого, полоний-бериллиевого, плутоний-бериллиевого и полоний-борного источников.

ции, затратами энергии на сопровождающие гамма-кванты, потерями энергии альфа-частиц при соударениях и т. д. Все эти факторы приводят к тому, что спектр нейтронов изотопных источников является сложным (рис. I—3). Однако для решения некоторых задач достаточно учитывать не весь спектр нейтронов, а его среднюю энергию, определяемую из соотношения [83]

$$E_{\rm cp} = \frac{\int\limits_{0}^{E_{\rm max}} N(E) E dE}{\int\limits_{0}^{E_{\rm max}} N(E) dE}, \qquad (I.1)$$

где N(E) — спектральное распределение нейтронов источника (рис. I—3);  $E_{max}$  — наибольшая энергия нейтронов в спектре.

Нейтронные источники все, как правило, обладают собственным фоном гамма-излучения. Это гамма-излучение может быть обусловлено как самим альфа-препаратом, используемым для получения нейтронов в реакции ( $\alpha$ , n), так и возникновением в реакции ( $\alpha$ , n) возбужденных ядер, переходящих в исходное состояние с испусканием гамма-квантов. Так, например, при бомбардировке альфа-частицами мишени из бериллия возникает изотоп углерода-12 в возбужденном состоянии. При переходе в нормальное состояние этот изотоп испускает гамма-кванты с энергией 4,43 Мэв.

Период полураспада изотопных источников обусловлен исключительно исходным радиоактивным препаратом.

Все перечисленные данные об изотопных нейтронных источниках, основанных на реакции ( $\alpha$ , n), сведены в табл. I—2. Из приведенных источников наибольшее применение находят радий-бериллиевые, полоний-бериллиевые, плутоний-бериллиевые и полоний-борные.

Радий-бериллиевые источники удобны тем, что они имеют большой выход нейтронов и большой период полураспада. Однако из-за высокого

Таблица I—2

Источник нейтронов	Период полу- распада Т, годы	Средняя энергия нейтронов Е., Мэв	Максимальная энергия нейтро- нов Е мах, Мэв	Удельный выход нейтронов, 10 <sup>6</sup> нейтр/сек. . кыри	Выход гамма- квантов, на 10 <sup>3</sup> нейтр/сек
$\begin{array}{c} Ra^{226}Be \\ RaBeF_4 \\ Pb^{210} (RaD)Be \\ RaThBe \\ Po^{210}Be \\ Po^{208}Be \\ Pu^{238}Be \\ Pu^{238}Be \\ Ac^{227}Be \\ Ac^{227}Be \\ Ac^{227}Be \\ Ac^{24}Be \\ Cm^{242}Be \\ Po^{210}B10 \\ Po^{210}B11 \\ RaB \\ \hline Po^{210}F19 \\ Po^{210}Li \\ Po^{210}Na \\ Po^{210}Al \\ \end{array}$	1622 1622 19,4 1,9 138,4 дня 2,93 86,4 24 360 21,7 461 162,5 дней 138,4 " 138,4 " 138,4 " 138,4 " 138,4 "	$\begin{array}{c} 3,63 \\$	$\begin{array}{c} 13,2\\ 13,2\\ 10,87\\ \hline \\ 10,87\\ 10,71\\ 11\\ 10,74\\ 12,79\\ 11\\ 11,6\\ 6,0\\ 5,0\\ 8,52  (B^{10})\\ 7,25  (B^{11})\\ 2,8\\ 1,32\\ 4,45\\ 2,7 \end{array}$	$ \begin{array}{r} 10 - 15 \\ 2,5 \\ 2,5 \\ 17 - 20 \\ 1,7 - 2,2 \\ - \\ 2,8 \\ 2,0 \\ 17 - 25 \\ 2,9 \\ 4,0 \\ 0,2 - 0,4 \\ 0,8 \\ 7 \\ - \\ 0,2 \\ 0,05 \\ 0,04 \\ 0,02 \\ \end{array} $	$\begin{array}{c} 60\\ 38\\ 8,8\\ 30\\ 0,04\\\\ 1,7\\ 8,1\\ 20,1\\\\ 14\\\\ 14\\\\\\\\\\\\\\\\\\\\ -$

Характеристика некоторых нейтронных источников, основанных на реакции (а, n)

гамма-фона они применяются ограниченно. Эти источники выгодно использовать тогда, когда исследователям одновременно нужны нейтроны и гамма-кванты. Спектр нейтронов радий-бериллиевого источника распределяется в интервале от 1 до 13,2 *Мэв* с интенсивными линиями спектра нейтронов в области энергий 4 и 6 *Мэв* (см. рис. 1—3, *г*) [103]. Спектр гамма-излучения радия в равновесии с продуктами его распада приведен в табл. 1—3. Как видно, наиболее интенсивное гамма-излучение приходится на линии 0,35 *Мэв* (43,5%), 0,294 *Мэв* (24%), 1,764 *Мэв* (22%), 1,12 *Мэв* (27,3%) и 0,609 *Мэв* (35,9%).

В табл. I—4 приведены радий-бериллиевые источники, выпускаемые промышленностью СССР.

Полоний-бериллиевые источники от радий-бериллиевых выгодно отличаются низким гамма-фоном, однако их малый период полураспада является существенным недостатком. Спектр нейтронов полоний-бериллиевого источника распределяется в интервале энергий от 0,5 до 10,87 *Мэв* (см. рис. I—3, *a*) с интенсивными линиями спектра 3,2 и 5 *Мэв* [103]. Полоний испускает гамма-кванты с энергией 0,804 *Мэв* с интенсивностью 1,22·10<sup>-3</sup>% (см. табл. I—2). Кроме того, при рождении каждых 100 нейтронов в этом источнике возникает, как уже отмечалось, 60 гамма-квантов с энергией 4,43 *Мэв*.

Полоний-бериллиевые источники, выпускаемые в СССР, имеют следующий выход (*нейтр/сек*):  $(1 \div 2) \cdot 10^5$ ,  $(0,5 \div 1) \cdot 10^7$  и  $(2 \div 3) \cdot 10^7$  в ампулах диаметром  $20 \div 25$  мм и высотой  $20 \div 40$  мм [40].

Плутоний-бериллиевые источники, основанные на плутонии-239, обладают одновременно преимуществами радий-бериллиевого и полоний-бериллиевого источников: большим периодом полураспада и сравнительно низким гамма-фоном. Эти источники имеют несколько меньший выход нейтронов и большие размеры ампул (см. ниже). Спектр нейтронов плутоний-бериллиевого источника распределяется в интервале энергий от 0,3 до 10.74 *Мэв* с интенсивными линиями в области энергий 1.2; и 7 *Мэв* (см. рис. I—3, б) [103].

Плутоний-239 под действием тепловых нейтронов способен делиться на осколки с испусканием быстрых нейтронов. Сечение этой реакции 750 барн. Поэтому при размещении плутоний-бериллиевого источника в замедлителях он будет создавать дополнительные нейтронные потоки, практически не поддающиеся учету.

Вылет альфа-частиц из плутония сопровождается испусканием гамма-квантов с энергией 0,014 (20%) и 0,039 *Мэв* (11%). Однако гаммаизлучение плутония в силу его малых энергий очень интенсивно задерживается металлической оболочкой ампулы источника.

Как видно из рис. I—3, a и I—3, d, спектр нейтронов Ри — a — Ве источника практически не отличается от спектра Ро — a — Ве. Дело в том, что энергия a-частиц Ри совпадает с энергией a-частиц Ро с точностью  $\sim 0,15 M \Im s$ .

Промышленностью СССР выпускаются плутоний-бериллиевые источники с различным выходом нейтронов (табл. I—5).

Полоний-борные (Ро+В<sup>11</sup>) источники обладают по сравнению с полоний-бериллиевыми меньшей энергией, распределенной в интервале от 1 до 5 *Мэв* с интенсивной линией в области 2,7 *Мэв* (см. рис. I—3, в). Полоний-борные источники изготовляют на основе естественного бора, состоящего из изотопов с массовыми числами 10 (18,2%) и 11 (81,8%), поэтому за счет второй реакции В<sup>10</sup>( $\alpha$ , n) N<sup>13</sup> спектр этого источника усложняется. Однако в связи с тем, что выход нейтронов в этой реакции в 4 раза ниже выхода нейтронов в реакции В<sup>11</sup>( $\alpha$ , n) N<sup>14</sup>, вкладом реакции В<sup>10</sup>( $\alpha$ , n) N<sup>13</sup> можно пренебречь.

Таблица І—3

Символ изотопа	Атомный номер Z	Атомное число А	Период по- лураснада Т	Энергия ү-квэнтов Е, Мэв	Выход ү-кван- тов на 1 рас- пад, %	Число ч-квантов на 1 распад
Ra Bi (RaC)	88 83	226 214	1622 года 19,7 <i>мин</i>	0,184 0,350 0,294	1,2 43,5 24,0	0,012 0,781
TI (RaC")	81	210	1,32 мин	$\begin{array}{c} 0,241\\ 2,432\\ 2,024\\ 1,848\\ 1,764\\ 1,509\\ 1,378\\ 1,238\\ 1,120\\ 0,934\\ 0,769\end{array}$	10,6 2,5 7,0 2,3 22,0 3,9 11,6 9,9 27,3 3,8 7,8	1,337
Pb(RaD)	82	210	1,94 года	0,609 0,0467 0,0232	35,9 3,5 1,75	0,0525
Po	84	210	138,3 дня	0,804 0,846	$1,22 \cdot 10^{-3}$ 218,2 (100%)	$1,22 \cdot 10^{-5}$ 2,182

Таблица I—4

TICUCACIDE DATINGTOCOMPANIACIONA NELLOADANDE DEDIVERACIONA D CALAG	Перечень	палий-бериллиевых	источников.	выпускаемых	B	CCCF
--	----------	-------------------	-------------	-------------	---	------

Выход (не менее),	Внешние	габариты, м	Выход (не менее),	Внешине габариты, мм		
нейтр/сек	диаметр	вь:сота	нейтрісек	диаметр	высота	
1 · 104	8	17	5.105	15	24	
2.104	8	17	1.106	15	24	
5.104	8	17	2,5.106	22	36	
1.105	8	17	5 · 10 <sup>6</sup>	22	36	
2,5.105	15	24	1 · 107	26	37	

Таблица I—5

Перечень плутоний-бериллиевых источников, выпускаемых в СССР

Выход,	Внешние м	габариты, м	Выход,	Внешине габариты, мм		
неитрісек	диамстр	высота сез выступа	Heumpleen	диаметр	высота без выступа	
1.104	20	30	4 · 10 <sup>5</sup>	20	30	
5.104	20	30	1.10 <sup>6</sup>	26	40	
1.105	20	30	5 · 10°	35	42	

Малый вклад нейтронов с энергией выше 4 *Мэв* у полоний-борного источника нейтронов со средней энергией 2,7 *Мэв* позволяет исследователям избавляться от влияния на результаты измерений ряда реакций с порогами выше 4 ÷ 5 *Мэв*. К недостаткам этого источника относится малый выход нейтронов и малый период полураспада полония-210. Этот недостаток у подобных источников может быть устранен за счет использования в качестве альфа-препарата долгоживущих изотопов, таких как плутоний-239 и др.

Для получения нейтронов с еще более низкими энергиями можно использовать реакции ( $\alpha$ , n) на фторе, литии, натрии и алюминии (см. табл. I—2). Наибольшим выходом нейтронов из всех перечисленных источников обладает полоний-фторный источник. Однако малый период полураспада полония-210 является их недостатком. Поэтому для получения низкоэнергетических источников на основе фтора и других легких элементов необходимо использовать плутоний-239 и другие долгоживущие альфа-препараты.

В последние годы в СССР и за рубежом в опытном порядке стали выпускать источники на основе актиния-227 (см. табл. I—2). Актинийбериллиевые источники обладают большим периодом полураспада, большим выходом нейтронов и менее интенсивным гамма-излучением по сравнению с радиевыми [78]. Как видно, спектр энергий нейтронов этого источника распределяется в области от 1 до 12,79 *Мэв* с интенсивной линией в области 5 *Мэв*.

Большой интерес для создания нейтронных источников представляют альфа-препараты плутония-238, тория-228 и америция-241.

Источник нейтронов, изготовленный на основе плутония-238, обладает всеми преимуществами плутоний-(239)-бериллиевого источника и имеет к тому же более высокий выход нейтронов (см. табл. I—2). Гаммафон плутония-238 состоит из следующих линий: 0,153 *Мэв* (5 · 10<sup>-3</sup>%); 0,099 *Мэв* (0,13%) и 0,435 *Мэв* (31%).

Источник нейтронов, изготовленный на основе тория-228 (*T*=1,9 года), обладает большим выходом нейтронов, но имеет высокий гамма-фон [78]. Последнее обстоятельство особенно снижает его качества.

Америций-241 из-за высокого гамма-фона также менее пригоден для получения нейтронов по сравнению с плутонием-239 [41]\*.

Таблица I—6

Источник	Период по- лураспада Т	Максимальная энергия гамма-квантов, Мэв	Средняя энер- гия возника- ющих нейтро- нов, <i>Мэв</i>	Выхол, ×10 <sup>4</sup> нейтр/сек на 1 г мише- ни; 1 кюри на расстоя- нии 1 см					
N $a^{24}Bc$ N $a^{24}D_2O$ M $n^{56}Be$ M $n^{56}D_2O$ G $a^{72}Be$ G $a^{72}Be$ G $a^{72}D_2O$ Y $^{88}Be$ Y $^{88}D_2O$ S $b^{124}Be$ L $a^{140}Be$	14,8 час 14,8 " 2,59 " 2,59 " 14,1 " 14,1 " 87 дней 87 " 60 " 40 час	$\begin{array}{c} 2,76\\ 2,76\\ 1,81;\ 2,13;\ 2,7\\ 2,7\\ 1,87;\ 2,21;\ 2,51\\ 2,51\\ 1,9;\ 2,8\\ 2,8\\ 1,7\\ 2,5\\ 2,5\\ 2,5\\ \end{array}$	$ \begin{array}{c} 0,83\\ 0,22\\ 0,15;\ 0,3\\ 0.22\\ 0,78\\ 0,13\\ 0,16\\ 0,31\\ 0,024\\ 0,62\\ 0,15\\ \end{array} $	$     \begin{array}{r}       13 \\       27 \\       2,9 \\       0,31 \\       5 \\       6 \\       10 \\       0,3 \\       19 \\       0,3 \\      0,3 \\      0,3 \\    $					

Перечень возможных фотонейтронных источников

\* О спектре нейтронов этого источника см. в работе [90].

Для получения нейтронов с энергией ниже 1 *Мэв* в физических исследованиях применяются фотонейтронные источники с материалами мишеней из бериллия и дейтерия. Ядра этих элементов, как известно, имеют наиболее низкий порог фотонейтронной реакции: 1,67 *Мэв* у бериллия и 2,23 *Мэв* у дейтерия. Перечень источников, основанных на фотонейтронной реакции, приведен в табл. I—6. В геофизических исследованиях эти источники не применяются по следующим причинам: все они имеют высокий собственный гамма-фон и малый период полураспада.

### 2. Источники, использующие ускорение заряженных частиц

Для получения мощных потоков нейтронов в ускорителях заряженных частиц используются, главным образом, реакции с дейтонами (d, n) и протонами (p, n).

В качестве мишеней для осуществления этих реакций обычно используются легкие элементы: дейтерий, тритий, бериллий, литий и некоторые другие.

Наиболее выгодными реакциями для получения монохроматических нейтронов являются  $H^2(d, n) He^3$  и  $H^3(d, n) He^4$ .

Сокращенно эти реакции записываются также соответственно в виде (d-d) и (d-t).

Для получения нейтронов в реакции (d-d) используют тяжелый лед, тяжелый парафин, а также цирконий или титан, насыщенные дейтерием. Для получения нейтронов в реакции (d-t) чаще всего применяют цирконий или титано-тритиевые мишени.

Зависимость сечения реакций (d-d) или (d-t) от энергии дейтонов для тонких мишеней  $x(x < \lambda_d)$ , где  $\lambda_d - д$ лина пробега дейтонов) показана рис. I—4.

Как видно, максимальное сечение реакции (d - d) приходится на энергию дейтонов 1,7 *Мэв*, а реакции (d - t) — на энергию 0,105—0,126 *Мэв*. Для толстых мишеней кривая, достигнув максимума, стремится к асимптоте \*.

В реакции  $H^2(d, n)$  He<sup>3</sup> на 1 *мка* тока дейтонов из мишени выходиг 10<sup>7</sup> нейтр/сек, а в реакции  $H^3(d, n)$  He<sup>4</sup> — 10<sup>8</sup> нейтр/сек.

Энергия нейтронов, возникающих в реакциях (d-d) и (d-t), зависит от энергии бомбардирующих дейтонов и направления вылета нейтрона (рис. I—5, I—6 [41, 82]). Штриховыми кривыми на этих диаграммах показаны величины энергии дейтонов, а сплошными — величины энергии нейтронов. Из рис. I—5 видно, что при нулевой величи-

не энергии дейтонов образуются нейтроны с энергией 2,5 *Мэв*. При энергии дейтонов 100 *кэв* вперед будут вылетать нейтроны с величиной энергии 2,9 *Мэв*, а под углом 90° — с энергией 2,6 *Мэв*. Для дейтонов, ускоренных до 1 *Мэв*, вперед будут лететь нейтроны с энергией 4,1 *Мэв*, а под углом 90° — с энергией 2,8 *Мэв*. Из рис. I—6 видно, что при нулевой величине энергии дейто-

<sup>\*</sup> По этим вопросам см. также работы [97, 100].



*Рис.* 1—4. Сечения реакций: 1— (d—d); 2— (d—t).



Рис. I — 5. Диаграмма Мак-Кибена для реакции (d—d).



Рис. I — 6. Днаграмма Мак-Кибена для реакции (d-t).

### Краткие технические данные нейтронных трубок, позволяющих получать потоки нейтронов с энергией 14,6 Мэв

	Тип трубок							
Технические данные	УНГ-1 [95]	УНГ-2	HT-8	HT-10	HT-11			
Интенсивность нейтрон- ного потока в начале срока службы Срок службы	1.107 нейтр/сек 100 час	1 · 10 <sup>8</sup> нейтр/сек 50 час	1 · 10 <sup>8</sup> нейтр/имп 10 <sup>6</sup> имп	4 • 10 <sup>6</sup> нейтр/имп 10 <sup>6</sup> мип	1,5·10 <sup>7</sup> нейтр/имп 10 <sup>6</sup> имп			
Интенсивность нейтрон- ного потока в конце срока службы	5.10 <sup>g</sup> нейтр/сек	1 • 10 <sup>7</sup> нейтр/сек	1 · 107 нейтр/имп	1 • 10 <sup>6</sup> нейтр∣имп	3 · 10 <sup>6</sup> нейтр имп			
Частота следования им- пульсов (герц)	50-400	50-350	До 10	До 20	До 30			
Рабочий диапазон тем- ператур (°С)	До 120	До 80	60—80	60-100	60—250			
Механическая проч- ность g	3	5	4	4	4			
Габариты (мм): длина	187	351	210	160	210			
днаметр	35	34	76	35	42			

(в направлении пучка дейтонов)

Примечание. Трубка УНГ-2 может работать в импульсном и непрерывном режимах.

нов возникают нейтроны с энергией 14 *Мэв*. При ускорении дейтонов до величины энергии 100 *кэв* будут возникать нейтроны с энергией 14,6 *Мэв* (летящие вперед) и 14,0 *Мэв* (вылетающие под углом 90°). При дейтонах, ускоренных до величины энергии 1 *Мэв*, будут возникать нейтроны с энергией 16 *Мэв*, направленные вперед, и 14,6 *Мэв* — под углом 90° к направлению пучка дейтонов и т. д.

На основе реакции (d - t) разработан целый ряд малогабаритных нейтронных трубок (табл. I—7) [100]. Как видно, с помощью этих трубок можно получать потоки нейтронов от 10<sup>7</sup> до 10<sup>9</sup> нейтр/сек.

Для получения нейтронов используются также реакции, происходящие под действием протонов, — H<sup>3</sup>(p, n) He<sup>3</sup> и Li<sup>7</sup>(p, n) Be<sup>7</sup>. Порог первой реакции равен 1,019 *Мэв*, а второй — 1,882 *Мэв*. Зависимость сечений этих реакций от энергии протонов показана на рис. I—7 и I—8. Наибольшая величина сечения в первой реакции соответствует протонам с энергией 3 *Мэв*, а во второй — 2,23 *Мэв*.

При бомбардировке лития протонами, помимо основной реакции (p, n), происходят конкурирующие реакции  $(p, \alpha)$  и  $(p, \gamma)$ , имеющие меньший энергетический порог. Поэтому мишени лития для уменьшения



*Рис. I* — 7. Сечение реакции Н<sup>3</sup> (*p*, *n*) Не<sup>3</sup>.



*Рис.* I = 8. Сечение реакции Li<sup>7</sup> (p, n) Be<sup>7</sup>.

влияния конкурирующих реакций выбирают не слишком толстыми. В противном случае торможение протонов в мишени будет велико и вероятность конкурирующих реакций возрастет.

Помимо указанных реакций, для получения нейтронов также используются реакции  $Be^9(d, n)B^{10}$  и  $Li^7(d, n)Be^8 \rightarrow 2He^4$ . При этих реакциях возникают нейтроны сложного спектра с энергиями вплоть до 10—15 *Мэв*.

Реакции  $H^{3}(p, n) He^{3}$ , Li<sup>7</sup> $(p, n) Be^{7}$ , Be<sup>9</sup> $(d, n) B^{10}$  и Li<sup>7</sup> $(d, n) Be^{8} \rightarrow 2He^{4}$  в ядерно-геофизических исследованиях пока не применяются, поэтому мы на них подробно не останавливаемся; интересующихся отсылаем к работам [41, 72, 82].

### 3. Получение пучков медленных и резонансных нейтронов

Рассмотренные выше источники испускают в основном быстрые нейтроны, а некоторые из них — и промежуточные. Для реализации целого ряда лабораторных нейтронных методов необходимо получать потоки медленных и резонансных нейтронов. При получении потоков медленных и, в частности, тепловых нейтронов широко пользуются ядерными реакторами и размножителями нейтронов. Однако эти устройства недоступны для широкого круга геофизиков, исследователей и практиков. Кроме того, ряд задач ядерной геофизики может быть решен без привлечения мощных потоков, получаемых в каналах ядерных реакторов и размножителей нейтронов. Так, в частности, пучки медленных и резонансных нейтронов могут быть получены в каналах замедлителей с ампульными источниками и генераторами нейтронов. В качестве замедлителей нейтронов при этом используют среды, содержащие легкие элементы, обычно водород (вода, парафин, плексиглас и т. д.). Процесс замедления нейтронов в различных средах рассматривается в следующем параграфе. Устройство различных замедлителей, применяемых в нейтронных методах, описывается в гл. 6-8.

Для решения ряда практических задач важно иметь потоки медленных нейтронов различных моноэнергетических групп. Такие моноэнергетические источники могут быть получены с помощью различных резонансных фильтров, способных выделять потоки резонансных нейтронов. Так, например, если возникает необходимость получения резонансных пучков нейтронов в закадмиевой области энергий (от 0,4 *эв* и выше), то это может быть осуществлено с помощью кадмиевых и резонансных. фильтров. С этой целью на пути потока медленных нейтронов, выходящих из замедлителя, необходимо устанавливать указанные фильтры. Причем методика измерений при этом будет сводиться к двум замерам. При первом замере исследуемый объект облучается потоками надкадмиевых нейтронов, а при втором — нейтронами, пропущенными через кадмий и резонансный фильтр. Наличие резонансного фильтра при этом будет приводить к интенсивному «выеданию» (поглощению) нейтронов в области энергии резонанса применяемого фильтра. Таким образом, при втором замере объект как бы облучается отрицательным потоком резонансных нейтронов. Операция же вычитания из результатов первого замера результатов второго будет соответствовать облучению исследуемого объекта только резопансными нейтронами. Для повышения относительной доли резонансных нейтронов в общем спектре надкадмиевых нейтронов на пути потока нейтронов, выходящих из замедлителя, необходимо размещать дополнительные фильтры с высокими резонансными сечениями захвата нейтронов справа и слева от выделяемого резонанса: (имеется в виду энергетический интервал нейтронов). В ряде случаев отдельные моноэнергетические пучки нейтронов могут быть получены в процессе одного замера. Для этих целей на пути потока медленных нейтронов, выходящих из замедлителя, необходимо установить кадмиевый и несколько резонансных фильтров для того, чтобы они поглощали все нейтроны слева и справа от выделяемой области энергий. Таким образом, в этом случае нейтроны будут выходить только из своеобразного «окна», ограниченного слева и справа резонансами используемых фильтров. В результате с помощью описанной системы фильтров можно создавать источники моноэнергетических групп энергий. Однако здесь следует подчеркнуть, что так могут быть созданы моноэнергетические источники с ограниченными группами энергий. Это обусловлено тем, что путем набора фильтров по методике однократных замеров трудно перекрыть все «щели» между резонансами.

Действия резонансных фильтров подробно рассматриваются в § 2 гл. 3, а также в гл. 7.

### § 3. ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

Последовательное рассеяние нейтронов на ядрах вещества приводит к уменьшению их энергий, т. е. к замедлению. В процессе замедления условно выделяются два последовательных этапа: а) этап собственно замедления при энергии нейтронов много выше энергии химической связи атомов в молекулах и в кристаллической решетке (0,1—1,0 эв), а также энергии теплового движения атомов (0,025 эв) и б) этап термализации при энергиях нейтронов ниже 1 эв.

При энергиях нейтронов выше 1 эв ядра атомов среды можно считать свободными и неподвижными. В процессе термализации нейтроны взаимодействуют уже со связанными атомами в молекулах и кристаллической решетке и могут не только терять энергию, но и приобретать ее за счет теплового движения атомов. При тепловой энергии нейтроны будут испытывать диффузию. Процессы термализации и диффузии будут рассматриваться отдельно в § 4 и 5 соответственно.

### 1. Параметры замедления нейтронов

Рассеяние нейтронов на ядрах замедлителя характеризуется макроскопическим сечением расссяния  $\Sigma'_{s}(E)$ , определяемым из соотношения:

$$\sum_{s}^{\prime}(E) = \rho \, \frac{A_0 \, \sigma_s(E)}{A} \, [c \, m^{-1}], \qquad (I-2)$$

где  $\rho$  — плотность вещества;  $A_0 = 0,602 \cdot 10^{24} \ \epsilon \cdot \text{моль}^{-1}$  — число Авогадро;  $\sigma_s(E)$  — эффективное сечение рассеяния нейтронов; A — масса ядра (атомный вес элемента).

Для веществ со сложным химическим составом макроскопическое сечение рассеяния будет определяться из соотношения:

$$\sum_{s}'(E) = \rho A_0 \sum_{i=1}^{m} \frac{\sigma_s(E)_i P_i}{A_i} [cm^{-1}], \qquad (I-3)$$

где  $\sigma_s(E)_i$  — эффективное сеченис *i*-го компонента;  $P_i$  — относительное весовое содержание *i*-го компонента;  $A_i$  — массовое число *i*-го компонента.

2\*

Аналогичным образом ведется расчет макроскопических сечений для среды, состоящей из смеси изотопов одного и того же химического элемента по сечениям отдельных изотопов. С подобными расчетами чаще всего приходится сталкиваться при расчете макроскопических сечений для медленных и особенно тепловых нейтронов.

В работе [83] расчет макроскопических сечений для сложных сред предлагается производить по формуле:

$$\sum_{s}'(E) = A_{0} \sum_{i=1}^{m} \frac{\sigma_{s}(E)_{i} \rho_{i}}{A_{i}}.$$
 (I-3a)

Однако если учесть, что  $\rho_i = P_i \rho$ , то это выражение сводится к формуле (I-3).

Для пористых пород и руд (с коэффициентом пористости *m*) макроскопическое сечение скелета этих сред будет определяться из соотношения:

$$\sum_{s}^{\prime} = \rho A_{0} (1 - m) \sum_{i=1}^{m} \frac{\sigma_{s}(E)_{i} P_{i}}{A_{i}}.$$
 (I-36)

Макроскопические сечения характеризуют ослабление нейтронов данной энергии в веществе за счет процесса рассеяния [41].

В ядерной физике вместо линейных коэффициентов ослабления излучения в веществе весьма часто вводят массовые коэффициенты, определяемые следующим образом:

$$\sum_{s} (E) = \frac{\sum_{s}'(E)}{\rho} = \frac{A_0 \sigma_s(E)}{A} [c m^2/2]; \qquad (I-4)$$

$$\sum_{s} (E) = \frac{\sum_{s}'(E)}{\rho} = A_{0} \sum_{i=1}^{m} \frac{\sigma_{s}(E)_{i}P_{i}}{A_{i}} [cM^{2}/r]. \quad (I-5)$$

Величины, обратные коэффициентам ослабления излучения в веществе, есть средние длины свободного пробега излучения в этом веществе:

$$\lambda_{s}(E) = \frac{1}{\sum_{s}'(E)} [c_{\mathcal{M}}].$$
 (I-6)

Вместо средних длин свободного пробега излучения в веществе вводят также средние массовые длины свободного пробега:

$$\lambda_{s,m}(E) = \frac{\rho}{\sum_{s}'(E)} = \frac{1}{\sum_{s}(E)} [z/cm^2]. \qquad (I-7)$$

В процессе рассеяния нейтронов может происходить также их захват. По аналогии с параметрами, характеризующими рассеяние нейтронов, можно ввести и аналогичные параметры, описывающие захват нейтронов. При этом вместо индекса рассеяния (*s* — scattering) вводят индекс поглощения (*a* — absorption). При энергиях нейтронов свыше 1 *Мэв* наряду с упругим рассеянием нейтронов происходит их неупругое рассеяние (*n*, *n'*,  $\gamma$ ), а также поглощение за счет реакций (*n*, *p*), (*n*,  $\alpha$ ), (*n*, 2*n*) и др.

Для пейтронов с энергией от 10 эв и ниже заметный вклад в сечение захвата начинает оказывать реакция  $(n, \gamma)$ .

В диапазонах энергий нейтронов, где наряду с рассеянием имеет место и поглощение нейтронов, суммарное макроскопическое сечение

определяется суммой макроскопических сечений рассеяния  $\sum_{s}^{\prime}(E)$  и поглощения  $\sum_{a}^{\prime}(E)$ :

$$\sum' (E) = \sum'_{s} (E) + \sum'_{a} (E).$$
 (I-8)

Значения полных массовых макроскопических сечений для химических элементов приведены в приложении 1.

Средняя полная длина свободного пробега нейтронов в веществе соответственно будет определяться из соотношения:

$$\frac{1}{\lambda(E)} = \frac{1}{\lambda_s(E)} + \frac{1}{\lambda_a(E)}.$$
 (I-9)

Упругое рассеяние нейтронов с энергией выше 1 *эв* на ядрах вещества подчиняется законам классической механики — нейтроны и ядра при столкновениях ведут себя подобно идеально упругим шарам.

Рассеяние быстрых нейтронов происходит преимущественно вперед, в направлении от источника, т. е. анизотропно. Промежуточные, и особенно медленные, нейтроны при упругих соударениях рассеиваются изотропно (сферически симметрично), т. е. начинают «забывать» местонахождение источника. Однако если вещество в своем составе будет содержать водород и другие легкие ядра, то рассеяние промежуточных и медленных нейтронов будет анизотропным.

При наличии анизотропии рассеяния вместо средней свободной длины рассеяния нейтронов ( $\lambda_s$ ) вводят так называемую транспортную длину рассеяния ( $\lambda_t$ );

$$\lambda_t = \frac{\lambda_s}{1 - \tilde{\gamma}}, \qquad (I - 10)$$

где  $\gamma = \cos \Theta$  — средний косинус рассеяния нейтронов на ядрах вещества. Для вещества, состоящего из ядер одного сорта (A), величина среднего косинуса определяется соотношением:

$$\overline{\gamma} = \frac{2}{3A}.$$
 (I-11)

Для веществ сложного химического состава выражение (I—11) приобретает следующий вид:

$$\bar{\gamma} = \sum_{i=1}^{m} h_i \bar{\gamma}_i = \frac{2}{3} \sum_{i=1}^{m} \frac{\lambda_s}{\lambda_{si} A_i}, \qquad (I-12)$$

где  $\lambda_s$  — средняя длина свободного пробега пейтронов в сложной среде при рассеянии;  $\lambda_{si}$  — то же, при рассеянии на ядрах с массой  $A_i$ ;  $h_i$  парциальная вероятность рассеяния.

Замедляющие свойства вещества характеризуются обычно средней (по всем соударениям) логарифмической потерей энергии

$$\xi = \overline{\ln E_m - \ln E_{m+1}} = \overline{u_m - u_{m+1}} = \overline{\Delta u} = \ln \frac{\overline{E_m}}{\overline{E_{m+1}}}, \quad (I-13)$$

где  $E_m$  и  $E_{m+1}$  — соответственно энергия нейтронов до соударения и после соударения; u — летаргия.

Через массовое число А средняя логарифмическая потеря энергии выражается соотношением:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1}.$$
 (I-14)

Для ядра водорода  $\xi = 1$ . Для ядер с массовым числом A > 10 выражение (I-14) с точностью до 1% аппроксимируется уравнением вида:

$$\xi = \frac{2}{A + \frac{2}{3}} \approx \frac{2}{A} \cdot \tag{I-15}$$

Для веществ со сложным химическим составом средняя логарифмическая потеря энергии нейтронов определяется из соотношения:

$$\xi = \sum_{i=1}^{m} h_i \xi_i, \qquad (I-16)$$

где  $\xi_i$  — средняя логарифмическая потеря энергии на ядрах с массой  $A_i$ .

Исходя из средней логарифмической энергии нейтронов, можно определить среднее число столкновений (n), испытываемых нейтронами при замедлении от энергии  $E_0$  до E:

$$n = \frac{u}{\Delta_u} = \frac{\ln E_0 - \ln E}{\xi} = \frac{u}{\xi} \cdot \tag{I-17}$$

Зависимость средней логарифмической потери энергии и среднего числа столкновений от массового числа ядер атомов для энергий в интервале от 1 *Мэв* до 1 *эв* показана на рис. 1—9. С возрастанием массового числа ядер атомов средняя логарифмическая потеря энергии резко убывает, а среднее число актов рассеяния быстро возрастает по линейному закону. Так, например, если на ядрах водорода нейтрон в среднем испытывает 14 актов рассеяния при уменьшении энергии от 1 *Мэв* до 1 *эв* и 18 актов рассеяния при уменьшении энергии от 1 *Мэв* до 0,025 *эв*, то на ядрах галлия (A = 70) он будет соответственно испытывать в среднем 500 и 625 актов рассеяния. Отсюда следует, что самым энергичным замедлителем нейтронов является водород.

Замедляющая способность среды на единице пути нейтрона в веществе характеризуется не только величиной потери энергии при одном рассеянии, но и вероятностью рассеяния  $(\sum_{s})$ . Мерой эффективности замедления нейтронов в веществе является величина, определяемая произведением макроскопического сечения на среднюю логарифмическую потерю энергии:

$$\sum_{0}^{\prime} = \xi \sum_{s}^{\prime}. \tag{I-18}$$

Для воды величина  $\sum_{0}^{\prime} = 1,53$ , для углерода-12 — 0,06 и т. д. Отсюда видно, что водородсодержащие среды являются наиболее эффективными замедлителями нейтронов.

В работе [60] показано, что замедляющая способность горных пород однозначно связана с водонасыщенностью пород *m*<sub>0</sub> соотношением

$$\xi \sum_{s} = 1 + 0, 34 m_0.$$

Поэтому, оценивая величину  $\sum_{0}^{\prime}$ , можно определить водонасыщенность

ξ n 0,8 400 3 2 0,6 300 0,4 200 *9,2* 100 0 Ω 20 40 60 A

можно определить водонасыщенность и пористость пород (при их полной водонасыщенности, т. е. когда  $m_0 = m$ ).

Рис. I — 9. Зависимость средней логарифмической потери энергии и среднего числа столкновений от массового числа ядер агомов [75]:

<sup>1 —</sup> среднее число столкновений нейтронов при замедлении от 1 Mзв до 1 зв  $(n_1)$ ; 2 — то же, от 1 Mзв до 0.025 зв  $(n_2)$ ; 3 — средняя логарифмическая потеря энергии 5.

Величина  $\Sigma'$  характеризует замедляющие свойства рассеивающих веществ. Однако в веществе могут присутствовать не только рассеиватели, но и поглотители, поэтому наиболее удобной величиной, характеризующей эффективность замедлителя, является коэффициент замедления

$$K = \frac{\sum_{0}^{\prime}}{\sum_{a}^{\prime}} = \frac{\varepsilon_{\sigma_{s}}}{\varepsilon_{a}}.$$
 (I-19)

Замедляясь, нейтрен испытывает много актов рассеяния, и путь его перемещения в веществе имеет вид ломаной линии. При изучении этого процесса интересно знать не всю траекторию движения нейтрона в веществе, а величину среднего расстояния, на которое удаляется нейтрон при замедлении от начальной энергии  $E_0$  до конечной энергии E, другими словами, необходимо знать, на какое расстояние в среднем удаляется нейтрон, испытав n актов рассеяния. Величина среднего расстояния, на которое смещается нейтрон при замедлении, называется длиной замедления нейтронов и равна

$$L_{s} = \sqrt{\Theta(E_{\text{IIT}})} = \sqrt{\frac{\overline{R}^{2}}{6}}, \qquad (I-20)$$

где  $\Theta(E_{\rm HT})$  — возраст нейтронов [82, 84];  $\overline{R}^2$  — средний квадрат расстояния, на которое смещается нейтрон в процессе замедления до надтепловой энергии ( $E_{\rm HT}$ ).

Иногда вместо длины замедления нейтронов вводят параметр замедления

$$L_f = \frac{L_s}{\sqrt{2}}.$$
 (I-21)

Возраст нейтронов, а следовательно, и средний квадрат смещения нейтронов при замедлении будут зависеть от нейтронных параметров замедлителя.

### 2. Расчет возраста нейтронов

Для сред, сложенных из ядер среднего и тяжелого веса, возраст для источника моноэнергетических нейтронов определяется из соотношения

$$\Theta_{\mathbf{0}}(u) = \frac{1}{3} \int_{0}^{u} \frac{\lambda_{s}^{2}(u') \, du'}{\left[1 - \bar{\gamma}(u') \, \xi(u')\right]} \,. \tag{I-22}$$

Это так называемое фермиевское выражение для возраста нейтронов.

Выражение для средней длины свободного пробега по отношению к рассеянию может быть аппроксимировано следующими формулами [44]:

$$\lambda_{s}(u) = (\lambda_{s_{0}} - \lambda_{as}) e^{-\alpha u} + \lambda_{as} \quad (\alpha > 0) \quad (I-23)$$

или

$$\lambda_{s}(u) = (\lambda_{s_{0}} - \lambda_{as}) \frac{e^{-\beta u}}{1+u} + \lambda_{as} \quad (\beta > 0). \tag{I-24}$$

Здесь  $\lambda_{s_0}$  — начальная длина свободного пробега, соответствующая начальной энергии нейтрона  $E_0$ ;  $\lambda_{as}$  — асимптотическая длина свободного пробега, соответствующая конечной энергии замедления;  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные, зависящие от состава среды и определяемые расчетным путем.

Величины  $\overline{\gamma(u)}$  и  $\xi(u)$  могут быть рассчитаны как средние для всего рассматриваемого диапазона замедления нейтронов:

$$\overline{\gamma(u)} = \frac{1}{u} \int_{0}^{u} \overline{\gamma(u')} \, du'; \qquad (I-25)$$

$$\overline{\xi(u)} = \frac{1}{u} \int_{0}^{u} \xi(u') \, du'.$$
 (I-26)

В этом случае выражение для фермиевского возраста приобретает вид

$$\Theta_0(u) = \frac{\int\limits_0^u \lambda^2(u) \, du}{3\left[1 - \overline{\gamma(u)}\right]\overline{z(u)}}.$$
 (I-27)

Для сред, содержащих легкие элементы, особенно водород, приведенным соотношением пользоваться нельзя. Д. А. Кожевниковым [44] для этого случая выведена следующая формула:

$$\Theta(u) = \frac{\lambda_0^2}{3} + \Theta_0(u) + \Delta\Theta(u) + \frac{\lambda_t^2(u)}{3z}, \qquad (I-28)$$

где

$$\Delta\Theta(u) = \frac{1}{3} \lambda_t(u) \left[ \lambda_0 \overline{\gamma}_0 + \frac{1}{\xi} \left( \lambda(u) \left(1 - \overline{\xi}_0\right) - \frac{5}{3} \lambda_t(u) \overline{\gamma}(u) \right) \right],$$

$$\overline{\gamma}_0 = \sum_{i=1}^m h_i(0) \ \overline{\gamma}_i; \quad \overline{\xi}_0 = \sum_{i=1}^m h_i(0) \ \overline{\xi}_i.$$

Слагаемые выражения (I—28) имеют следующий физический смысл: первое слагаемое является поправкой за первый пробег нейтронов с энергией  $E_0$ , а последнее — поправкой за последний пробег;  $\Theta_0(u)$  — фермиевский возраст нейтронов. Поправка  $\Delta\Theta(u)$  дает уточнение возраста нейтронов за счет правильной пространственной асимптотики, получаемой из точного решения уравнения переноса нейтронов по сравнению с возрастным приближением Ферми.

В случае приближенных расчетов возраста нейтронов для рассматриваемых сред с погрешностью до 10—15% (в сторону занижения) можно пользоваться более простой формулой [44]:

$$\Theta(u) = \frac{\lambda_0^2}{3} + \Theta_0(u). \qquad (I-29)$$

При точных расчетах возраста нейтронов по формуле (I—28) необходимо учитывать некоторые специфические свойства ядер ряда элементов, входящих в состав горных пород.

Подавляющее число горных пород земной коры примерно на 50% (весовых) состоит из кислорода, поэтому при расчете параметров замедления горных пород необходимо учитывать специфические свойства кислорода. Рассеяние на ядрах кислорода характеризуется очень сильной анизотропией, особенно при энергиях нейтронов выше 5 *Мэв* [44]. Поэтому пеобходимо учитывать расчет среднего косинуса угла рассеяния на кислороде. Для этого следует пользоваться функцией, приведенной на рис. I—10.

Для реализации нейтронных методов применяются источники быстрых нейтронов с энергией до 10—11 Мэв (полоний- и плутоний-бериллиевые источники) и генераторы, испускающие нейтроны с энергией 14,6 *Мэв* (реакция *d* — *t*). Поэтому при точных расчетах параметров замедления необходимо учитывать влияние неупругого рассеяния нейтронов. В этом случае выражение (I—16) для средней логарифмической потери энергии нейтронами примет следующий вид [44]:

$$\xi = \sum_{i=1}^{m} (h_i \,\xi_i + h_1^{'} \,\xi_i^{'}), \qquad (I-30)$$

где  $h'_1$  — парциальные вероятности неупругого рассеяния нейтронов;  $\xi'_i$  — средние логарифмические потери энергии при неупругом рассеянии нейтронов.

Парциальные вероятности  $h_1$  могут быть оценены из соотношения

$$h'_{1} = \frac{\lambda'_{s}}{\lambda'_{si}} = \frac{\Sigma'_{si}}{\Sigma'_{s}}, \qquad (I-31)$$

где  $\lambda'_s$  — средняя длина свободного пробега нейтронов в сложной среде при неупругом рассеянии;  $\lambda'_{si}$  — то же, при рассеянии на ядрах с массой  $A_i$ ;  $\sum'_s$  и  $\sum'_{si}$  соответственно макроскопические сечения неупругого рассеяния на ядрах среды сложного состава и ядрах с массой  $A_i$ .



Значения макроскопических массовых сечений для отдельных породообразующих элементов приведены в табл. I—8. Для сопоставления в этой таблице Рис. I—10. Зависимость среднего косинуса угла дифракционного рассеяния в лабораторной системе координат от энергии нейтронов для кислорода (по Г. Гольдштейну).

приведены также массовые макроскопические сечения упругого рассеяния нейтронов. Для того чтобы оценить вклад реакций (n, 2n),  $(n, \alpha)$  и (n, p), в табл. I—9 даны пороговые энергии этих реакций и реакций  $(\gamma, n)$  на ядрах атомов химических элементов вплоть до железа. Сечение реакции (n, 2n) может быть, в частности, оценено из соотношения

$$\sum (n, 2n) = \sum_{s}' \left[ 1 - (1 + 2\Delta E) e^{-2\Delta E} \right], \qquad (I-32)$$

где  $\Delta E = E - E_t$ , *Мэв* (E - энергия нейтронов,  $E_t = \frac{A+1}{A}Q$  - пороговая энергия нейтронов - см. табл. I—9).

Величины ξ' могут быть оценены по следующей полуэмпирической формуле [44]:

$$\xi'(E) = \frac{0.4228 \ln x + e^{-x} + E_i(x)}{1 + (1 + x) e^{-x}},$$
 (I-33)

где  $x = \sqrt{E/D}$ ; D — среднее расстояние между низко расположенными энергетическими уровнями ядра-мишени. Для ядер с массой 25 и выше значения D могут быть взяты из работы [85].

Приведенные выше формулы (I-28) и (I-29) справедливы для моноэнергетических источников и могут быть использованы, главным образом, для расчета замедления нейтронов, получаемых в нейтронных генераторах по реакциям (d-d) и (d-t), а также отчасти для полонийборного источника, имеющего одну четко выраженную линию спектра (см. рис. I-3), или для других источников при использовании средних значений их энергий (см. табл. I-2).

Таблица I—8

### Макроскопические массовые сечения упругих $\Sigma_s$ и неупругих $\Sigma_s^{\circ}$ столкновений быстрых нейтронов, $c M^2/e$

	Энергия нейтронов, Мэв								
0		1		2,5		4	14		
Элемент	Σ_s	$\Sigma_s^0$	Σ <sub>s</sub>	$\Sigma_s^0$	$\Sigma_{s}$	$\Sigma_s^0$	Σ <sub>s</sub>	$\Sigma_s^0$	
Be			0,134		0,097	0,0415	0,063	0,0268	
В	0,122						0,045	0,0384	
C <sup>12</sup>	0,125	0+0,002	0,078	0,0025	0,093	0,002	0,0296	0,0316	
N							0,0322	0,0344	
0							0,0301	0,0338	
F							0,0234	0,0304	
Na	0,0995	0,0105	0,0811	0,0139	0,04	0,0149			
Mg			0,0305	0,0190	0,0235	0,0192	0,0198	0,0238	
Al	0,0517	0,00446	0,0604	0,00846	0,0345	0,0167	0,0158	0,0232	
Si			0,0540	0,0081*	0,0290	0,0161*	0,0199	0,0219	
Р			0,0554	0,0136	0,0388	0,0156*	0,00622	0,022	
S			0,0462	0,0102	0,0413	0,015*	0,0154	0,0203	
C1			0,0365	0,0102	0,0348	0,0153			
KC1		1						0,0185	
Ca			0,406*	0,00602	0,0346*	0,0105*	0,0126	0,0203	
Ti	0,0352	0,00214	0,0352	0,00953	0,0279	0,0161	0,00754	0,0151	
Cr			0,0405*	0,0162	0,0324*	0,0139	0,013	0,0156	
Fe	0,0226	0,00432	0,0302	0,0112	0,0183	0,014	0, 0883	0,0149	

(в величину  $\Sigma_s^0$  входят сечения реакций (n, n'), (n, 2n), (n, p) и  $(n, \alpha)$  [4, 72])

• Данные, полученные путем интерполяции.

Таблица I—9

	Пор	оговая эне	ргия, М	38		Пороговая энергия, Мэ			Эв
Изотоп	(Y, n)	(n, 2n)	(n, α)	(n, p)	Изотоп	(Y, n)	(n, 2n)	( <i>n</i> , α)	(n, p)
$\begin{array}{c} H^2 \\ H^3 \\ He^3 \\ Li^6 \\ Li^7 \\ Be^9 \\ B^{10} \\ B^{11} \\ C^{12} \\ N^{14} \\ O^{16} \\ F^{19} \\ Ne^{20} \\ Na^{23} \\ Mg^{24} \\ Mg^{25} \\ Mg^{26} \\ Mg^{26} \\ Al^{27} \\ Si^{28} \end{array}$	$\begin{array}{c} 2,226\\ 6,25\\ 5,35\\ 7,15\\ 1,67\\ 8,55\\ 11,50\\ 18,7\\ 10,6\\ 16,3\\ 10,4\\ 12,1\\ 16,4\\ 7,3\\ 11,2\\ 12,8\\ 16,8\end{array}$	3,34 8,33 6,2 8,2 1,85 9,4 12,6 10,3 11,3 17,3 10,9 12,6 17,1 7,5 11,6 13,2 17,4	4,8* 0,3 2,8* 7,2 0,28 3,6 1,5 1,0 4,0 2,44	0,76* 0,63* 10,2 3,9 3,5 4,9 4,1 1,96 4,0	$\begin{array}{c} Si^{29} \\ P^{31} \\ S^{32} \\ S^{34} \\ Cl^{35} \\ Ar^{35} \\ K^{39} \\ Ca^{40} \\ Ti^{46} \\ Ti^{49} \\ V^{51} \\ Cr^{50} \\ Cr^{52} \\ Cr^{53} \\ Mn^{55} \\ Fe^{54} \\ Fe^{53} \\ Fe^{57} \end{array}$	$\begin{array}{c} 8,5\\12,2\\14,8\\10,9\\13,2\\15,9\\13,3\\8,7\\11,2\\13,4\\11,8\\7,8\\10,1\\13,8\\11,2\\7,8\end{array}$	$\begin{array}{c} 8,7\\12,6\\15,3\\11,2\\13,5\\16,3\\13,6\\8,9\\11,4\\13,7\\12.0\\7,9\\10,3\\14,1\\11,3\\7,9\\\end{array}$	0,91 0,96 1,0* 1,0	3,3 0,97 1,02 0,62*

Пороговые энергии Q различных реакций для изотопов до Fe<sup>57</sup>

\* Реакцин, идущие на тепловых нейтронах. Поэтому приведенные для них значения величины Q отвечают выделяющейся энергии.

При точном расчете возраста нейтронов для полоний-бериллиевого, плутоний-бериллиевого и других подобных им источников расчеты необходимо вести по следующей формуле [44]:

$$\Theta'(E) = \int_{E_0} g(E_0) \Theta(E_0, E) dE_0, \qquad (I-34)$$

где  $g(E_0) = \frac{1}{Q} \frac{dQ}{dE_0} (E_0$  — весовая функция источника со сложным спектром); Q — полное число нейтронов всех энергий  $E_0$  источника (площадь под кривыми рис. I—3);  $\Theta(E_0, E)$  определяется выражением (I—28) или (I—29) для конкретных значений энергий источника  $E_0$ .

Переходя от переменной  $E_0$  к переменной u, выражение (I—34) можно представить в следующем виде:

$$\Theta'(u) = \int_{u} g(u') \Theta(u') du', \qquad (I-35)$$
$$g(u) = \frac{1}{Q} \frac{dQ(u)}{du}.$$

где

Для расчетов по этой формуле спектр нейтронного источника необходимо представить также в координатах *и*.

Зависимость длин замедления, рассчитанных по данным формулы (I—34) для  $\Theta'$ , от коэффициента пористости осадочных горных пород ангидрита (минералогическая плотность  $\rho_{\rm M} = 2,83 \ e/cm^3$ ), песчаника ( $\rho_{\rm M} = 2,65 \ e/cm^3$ ), известняка  $\rho_{\rm M} = 2,73 \ e/cm^2$ ) и доломита ( $\rho_{\rm M} = 2,9 \ e/cm^3$ ) показана на рис. I—11 [44]. Из рисунка видно, что с увеличением содержания водорода в среде длина замедления резко падает. С увеличением плотности среды длина замедления также убывает. Это, в частности, видно из рис. I—12 [64, 75] для песка и песчаника одного и того же состава. Результаты, приведенные на рис. I—12, получены по расчетам другим способом [75]. Этим и объясняется некоторое расхождение данных рис. I—11 и I—12.



Рис. I—11. Зависимость длины замедления индиевых нейтронов полоний-бериллиевого источника от водородсодержания осадочных горных пород (по Д. А. Кожевникову).

ангидрид;
 ангидрид;
 песчаник;
 доломит.



Рис. I—12. Зависимость длины замедления нейтронов до энергии 1 эв полоний-бериллиевого источника от водородсодержания осадочных горных пород

(по С. А. Кантору).  $I - \kappa аменная соль (p=2.1 г/см<sup>3</sup>): 2 - песок (p=1.65 г/см<sup>3</sup>): 3 - песчаник (p=2.65 г/см<sup>3</sup>): 4$ известняк (p=2.72 г/см<sup>3</sup>): 5 - поломит (p=2.9 г/см<sup>3</sup>); 6 - вода.

### 3. Время замедления нейтронов

Облучение горных пород импульсными потоками нейтронов дает возможность осуществлять регистрацию нейтронов различной энергии путем включения детектора на небольшие промежутки времени после импульса быстрых нейтронов, посылаемых в породу от импульсного генератора нейтронов.

Время замедления нейтронов в различных горных породах может быть оценено расчетным путем исходя из следующего соотношения [44]:

$$t_{s}(u) = \frac{1}{v_{0}} \int_{0}^{u} \frac{\lambda_{s}(u')}{\bar{\xi}(u')} e^{u'/_{s}} du', \qquad (I-36)$$

где v<sub>0</sub> — начальная скорость нейтронов.

Раскрывая значения  $\lambda_s(u)$  согласно формулам (I—23) и (I—24), получим соответственно значения для  $t_s(u)$ :

$$t_{s} = \frac{1}{v_{0}} \left\{ \lambda_{s_{0}} + \frac{\lambda_{s_{0}} - \lambda_{as}}{\bar{\xi}(0, 5 - \alpha)} e^{u (0, 5 - \alpha) - 1} + \frac{2\lambda_{as}}{\bar{\xi}} (e^{u/2} - 1) \right\}; \quad (I - 37)$$

$$t_{s} = \frac{1}{v_{0}} \left\{ \lambda_{s_{0}} + \frac{\lambda_{s_{0}} - \lambda_{as}}{\bar{\xi}} \left[ E_{i} \left( \beta - 0, 5 \right) - E_{i} \left( \left( \beta - 0, 5 \right) \left( 1 + u \right) \right) \right] e^{\beta - 0.5} + \frac{2 \lambda_{as}}{\bar{\xi}} \left( e^{u/2} - 1 \right) \right\}.$$
 (I-38)

Результаты расчета по формуле (I—37) для воды и графита приведены на рис. I—13 [44] для нейтронов с начальной энергией E<sub>0</sub>==2; 6 и



Рис. 1—13. Зависимость времени замедления нейтронов t<sub>s</sub> от энергии: а — для нейтронов с начальной энергией 2; 6 и 11 Мэв (по Д. А. Кожевникову [44]); б — для нейтронов с начальной энергией 14,6 Мэв (расчет произведен А. В. Новоселовым).

1 — глина (ρ=1,88 г/см<sup>3</sup>); 2 — песчаник (ρ=2.65 г/см<sup>3</sup>); 3 — известняк (φ=2,7 г/см<sup>3</sup>); 4 — датолит (ρ=2.95 г/см<sup>3</sup>); 5 — уголь (ρ=1,35 г/см<sup>3</sup>); 6 — ашарит (ρ=2,38 г/см<sup>3</sup>); 7 — глина с 40% влаги (ρ=2,28 г/см<sup>3</sup>).

11 *Мэв.* Из рисунка видно, что время замедления в воде более чем на порядок меньше времени замедления в графите для энергий замедлившихся до энергии 0,5 *кэв* и ниже, время замедления не зависит от начальной энергии нейтронов. Формулы (I—37) и (I—38) для этого случая значительно упрощаются и переходят в следующее соотношение:

$$t_s = \frac{2\lambda_{as}}{v_0 \xi} e^{u/2}.$$
 (I-39)

Зависимость времени замедления быстрых нейтронов от 14,6 *Мэв* до 1 *эв* в песчанике и известняке от содержания в них воды показана на рис. I—14.

С. А. Кантором [51] для расчета среднего времени замедления нептронов выведена следующая формула:

$$t_s = \frac{2\lambda}{\xi_1 v_{\rm T}}, \qquad (I - 39a)$$

где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега быстрых нейтронов;  $\xi_1$  — средняя логарифмическая потеря



Рис. 1—14. Зависимость времени замедления нейтронов с начальной энергией 14,6 Мэв от содержания в породах бора в виде ашарита (1) и влаги в песчанике (2) и в известняке (3).

энергии нейтронов в одном столкновении с ядром атома;  $v_{\rm T}$  — скорость тепловых нейтронов.

Если в замедлителе содержатся интенсивные поглотители нейтронов, такие как бор, то при расчетах времени замедления необходимо пользоваться другими соотношениями.

Выражение (I—34) для рассматриваемого случая приобретает следующий вид:

$$t_{s}(u) = \frac{1}{v_{0}} \int_{0}^{u} \frac{e^{u'/_{2}} du}{\varepsilon(u) \sum_{s} (u) + \sum_{a} (u)} \cdot (I-40)$$

Времена замедления нейтронов с энергией от 14,6 *Мэв* в различных породах и минералах, рассчитанные по этой формуле, показаны на рис. I—13, б (химический состав этих сред приведен в табл. I—10). В средах, не содержащих водорода (глина, песчаник и известняк), замедление происходит гораздо медленнее, чем в водородсодержащих (уголь и глина с 40%-ной влажностью) и поглощающих средах (датолит, ашарит).

Зависимость времени замедления быстрых нейтронов от 14,6 *Мэв* до 1 *эв* от содержания в песчанике бора в виде ашарита показана также на рис. I—14. Из кривых, приведенных на этом рисунке, видно, что увеличение в породе воды до 40% по объему и бора до 13% по весу ведет примерно к одному и тому же эффекту — уменьшению времени замедления нейтронов в песчанике примерно от  $4 \cdot 10^{-5}$  до  $6 \cdot 10^{-7}$  сек.

### § 4. ТЕРМАЛИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Характер замедления нейтронов существенно меняется после достижения ими надтепловых энергий ( $\sim 0, 1-1$  эв). Энергия нейтронов при этом становится сравнимой с химической энергией связи атомов в молекулах. При исследовании процессов замедления нейтронов для энергии порядка 0,1 эв уже необходпмо учитывать влияние теплового движения атомов (молекул) среды. Все эти механизмы взаимодействия нейтронов с веществом приводят к осложнению процессов рассеяния и поглощения нейтронов.

Обмен энергиями между нейтронами и атомами среды сообщает нейтронам состояние теплового равновесия со средой. Спектр нейтронов при этом характеризуется максвелловским распределением с температурой, равной температуре замедлителя (при отсутствии интенсивных поглотителей).

Выражение для спектра нейтронов в однородной безграничной среде в этой области имеет следующий вид:

$$\Phi(E) = \frac{4n E^{3/2}}{\sqrt{\pi} E_{\rm T}^{3/2}} e^{-E/E_{\rm T}} , \qquad (I-41)$$

где *n* — число нейтронов; *E*<sub>т</sub> — энергия тепловых нейтронов.

Это выражение справедливо для нейтронов с энергией от 0,0257 *эв* до фермиевской границы (0,17 *эв*). Для нейтронов с энергией от 0,17 *эв* и выше распределение спектра нейтронов подчиняется закону Ферми:

$$\Phi(E) = \frac{n}{\xi \sum_{s} (E)} \cdot \frac{1}{E} = \frac{B}{E}.$$
 (I-42)

Для того чтобы определить постоянную B, выражения (I—41) и (I—42) приравняем при энергии E=0,17 эв. Тогда

$$B = \frac{4 \,(0,17)^{5/2}}{\sqrt{\pi} \, E_{0}^{3/2}} \, e^{-0.17/E_{0}} = 7\,, 5 \cdot 10^{3} \,.$$

Для воды зависимость  $\Phi(E)$  от энергии, описанная выражениями (I—41) и (I—42), сшитыми при E=0,17 эв, показана на рис. I—15 [69, 70].



нейтронов в воде.

Наличие в среде поглощающих элементов ведет к смещению спектра нейтронов в сторону более высоких энергий. Расчет спектра замедляющихся нейтронов в этом случае может быть опеределен следующим соотношением:



Рис. I — 16. Зависимость эффективной энергии от Δ.

1 — экспериментальные данные для сухой скважины диаметром 110 мм при размещении детектора и источника в гильзе РАРК; 2 — то же, для заполненной водой скважины; 3 — расчетная кривая при k=2,92 (вода); 4 — то же, при k=1,84 (одноатомный газ); 5 — то же, при k=1,7 (углерод).

$$\Phi(E) = \frac{1}{\left(\xi \sum_{s} + \sum_{a}\right)} e^{-\left\{\left(\gamma + \frac{1}{\xi}\right) \frac{\Sigma_{a}}{\Sigma_{s}} - \frac{1}{3}\gamma\left(\frac{\Sigma_{a}}{\Sigma_{s}}\right)^{2}\right\}}$$
(I-42a)

(обозначения те же, что и выше).

Это выражение получено из кинетического уравнения при  $\frac{\sum_{a}}{\sum_{s}} = \frac{\text{const}}{\sqrt{E}}$ 

т. е. полагалось, что  $\sum_{s} = \text{const}$ ,  $E_a \approx 1/\sqrt{E}$ . Величину смещения спектра нейтронов при этом принято характеризовать эффективной температурой  $T_{\text{эф}}$  [60]:

$$\frac{T_{\Rightarrow \Phi}}{T_{\bullet}} = 1 + k' \frac{\sum_{a}}{\varepsilon \sum_{s}} = 1 + k' \Delta, \qquad (I-43)$$

где  $T_0$  — температура замедлителя; k' — постоянная, определяемая составом среды.

Учитывая связь температуры с энергией (I—1), соотношение (I—43) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{E_{3\Phi}}{E_0} = 1 + k'\Delta . \qquad (I-44)$$

По величине  $E_{э\phi}$  можно различать породы, сложенные тяжелыми химическими элементами. Значение коэффициента k для воды равно 2,92, для бериллия — 1,44, для углерода — 1,70. Из соотношений (I—43) и

(I-44) видно, что эти значения не зависят от изменения плотности среды, поскольку плотность одновременно входит в величины  $\Sigma_a$  и  $\Sigma_s$ .

В связи с тем, что значения коэффициента k' неизвестны для горных пород, эффективную энергию расчетным путем определить не представляется возможным. Кроме того, величина  $E_{\rm эф}$  будет зависеть от геометрии эксперимента (от размеров и формы замедлителей), другими словами, от устройства лабораторных, приставных и мобильных установок, формы замедлителя нейтронов и, наконец, от конструкции глубинных приборов и скважин.

Величина  $E_{iff}$  может быть определена для любой геометрии экспериментальным путем по методике фильтров [60, 84]. Зависимость сечения от энергии для детектора и поглотителя при этом должна удовлетворять закону 1/v, где v — скорость нейтрона. В качестве таких детекторов и поглотителей можно использовать борные детекторы и поглотители.

Исходя из максвелловского распределения потока нейтронов  $\Phi(v)$ , среднее эффективное сечение  $\sigma_{s\phi}$  поглощения для борного поглотителя может быть определено из соотношения

$$\overline{\sigma} = \frac{a \int \Phi(v) \, dv/v}{S \, \Phi(v) \, dv} = \frac{a \int v e^{-v^2/v_0^2} \, dv}{\int v^2 e^{-v^2/v_0^2} \, dv} = \frac{2}{V \pi} \cdot \frac{a}{v_{\mathfrak{s}\phi}} = 1,128 \, \sigma(v_{\mathfrak{s}\phi}), \quad (I-45)$$

где  $\frac{a}{v} = \sigma(v) - \phi \phi \phi$ ективное сечение поглощения;  $\sigma(v_{\phi}) - \phi \phi \phi$ ективное сечение, соответствующее наиболее вероятной скорости нейтронов (ффективной энергии).

Отклонение потока нейтронов от максвелловского распределения будет приводить к некоторой неопределенности при оценке значения  $E_{3ij}$  по методу пропускания. Это может приводить к погрешностям в пределах ~ 10%.

Коэффициент пропускания фильтра *f* определяется исходя из экспоненциального закона ослабления нейтронов в тонком слое:

$$\Delta N = e^{-\rho \frac{A_u \bar{\sigma}}{A}x} = e^{-1.128 \rho \frac{665 v}{\sqrt{E_{9\Phi}}}} = e^{-7.5 \rho \frac{x}{\sqrt{E_{9\Phi}}}}, \qquad (I-46)$$

где ρ — плотность поглотителя (*г/см*<sup>3</sup>); А — массовое число поглотителя; *x* — толщина поглотителя (*см*).

Величина  $\Delta N$  определяется путем замера без поглотителя  $(N_1)$  и с поглотителем  $(N_2)$  при одних и тех же условиях и вычисляется по разности этих отсчетов:  $\Delta N = N_1 - N_2$ .

Таким образом, зная величину  $\Delta N$  и массовую толщину поглотителя  $\rho x$ , можно определить и эффективную энергию замедлителя из соотношения

$$\frac{E_{3\oplus}}{E_0} = \left(\frac{7.5\,\rho x}{\sqrt[3]{E_0}\ln\Delta N}\right)^2. \tag{I-47}$$

Зависимость этой величины от параметра  $\Delta = \frac{\sum_{n}}{\sum_{s}}$  показана на рис. І—16 [60]. Расчетные кривые 3—5 расходятся с экспериментальной кривой в связи с тем, что значения коэффициента k для исследуемых сред были неизвестны и брались лишь для некоторых сред, не соответствующих реальной породе. В качестве пород в эксперименте использовался сухой песок с объемной влажностью 3% и весовым содержанием бора, равным 0,2%, тот же несок с влажностью 6,0; 10,5 и 36%, боксит с содержанием 40% воды, а также марганцевая руда. Величины  $\Delta$  для этих сред оценивались расчетным путем.

Эффективная энергия весьма сильно зависит (см. рис. I—16) от свойств породы, пересеченной сухой скважиной, а для скважин, заполненных водой, она от свойств породы зависит слабо.

Эффективная энергия не зависит от расстояния между детектором и источником, а также от диаметра сухих скважин [60] и неровностей на облучаемой поверхности породы. Поэтому параметр  $E_{s:p}$  выгодно использовать для количественных определений содержания поглощающих и рассеивающих элементов в горных породах нейтрон-нейтронным методом (см. гл. 5, а также разделы III и IV).

Величина эффективных энергий может быть оценена также путем измерения нейтронов в области энергий резонанса (см. § 2 гл. 3).

В процессе термализации происходит также некоторое дополнительное смещение нейтронов  $L_t$ . Однако величина этого смещения по сравнению с длиной замедления весьма невелика, т. е.  $L_t \ll L_s$ . Так, например, для воды величина  $L_t < 1$ . Величина же  $L_s$  для нейтронов с начальной энергией  $E_0 = 14, 1$  *Мэв* в воде равна 12,25 см.

Таким образом, величина  $L_t$  более чем на порядок меньше величинь  $L_s$ . Поэтому смещением нейтронов в процессе термализации обычно пренебрегают, поскольку этот процесс практически не приводит к увеличению длины замедления нейтронов.

Еремя термализации нейтронов от надтепловых (~1 эв) до тепловых (0,025 эв) энергий приближенно определяется соотношением [70]

$$t_t = \frac{2\lambda_s}{\xi} \left( \frac{1}{v_{\rm T}} - \frac{1}{v_{\rm H}} \right), \qquad (I-48)$$

где  $v_{\rm u}$  и  $v_{\rm r}$  — соответственно скорость надтепловых и тепловых нейтроисв. Для графита величина времени термализации нейтронов равна 8,6·10<sup>-5</sup> сек. Величина же  $t_s$  для надтепловых нейтронов 3·10<sup>-5</sup> сек.

При наличии в среде поглощающих элементов выражение (I—48) трансформируется:

$$t_t = \frac{2}{\xi \sum_{s} + \sum_{a}} \left( \frac{1}{v_{\tau}} - \frac{1}{v_{\mu}} \right). \tag{I-49}$$

Более подробно вопросы термализации нейтронов рассматриваются в работах [25, 69, 70].

Результаты расчетов времени термализации нейтронов для некоторых сред приведены в табл. I—10. Время термализации нейтронов в средах, не содержащих значительных количеств водорода и сильно поглощающих элементов, примерно на два порядка больше, чем в средах, содержащих эти элементы.

Характер изменения времени термализации нейтронов от содержания в некоторых типах пород воды и бора показан на рис. І—17.

Из сравнения времени замедления нейтронов (см. рис. I—14) с временем термализации нейтронов (рис. I—17) видно, что  $t_s < t_t$ .

### § 5. ДИФФУЗИЯ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны, достигая скоростей теплового движения молекул, взаимодействуют с атомами и молекулами среды, подчиняясь законам диффузии. При температуре 290° К энергия теплового движения атомов и молекул, а следовательно, и нейтронов равна 0,025 эв. Скорость нейтронов при этом 2,2.10<sup>5</sup> см/сек.

Диффузия тепловых нейтронов в веществе характеризуется массовыми макроскопическими сечениями (приложение 2) или их производ-

Таблица I—10

Порода или минерал	Химический состав	р, г¦слі <sup>3</sup>	t <sub>t</sub> ×10 <sup>-с</sup> сек
Глина	65% SiO <sub>2</sub> ; 20% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 10% CaCO <sub>3</sub> ; 5% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1,88	383,6
Песок	$\frac{95\% \text{ SiO}_2; \ 3\% \text{ Al}_2\text{O}_3}{2\% \text{Fe}_2\text{O}_3}$	1,8	238
Песчаник Известняк Уголь каменный	SiO2 CaCO3 84% C; 6% H; 10% O	$2,65 \\ 2,70 \\ 1,35$	162 154 5,8
Глина (40% влажности)	65% SiO <sub>2</sub> ; 20% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 10% CaCO <sub>3</sub> ; 5% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2,28	4,0
Датолит Ашарит	Ca(BOH)SiO₄ Mg₂B₂O₅H₂O	2,95 2,68	2,01 1,04

### Время термализации нейтронов для некоторых пород и минералов

ными: полным свободным пробегом теплового нейтрона  $\lambda$  п средними пробегами тепловых нейтронов по отношению к рассеянию  $\lambda_s$  и захвату  $\lambda_a$ .

Расчеты макроскопических сечений производятся по формулам, аналогичным (I—1), (I—5) и (I—8). Так как тепловые нейтроны в процессе диффузии взаимодействуют не с ядрами атомов, а с молекулами в целом, расчеты макроскопических сечений и других параметров, с ними связанных, удобно вести по макроскопическим сечениям, рассчитанным для основных составляющих частей, слагающих минералы, руды и по-



Рис. 1—17. Зависимость времени термализации нейтронов от содержания в песчанике воды (1) и бора (3) и содержания в известняке воды (2) (расчет выполнеи А. В. Новоселовым).

роды. Основными составляющими частями этих сред считаются соединения с кислородом (окислы) и с серой (сульфиды и сульфосоли). Результаты расчета массовых микроскопических сечений для некоторых окислов и сульфидов приведены в приложениях 3 и 4. Массовые макроскопические сечения для минералов и пород могут быть рассчитаны по приведенным значениям с учетом их весовых концентраций в определяемом сложном соединении.

По данным макроскопических сечений или средних длин свободного пробега тепловых нейтронов в породах рассчитывают также следующие параметры: коэффициент диффузии D, среднее время жизни тепловых нейтронов  $\tau$  (время с момента начала диффузии нейтронов до момента их захвата) и длину диффузии L, определяющую смещение нейтронов от точки, в которой они стали тепловыми, до точки захвата. Полагая, что величина среднего свободного пробега рассеяния теплового нейтрона в среде не зависит от скорости нейтрона, коэффициент диффузии для сред, не содержащих водород (наличие сферически симметричного рассеяния), будет определяться следующим образом:

$$D = \frac{\lambda_s v}{3}.\tag{I-50}$$

Для водородсодержащих сред свойственна анизотропия рассеяния тепловых нейтронов, поэтому выражение, аналогичное (I—50), приобретает вид:

$$D = \frac{\lambda_t v}{3} = \frac{\lambda_s v}{3(1 - \overline{\gamma})}, \qquad (I - 51)$$

где  $\overline{\gamma}$  — средний косинус угла рассеяния, определяемый, в отличие от косинуса угла для диапазона энергий замедления нейтронов (выражение (I—10)), из эксперимента.

Время жизни теплового нейтрона рассчитывается по формуле:

$$\tau = \lambda_a / \upsilon \,. \tag{I-52}$$

Длина диффузии для сред, не содержащих водорода при наличии очень слабого поглощения ( $\lambda_a \gg \lambda_s$ ), определяется таким образом:

$$L^2 = D\overline{C} = \frac{\lambda_s \,\lambda_a}{3}.\tag{I-53}$$

Для водородсодержащих сред аналогичная формула приобретает следующий вид:

$$L^2 = \frac{\lambda_s \lambda_a}{3(1-\overline{\gamma})}.$$
 (I-54)

Для слабо поглощающих сред ( $\lambda_a > \lambda_s$ ) длина диффузии определяется с помощью уточненного выражения

$$L^{2} = \frac{\lambda_{s} \lambda_{a}}{3(1 - 2\lambda_{t}/5\lambda_{a})}.$$
 (I-55)

В средах, сильно поглощающих нейтроны, т. е. когда  $\lambda_a \sim \lambda_s$ , необходимо пользоваться другими соотношениями для определения длины диффузии и коэффициента диффузии. В этом случае величина такого значения длины диффузии находится из соотношения

$$\frac{\lambda}{L} = \operatorname{th} \frac{\lambda_s}{L}. \qquad (I-56)$$

Для удобства определения величины L из этого соотношения умножим и разделим левую часть равенства (I—56) на  $\lambda_s$ . Введя обозначе-=  $\varkappa$  вин  $\frac{\lambda}{\lambda_s}$  и  $x = \frac{\lambda_s}{L}$ , получим

$$\varkappa = \frac{\ln x}{x} . \tag{I-57}$$

При x>5 выражение для и приобретает более простой вид:

$$\varkappa = \frac{1}{x}, \qquad (I-58)$$

т. е. в этом случае  $L = \lambda$  (коэффициент диффузии тогда теряет смысл). Зависимость  $\varkappa$  от x в логарифмических координатах приведена на рис. I—18. По этому графику можно определять точные значения длины

диффузии при наличии в среде поглотителей.
Параметры диффузии *D*, *L* и **т** рассчитываются иногда и для быстрых, промежуточных и медленных нейтронов и используются при изучении их распределения в веществе.

Общее смещение нейтрона, испытавшего замедление и диффузию в веществе, определяется длиной миграции, которая следующим образом выражается через длину замедления и длину диффузии:

$$M = \sqrt{L_s^2 + L^2} \,. \tag{I-59}$$

При расчете параметров диффузии нейтронов L и D величиной косинуса угла  $\gamma$  обычно пренебрегают. Таким образом, вместо  $\lambda_t$  берут  $\lambda_s$ .

Зависимость длины диффузии тепловых нейтронов от водонасыщенности песка и песчаника с различной концентрацией в воде хлористого



натрия показана на рис. I—19. Здесь же показана зависимость длины диффузии от содержания в породах нефти. При расчетах учитывалась энергия связи водорода в молекулах воды и нефти, полученная из эксперимента. Так, для воды транспортная длина была принята равной 0,425 см, а для нефти — 0,395 см.

Зависимость длины диффузии от концентрации хлористого натрия в воде песка и песчаника представлена на рис. I—20, а зависимость длины диффузии от содержания в гипсе и алгидрите ашарита — на рис. I—21.

По рис. І—18—І—21 видно, что:

1) с возрастанием влагонасыщенности среды длина диффузии убывает, подобно параметру замедления нейтронов;

2) замена пресной воды нефтью приводит к слабому изменению длины диффузии;

3) увеличение содержания в породах элементов с большими сечениями поглощения тепловых нейтронов вызывает резкое уменьшение длины диффузии;

4) для сред с высоким содержанием сильно поглощающих элементов длина диффузии совпадает с полной длиной свободного пробега тепловых нейтуснов.

Зависимость длины миграции от содержания воды в песке, песчанике, известняке и доломите показана на рис. I—22. Расчеты выполнены для полоний-бериллиевого источника. Из рисунка видно, что длина миграции ведет себя с изменением содержания водорода в породах так же, как длина замедления и длина диффузии.

Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от содержания в тех же породах водородсодержащих жидкостей и сильно поглощающих элементов показана на рис. I—23, I—24 и I—25. Вытекают аналогичные первым трем выводы относительно поведения среднего времени жизни тепловых нейтронов с увеличением в породах воды и поглощающих элементов. Однако увеличение содержания в породах элементов, сильно поглощающих тепловые нейтроны, ведет к значительно более резкому уменьшению времени жизни тепловых нейтронов по сравнению с уменьшением длины диффузии.

Из сопоставления времен замедления и термализации нейтронов со средним временем жизни тепловых нейтронов в одних и тех же средах (см. рис. I—14, I—17, I—23—I—25) видно: а) при содержании в поро-



 Рис. 1—19. Зависимость длины диффузии тепловых нейтропов от влагонасыщенности песка (а) и песчаника (б) (по С. А. Кантору).
 Шифр кривых — содержание в воде хлористого натрия в г/л. Кривая (H) соответствует нефтенасыщенному песку и песчанику.



Рис. 1—20. Зависимость длины диффузии тепловых нейтронов от концентрации хлористого натрия в воде, насыщающей песок (а) и песчаник (б) (по С. А. Кантору)

Шифр кривых — водонасыщенность песка и песчаника.



Рис. 1—21. Зависимость длины диффузии (сплошиые кривые) и полного среднего пробега теплового иейтрона (пуиктир) в некоторых средах от содержания в них бора [75].

 длина свободного пробега в гипсе;
 длина диффузни;
 3, 4 — то же, соотретственио в ангидрите.







Рис. 1—23. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от влагонасыщенности песка (а) и песчаника (б) (по С. А. Кантору). Шифр кривых — концентрация в воде хлористого натрия в г/л. Кривая (Н) соответствует нефтенасыщенному песку и песчанику.



Рис. I — 24. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от содержания хлористого натрия в воде, насыщающей песок (а) и песчаник (б) (по С. А. Кантору). Шифр кривых — водонасыщенность песка и песчаника.

дах воды и слабо поглощающих элементов, таких как хлор,  $t_s < t_t < \tau$ ; б) при содержании в породах сильно поглощающих элементов, таких как бор,  $t_s < t_t$ , а  $t_t > \tau$ .

Нейтронные параметры, рассчитанные для основных борных и хлорных минералов, приведены соответственно в табл. I—11 и I—12.

Аналогичные параметры для некоторых литиевых редкометальных пегматитов приведены в табл. I—13, для руд железа некоторых месторождений Тургая в табл. I—14 и I—15, а для руд марганца и вмещающих пород Чиатурского месторождения — в табл. I—16.

Из данных, приведенных для руд железа и вмещающих пород, видно, что для руд железа все параметры диффузии яв-

ляются практически постоянными, а для вмещающих пород они меняются в широких пределах. Так, среднее время жизни тепловых нейтронов для руд железа составляет от  $4,7 \cdot 10^{-5}$  до  $5,1 \cdot 10^{-5}$  сек, а для вмещающих пород — от  $2,69 \cdot 10^{-4}$  до  $5,36 \cdot 10^{-4}$  сек. Значения коэффициентов диффузии и длины диффузии для руд железа примерно в 2 и 4 раза соответственно ниже таких же значений для вмещающих пород.

Для богатых марганцевых руд среднее время жизни меняется в пределах от  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $3 \cdot 10^{-5}$  сек, для бедных карбонатных — от  $4,6 \cdot 10^{-5}$ до  $8,1 \cdot 10^{-5}$  сек, для известняка и песчаника, обогащенных марганцем, это время также невелико.

Значения параметров диффузии для некоторых других пород и минералов приведены в табл. I—17.

Табли	Ц	а	1	L	L
-------	---	---	---	---	---

item pointer of							
Минерал	Химическая формула	р, г/см <sup>3</sup>	λ <sub>а</sub> , см	λ <sub>s</sub> , c.M	λ, c.m	т. 10-7 сек	L, см
Ашарит Борацит Бура Гидроборацит Данбурит Датолит Индерборит Индерит Индерит Иньонит Калиборит Кернит Котоит Людвигит Пандермит Сассолин Суанит Турмалин Улекснт	$\begin{array}{c} Mg_{2}B_{2}O_{5}\cdot H_{2}O\\ Mg_{3}B_{7}O_{13}Cl\\ Na_{2}B_{4}O_{7}\cdot 10H_{2}O\\ CaMgB_{6}O_{11}\cdot 6H_{2}O\\ CaB_{2}Si_{2}O_{3}\\ HCaBSiO_{5}\\ MgCaB_{6}O_{11}\cdot 11H_{2}O\\ Mg_{2}B_{6}O_{11}\cdot 15H_{2}O\\ CaB_{6}O_{11}\cdot 15H_{2}O\\ CaB_{6}O_{11}\cdot 13H_{2}O\\ KMg_{2}B_{11}O_{19}\cdot 7H_{2}O\\ Na_{2}B_{6}O_{7}\cdot 4H_{2}O\\ Ca_{2}B_{6}O_{11}\cdot 5H_{2}O\\ Mg_{3}(BO_{3})_{2}\\ (Mg_{5}Fe)_{2}FeBO_{5}\\ Ca_{4}B_{10}O_{19}\cdot 7H_{2}O\\ H_{3}BO_{3}\\ Mg_{2}B_{2}O_{5}\\ H_{9}A1_{3}(BOH)_{2}Si_{4}O_{19}\\ NaCaB_{5}O_{9}\cdot 8H_{2}O\end{array}$	$\begin{array}{c} 2,68\\ 2,90\\ 1,71\\ 2,00\\ 3,00\\ 2,95\\ 1,93\\ 3,01\\ 1,87\\ 2,13\\ 1,90\\ 2,42\\ 3,09\\ 4,00\\ 2,43\\ 1,48\\ 2,92\\ 3,05\\ 240\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,068\\ 0,050\\ 0,121\\ 0,075\\ 0,089\\ 0,117\\ 0,094\\ 0,068\\ 0,099\\ 0,057\\ 0,078\\ 0,061\\ 0,076\\ 0,165\\ 0,062\\ 0,091\\ 0,055\\ 0,200\\ 0,073\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,732\\ 2,040\\ 0,338\\ 0,484\\ 2,809\\ 1,122\\ 0,352\\ 0,190\\ 0,324\\ 0,566\\ 0,510\\ 0,472\\ 1,890\\ 1,940\\ 0,554\\ 0,417\\ 2,331\\ 0,457\\ 0,313 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,062\\ 0,049\\ 0,089\\ 0,040\\ 0,086\\ 0,106\\ 0,074\\ 0,050\\ 0,076\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,052\\ 0,054\\ 0,073\\ 0,152\\ 0,056\\ 0,092\\ 0,054\\ 0,139\\ 0,059\\ \end{array}$	3,1 2,3 5,5 3,4 4,0 5,3 4,3 4,5 2,6 3,5 2,5 2,5 2,5 2,5 3,1 4,5 2,5 2,5 3,1 4,5 2,5 2,5 3,1 4,5 2,5 3,5 3,5 3,5 3,5 3,5 3,5 3,5 3,5 3,3 3,3 3,3 3,3 3,3 3,5	$\begin{array}{c} 0,062\\ 0,049\\ 0,089\\ 0,040\\ 0,086\\ 0,106\\ 0,074\\ 0,050\\ 0,076\\ 0,052\\ 0,068\\ 0,054\\ 0,073\\ 0,152\\ 0,056\\ 0,092\\ 0,054\\ 0,139\\ 0,059\end{array}$

Нейтронные параметры по тепловым нейтронам для важнейших борных минералов



#### Нейтронные параметры для тепловых нейтронов некоторых типовых

		Химический							
Месторождение	Тип руды	K	CI	Mg	Na	Ca			
Соликамское	Сильвинит из сильвинито-карналлито- вого горизонта Сильвинит из сильвинитового горизонта Каменная соль из сильвинито-кар- наллитового горнзонта	11 13,3 0,11	56,55 55,45 61,52	0,05 0,05 0,07	30,2 28,1 32,0	0,29 0,56 0,79			
	Каменная соль из сильвинитового горизонта	0,31	57,22	0,07	36,6	0,79			
e.	Сильвинит из сильвинито-карналли- тового горизонта	11,4	56,55	0,05	29,5	0,41			
Березнико вское	Сильвинит из сильвинитового горизонта	20,8	52,02	0,08	21,4	0,38			
	литового горизонта Каменная соль из сильвинитового	0,2	52,21	0,08	36,1	0,82			
	горизонта	0,63	53,24	0,128	33,8	0,77			

#### Нейтронные параметры для тепловых нейтронов

	Химический										
SiO2	TiO2	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO	МпО	MgO	CaO	Na₂O	K20	Li <sub>2</sub> O	P <sub>2</sub> O;
72,70 72,60 74,96 73,00 71,90	$ \begin{array}{c} 0,01 \\ - \\ 0,01 \\ 0,01 \\ 0,01 \end{array} $	16,89 17,12 16,40 17,06 16,84	0,83 0,07 0,49 0,75 0,94	0,44 0,67 0,37 0,61 0,11	$\begin{array}{c} 0,08\\ 0,12\\ 0,08\\ 0,19\\ 0,04 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,35\\ 0,22\\ 0,05\\ 0,31\\ 0,44 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,68 \\ 1,10 \\ 0,45 \\ 0,81 \\ 0,44 \end{array}$	$\begin{vmatrix} 4,91 \\ 3,36 \\ 4,18 \\ 4,12 \\ 6,35 \end{vmatrix}$	$1,12 \\ 2,71 \\ 0,35 \\ 1,51 \\ 0,31$	$ \begin{array}{c c} 1,22\\ 1,39\\ 2,19\\ 1,51\\ 0,61 \end{array} $	0,21 0,25 0,28 0,2 0,24

# Нейтронные параметры для тепловых нейтронов некоторых типовых железа южной части главной

N		Химизеский								
n/n	Месторождение	SIO2	T102	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO				
$ \begin{array}{c} 1\\2\\3\\4\\5\\6\\7\\8\\9\\10\\11\\1\end{array} $	Соколовское Качарское Алешинское Бенкалинское Соколовское Куржушкульское Южно-Адаевское Куржу нкульское » » Соколовское	1,440,310,730,600,750,510,382,141,241,44	2,52 1,00 2,33 0,01 0,04 0,03 0,07 0,06 0,08 0,08 2,53	$ \begin{array}{c} 1,47\\2,39\\1,81\\\\1,87\\0,95\\1,07\\0,78\\1,47\end{array} $	$\begin{array}{c} 63,88\\ 66,05\\ 66,21\\ 71,07\\ 71,11\\ 69,34\\ 69,62\\ 68,52\\ .68,04\\ 61,11\\ 63,88 \end{array}$	28,45 29,67 27,44 27,74 28,73 28,73 28,73 28,73 26,17 28,23 28,45				

1, 2, 3 — титаномагнетиты, 4, 5 — шестоватые магнетиты, 6 — зональный магнетит (брекчиевидный), 11 — титаномагнетит из вкрапленных

	состав	, %				2		·T•	0.403	
	s	0	Н <sub>ост</sub>	р, г/сл <sup>3</sup>	ка, См	с.м	^, см	10 <sup>-4</sup> сек	D · 10° см²/сек	L, см
	0,23	0,47	0,9	2,1	1.49	2,52	0,94	0,068	1,85	1,13
1000	0,45	0,89	1,3	2,1	1,51	2.57	0,95	0,069	1,89	1,15
	0,64	1,27	2,8	2,22	1,32	2,21	0,83	0,06	1,62	0,99
	0,64	1,27	2,7	2,22	1,4	2,28	0,87	0,064	1,67	1,0.1
a for the second se	0,33	0,66	1,1	2,1	1,49	2,52	0,93	0,068	1,85	1,13
	0,31	0,61	4,6	2,1	1,60	2,80	1,02	0,073	2,06	1,23
	0,61	1,27	2,8	2,22	1,42	2,33	0,88	0,065	1,71	1,03
1000	0,61	1,23	8,1	2,22	1,50	2,46	0,94	0,067	1,81	1,11

солей и пород Соликамского и Березниковского месторождений

Таблица I—13

некоторых литиевых редкометальных пегматитов

-

сос	тав, 🦻	6				2		2	- 40-6	D 405	,
Rt₂O	BeO	Cs <sub>2</sub> O	SO ,	H <sub>2</sub> O	р, г/см <sup>3</sup>	∧ <sub>.1</sub> , См	∧ <sub>S</sub> , см	к, См	₹.10 ° сек	D · 10 <sup>3</sup> см² [сек	L, см
0,18  0,54	0,05  	0,38 — — 1,17	0,2 	0,14 0,20 	2,60 2,58 2,60 2,60 2,60	$10,10 \\ 9,009 \\ 5,882 \\ 8,403 \\ 17,241$	3,802 3,704 3,546 3,817 3,788	2,762 2,625 2,212 2,625 3,106	46 40 27 38 78	2,783 2,716 2,600 2,813 2,791	$\begin{vmatrix} 3,580 \\ 3,330 \\ 2,620 \\ 3,270 \\ 4,660 \end{vmatrix}$

Таблица I—14

руд	плотнестью	5,08	$\mathcal{E}/\mathcal{C}\mathcal{M}^3$	контактово-метасоматических	месторождений
руда	зой зоны Тур	гая			

COCTAB, %	λ	λ,	λ,	₹·10—1	D · 10 <sup>5</sup>	L.
MgO MnO CaO	см	C.M	СМ	сек	см²/сек	СМ
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c} 10,31\\ 10,53\\ 10,41\\ 10,76\\ 10,76\\ 10,76\\ 10,76\\ 10,41\\ 10,87\\ 11,24\\ 10,87\\ 10,20\\ \end{array}$	1,55 1,53 1,54 1,53 1,53 1,53 1,49 1,53 1,54 1,52 1,55	$1,35 \\ 1,34 \\ 1,34 \\ 1,34 \\ 1,34 \\ 1,34 \\ 1,30 \\ 1,34 \\ 1,30 \\ 1,34 \\ 1,35 \\ 1,34 \\ 1,35 \\ 1,34 \\ 1,35 \\ $	0,47 0,48 0,47 0,49 0,49 0,49 0,49 0,47 0,50 0,51 0,50 0,46	$1,137 \\1,123 \\1,129 \\1,123 \\1,123 \\1,123 \\1,092 \\1,122 \\1,129 \\1,129 \\1,129 \\1,115 \\1,137 \\$	$2,31 \\ 2,32 \\ 2,30 \\ 2,34 \\ 2,34 \\ 2,34 \\ 2,27 \\ 2,36 \\ 2,40 \\ 2,41 \\ 2,29$

7 — зональный магнетит (массивный), 8. 9. 10 — колломорфный магнетит из брекчневидных руд, магнетит-скаполитовых руд.

No	Месторождение			_					Химический
11/п		SiO3	TiO3	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	F <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO	MnO	MgO	CaO
1	Южно-Адаевское	48,79	1,01	21,14	6,60	5,94	0,23	0,63	6,90
2	>	53,85	0,63	18,94	1,76	3,10	0,21	3,74	11,1
3	*	57,94	0,68	16,8	3,50	4,00	0,17	3,31	2,25
4	*	61,07	0,49	17,2	2,64	4,11	0,13	2,47	6,00
5	*	61,10	0,14	14,8	_	2,67	0,06	0,76	5,22
6	Куржункульское	48,85	0,65	18,44	1,03	5,65	0,21	3,89	13,9
7	*	57,15	0,55	17,84	1,26	2,89	0,07	2,52	8,96
8	Бенкальское	52,71	0,40	20,21	1,82	2,06	0,11	3,65	8,60

Нейтронные параметры для тепловых нейтронов некоторых вмещающих пород контакто

1 — диабазовый порфирит, 2 — андезитовый порфирит, 3 — трахнаидезит, 4 — дацитовый порфирит, порфирит, 8 — андезитовый

							Х	имический
Тип руды, порода	SiO,	Fe <sub>3</sub> O <sub>3</sub>	Al <sub>3</sub> O <sub>3</sub>	MnO	MnO <sub>2</sub>	BaO	CaO	MgO
Пиролюзитовая (кристал- лическая)	3,04	0,33	_	2,95	90,84	0,12	0,14	0,10
Пиролюзитовая (скрыто- кристаллическая) .	5,37	1,24	0,1	_	83,80	_	0,51	0,79
Псиломелан-пиролюзи- товая	3,50	0,70	_	24,90	60,60	_	3,04	_
Псиломелан-пиролюзито- вая «пласти»	8,09	0,55	_	9,14	75,80	_	0,95	_
Манганитовая «бурая белта»	2,20	0,30	_	38,05	47,26	_	0,50	_
То же	8,47	1,64	2,3	32,16	40,15	2,14	0,53	1,00
Карбонатная	3,26	1,23	0,71	20,5	—	—	30,04	1,85
» <b>.</b>	4,79	0,62	1,11	39,15	-	-	13,64	2,01
Верхнемеловой извест- няк	14,82	1,77	4,25	0,52	54,59	1,76	9,95	0,76
Песчаник	79,47				9,87	0	,037, M	n-7,96

Нейтронные параметры для тепловых нейтронов некоторых

Таблица I—15

состав, °/0			ρ.	λα	λ.	λ.	+ 10-4	$D \cdot 10^5$	L.
NagO	K₃O	H <sub>2</sub> O	г/см3	СМ	C.M	см	сек	см <sup>2</sup> /сек	СМ
0.15									
2,17	2,65	0,3	3,0	59,2	3,13	2,97	2,69	2,295	7,83
4,7	0,43	0,3	3,0	85,9	3,90	3,72	3,91	2,860	10,6
5,0	3,90	0,25	3,0	68,7	3,12	2,98	3,13	2,280	8,45
3,95	0,87	0,15	3,0	84,9	3,16	3,04	3,86	2,317	<b>9</b> ,45
4,11	0,52	_	3,0	117,8	3,72	3,61	5,36	2,728	12,1
1,4	0,25	0,22	2,9	86,3	3,42	3,28	3,92	2,508	9,93
4,5	0,75	0,17	2,9	97,1	3,37	3,26	4,41	2,48	10,45
5,62	1,0	0,10	3,0	91,6	3,46	3,32	4,16	2,54	10,33

во-метасоматических месторождений железа южной части главной рудной зоны Тургая

5 — кварцевый порфир. 6 — пироксеновый диоритовый порфирит. 7 — кварцевый диоритозый порфирит.

Таблица I—16

типовых руд Чиатурского месторождения марганца

состав, %							$\lambda_{a}$ ,	λ <sub>s</sub> ,	λ.		D · 103	 L.
К,О	Na <sub>2</sub> O	H₃O	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	SO3	CO3	s/см3	См	СМ	CM	сек	см²/сек	см
0,08	0,07	1,87	-	-	-	2,4	4,76	3,01	1,84	0,22	2,21	2,21
0,07	0,07	2,40	-	-	-	2,4	5,00	2,96	1,86	0,23	2,17	2,24
-	-	5,53	0,52	-	-	2,5	4,67	1,56	1,17	0,21	1,14	1,55
_	-	4,78	0,32	-	-	2,9	4,24	1,46	1,09	0,19	1,07	1,43
—	-	11,22	0,46	-	-	2,00	5,62	1,12	0,94	0,26	0,82	1,47
0,28	0,24	10,96	-	-	-	2,00	6,55	1,13	0,96	0,29	0,83	1,56
—	-	1,38	0,21	0,62	37,4	2,2	17,90	2,86	2,46	0,81	2,10	4,13
-	-	1.04	0,23	0,77	36,0	2,2	10,00	3,16	2,40	0,46	2,32	3,38
			0,34	0,08	8,42	2,0	9,62	5,69	3,57	0,44	4,17	4,30
						1,8	25,70	6,14	4,95	1,17	4,52	7,30

#### Таблица I—17

			1.1	•	•			
Порода или минерал	Состав	р, г/см <sup>3</sup>	$\begin{vmatrix} \lambda \\ a, \\ c, m \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} \lambda_{s,c_{M}} \\ c_{M} \end{vmatrix}$	λ. <sub>с.м</sub>	т.104 сек	D-10 <sup>-5</sup> см <sup>2</sup> /сек	L, см
Ангидрит	CaSO4	2,94	87,0	3,68	3,54	3,96	2,7	10,34
Антрацит	95% C; 3% H; 2% O	1,5	113,0	0,56	0,55	5,14	0,411	4,59
Вода	H <sub>2</sub> O	1,0	45,5	0,268	0,265	2,07	0,197	2,015
Гематит	F1 <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5,1	10,38	1,50	1,32	0,472	1,10	2.28
Гилс	CaSO <sub>4</sub> ·2H <sub>2</sub> O	2,3	59,0	0,521	0.503	2,68	0,384	3,19
Глина	65% SiO <sub>2</sub> ; 20% A1 <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 10% CaCO <sub>3</sub> ; 5% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1,88	203,0	5,18	0,508	9,22	3,81	18,7
Глина (40% влажности)	65% SiO <sub>2</sub> : 20% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 10% CaCO <sub>3</sub> ; 5% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2,28	38,5	0,275	0,273	1,75	0,298	2,28
Гранит	70,18% SiO <sub>2</sub> ; 14,75% A1 <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 3,48% Na <sub>2</sub> O <sub>1</sub> , 4,11% K <sub>2</sub> O; 1,99% CaO; 1,78% FeO; 1,57% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (0,88% MgO; 0,85% H <sub>2</sub> O; 0,39% TiO <sub>2</sub> ; 0,12% MnO <sub>2</sub>	2,65	97,0	3,1	3,0	4,41	2,26	10,3
Доломит	CaMg(CO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	2,85	225,0	2,81	2,57	10,2	2,06	14.5
Кальцит	CaCO <sub>3</sub>	2, 72	153,0	3,01	2,96	6,96	2,2	12,37
Каменная соль	NaC1	2,15	1,38	2.26	0,854	0,063	1,66	1,02
Кварц	SiO <sub>2</sub>	2,65	270,0	3,75	3,37	12,3	2,75	18,4
Корунд	A12O3	4,0	94,4	3,13	2,69	4,28	2,29	9,9
Магнетит	Fe <sub>\$</sub> O <sub>4</sub>	5,05	10,15	1,53	1,33	0,463	1.12	2,28
Нефть	86% C; 14%H	0,875	41,3	0.241	0,239	1,88	0,176	1,82
Hecox	95% SiO <sub>2</sub> ; 3% A1 <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 2% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1,8	311,0	5.5	5,41	14,15	4,04	23,85
Песок (25% влаж- ности)	95% SiO <sub>2</sub> ; 3% Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 2% Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2,05	70,5	0,470	0,465	3,2	0,510	4,04
Рутил	TiO2	4,2	5,44	2,56	1,74	0,247	1,88	2,13
Уголь бурый	70%C; 7%H; 20%O; 3%S	1,3	54,2	0.311	0,309	2,46	0,229	2,37
Уголь каменный	84%C; 6%11; 10%O	1.35	62,3	0,342	0,340	2,83	0,251	2,66

Нейтронные параметры для тепловых нейтронов некоторых минералов и горных пород

Примечание. При расчетах параметров для водородсодержащих сред учитывалась анизотропия рассеяния на водороде.

## ГЛАВА 2

## ОБРАЗОВАНИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ

#### § 1. ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ОБРАЗОВАНИЮ МГНОВЕННОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ

При взаимодействии нейтронов с ядрами атомов химических элементов, слагающих горные породы, гамма-нзлучение порождается при неупругом рассеянии быстрых пейтронов с энергией от 0,6—1 *Мэв* и выше. Этот процесс, как уже упоминалось, отождествляется с ядерной реакцией вида  $(n, n', \gamma)$ . Другим эффектом, приводящим к рождению гамма-лучей, является радиационный захват нейтронов ядрами вещества, т. е. реакция  $(n, \gamma)$ . Выше указывалось, что радиационный захват происходит при всех энергиях нейтронов. Однако для быстрых и промежуточных нейтронов вероятность этого захвата пренебрежимо мала по сравнению с упругим рассеянием нейтронов, и только для медленных нейтронов с энергией 10 *эв* и ниже реакция  $(n, \gamma)$  начинает проявлять себя более интенсивно. Однако особенно интенсивно она протекает под действием тепловых нейтронов. Поэтому учет радиационного захвата нейтронов проводят именно для тепловых нейтронов.

#### 1. Неупругое рассеяние нейтронов $(n, n', \gamma)$

Неупругое рассеяние нейтронов приводит к образованию возбужденного ядра и может происходить лишь в том случае, если энергия бомбардирующего нейтрона превышает энергию возбуждения ядра на самом низком уровне. Положение нижних уровней у каждого ядра различно и, как правило, тем ниже, чем тяжелее ядро. Выше отмечалось, что на тяжелых ядрах неупругие рассеяния наблюдаются при энергиях нейтронов порядка нескольких сотен кэв (не ниже 0,6 Мэв), а на легкнх ядрах — порядка 1 Мэв и более.

Сечение неупругого рассеяния нейтронов для легких элементов приведено в табл. 1—6.

Возбужденные ядра, возникающие при неупругом рассеянии нейтронов, возвращаются в нормальное состояние путем испускания гаммаквантов весьма характерной для каждого элемента энергии. В приложении 5 приведены некоторые характеристики гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах отдельных элементов для различных иачальных энергий нейтронов. Для одних элементов даны сечения неупругого рассеяния при возникновении гамма-квантов определенной энергии, для других — интенсивность этих линий.

Энергия неупруго рассеянных нейтронов примерно равна разности энергий первичного нейтрона и гамма-излучения, возникающего при реакции (n, n',  $\gamma$ ). Вообще же установлено, что взаимодействие с ядрами нейтронов с первичной энергией 14 *Мэв* приводит к появлению вторичных нейтронов с энергией, примерно равной 11, 9 и 2 *Мэв*; для первичных нейтронов с энергией 3,0 *Мэв* — к появлению вторичных нейтронов с энергией 3,0 *Мэв* — к появлению вторичных нейтронов с энергией, примерно равной 2,25; 1,50 и 0,75 *Мэв* и т. д. Причем появление нейтронов более высокой энергии является более вероятным, чем появление нейтронов низкой энергии. В некоторых случаях гамма-излучение, возникающее при неупругом рассеянии нейтронов, испускается не мгновенно, а спустя определенное время — от долей секунды до нескольких часов. Процесс неупругого рассеяния сопровождается иногда реакциями  $(n, p, \gamma)$  и  $(n, \alpha, \gamma)$ , например, при облучении бора, серы и кальция, как это видно из приложения 5.

В ряде случаев неупругое рассеяние нейтронов может приводить к образованию изомеров исходных ядер. Примерами таких изомеров могут служить изотопы индия и золота.

Анализ спектра гамма-излучения, испускаемого при неупругом рассеянии, позволяет определять, какие ядра содержит среда, неупруго рассеивающая нейтроны. Этот метод наиболее надежен при определении легких ядер, ибо число уровней у легких ядер значительно меньше, чем у тяжелых. Поэтому и спектр гамма-излучения у легких ядер более простой, чем у тяжелых.

Увеличение энергий первичных нейтронов также ведет к возбужденчю более высоких энергетических уровней и, следовательно, к усложнению спектра гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов.

Спектр энергий гамма-квантов, возникающих при неупругом рассеянии, распределяется примерно от 100 кэв до 6 Мэв (см. приложение 5).

## 2. Радиационный захват нейтронов (n, $\gamma$ )

Возбужденное сосгавное ядро, возникающее при захвате нейтрона, может перейти в основное состояние путем испускания одного или нескольких гамма-квантов в зависимости от числа возбужденных уровней ядра.

Время жизни возбужденного ядра составляет величину порядка  $10^{-14}$  сек и отвечает времени испускания первого гамма-кванта, после чего составное ядро может претерпеть другой радиационный переход, поскольку остающаяся энергия оказывается недостаточной для осуществления какого-либо другого типа распада. Последовательное испускание гамма-квантов весьма часто приводит к образованию долгоживущих радиоактивных изотопов, распадающихся в последующем путем испускания бета-частиц и реже позитронов или путем *K*-захвата.

Реакция  $(n, \gamma)$  возможна при любой энергии нейтрона и для всех ядер элементов, за исключением ядра гелия. Однако вероятность этой реакции меняется в широких пределах в зависимости от энергии нейтрона.

К настоящему времени получено мало данных, относящихся к измерению сечений радиационного захвата при различной энергии нейтрона. Имеются лишь данные для отдельных групп нейтронов [88]. В общем, с уменьшением энергии нейтрона вероятность этого процесса растет и при энергии порядка 10 *эв* уже преобладает над упругим рассеянием.

Установлено, что для нейтронов с энергией от 0,1 до 10 Mэв сечение радиационного захвата грубо следует закону 1/E. Для нейтронов деления (~1 Mэв) сечение от легких элементов к тяжелым возрастает по экспоненциальному закону от одного миллибарна до одной десятой барпа и далее остается практически постоянным, за исключением магических и близких к ним ядер. Отсюда видно, что для быстрых нейтронов всличина сечения радиационного захвата пренебрежимо мала по сравнению с сечением рассеяния нейтронов.

Для нейтронов промежуточных энергий сечение подчиняется также закону  $\sim 1/E$ , и величина его для легких и средних ядер элементов рав-

на долям миллибарна и увеличивается до десятых долей барна для тяжелых ядер. Значительно возрастает величина сечения для медленных и особенно тепловых нейтронов. Величина сечения радиационного захвата последних изучена наиболее полно.

Для медленных и тепловых нейтронов величина сечения радиационного захвата вдали от резонанса подчиняется закону 1/v.

Величина сечения радиационного захвата для тепловых нейтронов и энергия гамма-квантов, сопровождающих этот захват, приведены в приложении 6, составленном по данным [23].

Каждый элемент (точнее, изотоп) обладает характерным спектром гамма-излучения, возникающим при раднационном захвате нейтрона. Это обстоятельство позволяет использовать гамма-спектрометрию для определения состава вещества с помощью реакции  $(n, \gamma)$ . В этой реакции, как и в реакции  $(n, n', \gamma)$ , увеличение массового числа изотопа ведет к увеличению числа возбужденных уровней. Поэтому при анализе сложных сред в них легче всего определить легкие химические элементы, возбуждение которых приводит к появлению сравнительно небольшого числа уровней.

Энергия гамма-квантов, возникающих при радиационном захвате, меняется от долей мегаэлектрон-вольт примерно до 10 *Мэв*.

#### § 2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ГАММА-ИЗЛУЧЕНИИ

Гамма-излучение подобно рентгеновскому является электромагнитным излучением высокой частоты. Связь между энергией гамма-квантов *Е*<sub>х</sub> и частотой v выражается соотношением вида

$$E_{\gamma} = h\nu, \qquad (I-60)$$

где  $h = 6,6252 \cdot 10^{-27}$  эрг  $\cdot сек$  — постоянная Планка.

Связь между энергией (в *Мэв*) и длиной волны λ (в *см*) для гаммаизлучения даетья соотношением

$$E_{\gamma} = \frac{12,38 \cdot 10^{-11}}{\lambda} \,. \tag{I--61}$$

Иногда за единицу энергии принимают собственную эпергию покоя электрона  $m_0c^2$  (где  $m_0$  — масса покоя электрона, c — скорость света), а за единицу длины — его комптоновскую длину волны  $\varkappa = h/m_0c$ . В этом случае энергия и длина волны фотона будут связаны соотношением

$$k = \frac{1}{\varkappa}, \qquad (1-62)$$

где  $k = E_{\gamma} / m_0 c^2$ .

В зависимости от энергетического диапазона гамма-квантов взаимодействие их с веществом будет приводить к различным процессам [21, 48, 66]. Для мягких гамма-квантов с энергией примерно от 10 до 80 кэв характерным является релесвское (когерентное) рассеяние гамма-квантов. Однако на долю этого рассеяния приходится не свыше 5% всех актов взаимодействия гамма-излучения этого диапазона с веществом. Поэтому этот эффект обычно не учитывают в ядерно-геофизических исследованиях. Наиболее характерным процессом взаимодействия мягкого гамма-излучения с энергией в диапазоне от 0,01 до 0,2 *Мэв* является фотоэлектрическое поглощение с передачей энергии гаммаквантов электронам. Для гамма-квантов с энергией примерно от 0,1 до 3—5 *Мэв* характерным является комптоновское (некогерентное) рассеяние на электронах вещества. При энергии гамма-квантов, равной 1,02 M эв и выше, начинает проявляться эффект образования электроннопозитронных пар в кулоновском поле ядра. При взаимодействии с веществом гамма-квантов более высоких энергий возникает фотоядерный эффект — поглощение гамма-излучения ядром с испусканием нейтронов (реакция  $\gamma$ , n).

Реакция ( $\gamma$ , *n*) является пороговой, характерной для каждого изотопа химического элемента. Наименьшими порогами фотонейтренной реакции обладают ядра атомов: бериллия (1,67 *Мэв*), дейтерия (2,23 *Мэв*), кислорода-17 (4,14 *Мэв*), углерода-13 (4,95 *Мэв*) и лития-6 (5,35 *Мэв*). У других элементов эта реакция начинает протекать при энергии гамма-квантов от 6 до 20 *Мэв* (см. табл. I—7). Вероятность протекания реакции ( $\gamma$ , *n*) по сравнению с другими процессами взаимодействия гамма-излучения с веществом невелика. Поэтому при изучении процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом обычно учитывают следующие три процесса: фотоэффект, комптон-эффект и эффект образования пар. Более подробно все эти процессы будут рассмотрены ниже. Рассеяние гамма-квантов приводит к их фотопоглощению.

#### § 3. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

Горные породы и руды являются сложными химическими соединениями, поэтому расчет коэффициентов ослабления излучения в них следует производить по следующей формуле:

$$\mu = \sum_{i=1}^{m} P_i \mu_i \quad [C.M^2/2], \qquad (1--63)$$

где  $\mu$  — массовый коэффициент ослабления гамма-излучения в веществе сложного химического состава;  $\mu_i$  — то же, *i*-го элемента в веществе;  $P_i$  — относительное весовое содержание *i*-го элемента в веществе; *m* — число элементов в веществе.

По величине массового коэффициента ослабления излучения в всществе с известной плотностью ρ легко определить линейный коэффициент τ:

$$\tau = \rho \mu [c \mathcal{M}^{-1}]. \tag{I-64}$$

Значение массовых коэффициентов ослабления гамма-излучения (в  $cm^2/c$  или  $cm^2/$  атом) для ряда элементов можно найти в работах [7, 21, 36, 48]. Причем в работе [7] значения массовых коэффициентов приведены для диапазона энергий 0,1—6 *Мэв*, а в работах [21, 36, 48] — для диапазона 0,01—100 *Мэв*.

Массовые коэффициенты ослабления гамма-излучения в других элементах, не перечисленных в этих работах, могут быть рассчитаны следующам образом.

Проще всего производить расчеты массовых коэффициентов для комптон-эффекта, пользуясь известным аналитическим выражением для сечения [21, 36, 48]. Чтобы не рассчитывать этот коэффициент для каждого элемента, результаты целесообразно выразить в единицах  $\alpha_{\gamma} / \alpha^{\gamma}$  где  $\mu_{\kappa_9}$  — массовый коэффициент комптон-эффекта,  $\alpha_{\gamma} = 2Z/A$  (Z н A соответственно атомный номср и атомный вес элемента). В этих единицах массовые коэффициенты комптон-эффекта будут одинаковыми для всех элементов (ниже значения  $\mu_{\kappa_9} / \alpha_{\gamma}$  приводятся в табл. I—19).

Расчет коэффициентов фотоэлектрического ослабления гамма-излучения ( $\mu_{\phi}$ ) для диапазона энергий свыше *К*-скачков поглощения проще всего производить по формуле Викторини [21, 36]:

$$\mu_{\psi_{9}} = \frac{C}{E^{3}} - \frac{D}{E^{4}}, \qquad (I-65)$$

где *С* и *D* — постоянные коэффициенты, приведенные для различных элементов в табл. I—18; *E* — энергия гамма-излучения (в кэв). В табл. I—18 наряду с коэффициентами *С* и *D* приведены также значения коэффициентов  $\frac{\alpha_{\gamma}}{2} = \frac{Z}{A}$  и энергии *K*- и *L*-скачков поглощения.

Значения коэффициентов фотопоглощения для гамма-квантов с энергией в области *K*-скачков поглощения и ниже в диапазоне 0,1— 0,004 *Мэв* следует производить по известной номограмме Ионсона [21, 36], несколько перестроенной нами [73] для удобства расчетов (рис. 1—26). С целью пояснения правила пользования этой номограммой рассмотрим один пример. В качестве поглотителя гамма-лучей возьмем медь (Z=29,  $E_k=8,96 \, \kappa$ эв. Расчет коэффициента  $\mu_{\rm dys}$  произведем для гамма-квантов с энергией 7  $\kappa$ эв. С этой целью точку на шкале энергий, отвечающую гамма-квантам с энергией 7  $\kappa$ эз, соединим прямой линией с точкой шкалы поглотителя Z=29 и продолжим ее до пересечения со шкалой массовых коэффициентов.

В результате получим величину, равную 600 см<sup>2</sup>/г. В случае, если бы К-скачок меди был ниже 7 кэв, полученная величина соответствовала бы искомому коэффициенту фотопоглощения. Однако в нашем случае величина К-скачка поглощения равна 8.96 кэв, поэтому в полученный результат необходимо ввести поправку v, определяемую по номограмме рис. I—26. Затем величину v откладываем на шкале µ<sub>фэ</sub> и с помощью

того же рис. I—26 окончательно получаем коэффициент фотопоглощения для меди, равный 75 *см*<sup>2</sup>/*г*.

Коэффициенты ослабления излучения за счет процесса образования электронно-позитронных пар (µ<sub>э.п</sub>) могут быть получены из соотношения

$$\mu_{\mathfrak{s}.\mathfrak{n}}^{i} = \mu_{\mathfrak{s}.\mathfrak{n}} \frac{A}{A_{i}} \left(\frac{Z_{i}}{Z}\right)^{2}, \quad (I-66)$$

где  $\mu_{9,n}^{i}$  — массовый коэффициент образования пар определяемого элемента с атомным номером  $Z_i$  и атомным весом  $A_i$ ;  $\mu_{9,n}$  — известный массовый коэффициент для элемента с атомным номером и атомным весом A.

Аналогичным образом можно производить и расчет массовых коэффициентов комптон-эффекта и фотоэлектрического эффекта.



Рис. 1—26. Номограмма для определения коэффициентов фотоэффекта.

Таблица I—18

Элемент		0		Z		
символ	Z	L C	D	Ā	Е <sub>к</sub> , кэв	Е <sub>з</sub> , кэв
1	2	3	4	5	6	7
H He Li Be B	1 2 3 4 5	$\begin{array}{c} 2,422\cdot 10^{1}\\ 9,766\\ 2,851\cdot 10^{2}\\ 6,932\\ 1,129\cdot 10^{3} \end{array}$	$\begin{vmatrix} 1,081 \cdot 10 - 1 \\ 1,743 \\ 11,45 \cdot 10^{1} \\ 4,946 \\ 1,575 \cdot 10^{2} \end{vmatrix}$	0,9922 0,4997 0,4322 0,4434 0,4621	0,0135 0,0245	
C N O F Ne	6 7 8 9 10	$\begin{array}{c} 2,106\\ 3,822\\ 5,940\\ 8,275\\ 1,219\cdot10^4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 4,243 \\ 9,189 \\ 1,794 \cdot 10^3 \\ 3,070 \\ 5,456 \end{array}$	0,5000 0,4996 0,5000 0,4736 0,4954	0,192 0,284 0,397 0,525	
Na Mg Al Si P	11 12 13 14 15	1,598 2,189 2,760 3,606 4,497	8,489 1,362 1,990 2,989 4,100	0,4783 0,4934 0,4820 0,4989 0,4835	1,069 1,300 1,555 1,835 2,136	
S Cl Ar K Ca	16 17 18 19 20	5,541 6,453 7,291 9,296 1,129 · 10 <sup>5</sup>	5,885 7,684 9,679 1,369.10 <sup>4</sup> 1,833	0,4990 0,4794 9,4506 0,4859 0,4990	2,465 2,816 3,192 3,600 4,025	
Sc Ti V Cr Mn	21 22 23 24 25	1,225 1,467 1,588 1,836 2,090 · 10 <sup>5</sup>	2,187 2,866 3,385 4,299 5,252	0,4656 0,4592 0,4514 0,4614 9,4551	$\begin{array}{c} 4,487\\ 4,953\\ 5,452\\ 5,975\\ 6,523\end{array}$	
Fe Co Ni Cu Zn	26 27 28 29 30	2,424 2,87 3,138 3,362 3,771	6,588 7,875 9,936 1,138 · 10 <sup>5</sup> 1,368	0,4656 0,4580 0,4770 0,4561 0,4588	7,096 7,692 8,313 8,961 9,643	0,847 1,013 1,095 1,199
Ga Ge As Se Br	31 32 33 34 35	4,049 4,049 4,927 5,273 5,895	1,572 2,846 2,165 2,476 2,949	0,4446 0,4407 0,4405 0,4305 0,4379	10,372 11,076 11,841 12,628 13,447	1,526
Kr Rb Sr Y Zr	36 37 38 39 40	6,332 6,962 7,605 8,343 9,093	3,360 3,914 4,528 5,254 6,024	$\begin{array}{c} 0,4301 \\ 0,4330 \\ 0,4336 \\ 0,4385 \\ 0,4385 \\ 0,4385 \end{array}$	14,293 15,168 16,070 17,000 17,956	2,063 2,213 2,367 2,523
Nb Mo Tc Ru	41 42 43 44	9.822 1.057.10 <sup>6</sup> 1.145 1.214	6,896 7,821 8,937 9,968	0,4394 0,4375 0,4396 0,4396	18,945 19,959	2,694 2,861
Rh	45	1,321	1,141.106	0,4372	23,167	3,407
Рd Ag Cd In Sn	46 47 48 49 50	1,402 1,520 1,605 1,699 1,789	1,272 1,449 1,605 1,782 1,952	$\begin{array}{c} 0,4311 \\ 0,4356 \\ 0,4270 \\ 0,4269 \\ 0,4212 \end{array}$	24,296 25,459 26,652 27,876 29,136	3,595 3,799 4,010 4,227 4,454
Sb Te I Xe Cs	51 52 53 54 55	1,898.10 <sup>6</sup> 1,958 2,142 2,244 2,364	2,184 · 10 <sup>3</sup> 2,358 2,697 2,952 3,247	0,4188 0,4074 0,4175 0,4112 0,4140	30,424 31,744 38,097 34,505 35,904	4,688 4,928 5,178 5,708

Окончание табл. 1-18

1	2	3	4	5	6	7
Ba La Ce Pr Nd	56 57 58 59 60	2,499 2,670 2,864 3,046 3,194	3,589 4,000 4,471 4,962 5,424	$\begin{array}{c} 0,4076 \\ 0,4106 \\ 0,4139 \\ 0,4189 \\ 0,4158 \end{array}$	37,353 38,839 34,296 41,901 43,472	5,983 6,251 6,542 6,822 7,119
Pm Sm Eu Gd Tb	61 62 63 64 65	3,397 3,531 3,739 3,873 4,085	6,006 6,502 7,165 7,710 8,461	0,4178 0,4121 0,4144 0,4068 0,4082	46,751 48,403 50,124 51,885	7,726 8,041 8,365 8,694
Dy Ho Er Tm Yb	66 67 68 69 70	4,273 4,523 4,773 4,959 5,164	9,201 1,012 · 10 <sup>7</sup> 1,109 1,196 1,292	$\begin{array}{c} 0,4062\\ 0,4097\\ 0,4116\\ 0,4073\\ 0,4015\end{array}$	53,640 55,488 57,344 59,146 61,178	9,033 9,374 9,734 10,095 10,470
Lu Hf Ta <b>W</b> Re	71 72 73 74 75	5,423 5,650 5,908 6,173 6,453	1,408 1,522 1,650 1,786 1,935	$\begin{array}{c} 0,4057\\ 0,4031\\ 0,4024\\ 0,4021\\ 0,4025\end{array}$	$\begin{array}{c} 63,183\\ 65,229\\ 67,268\\ 69,366\\ 71,506\end{array}$	10,850 11,259 11,660 12,068
Os Ir Pt Au Hg	76 77 78 79 80	6,658 6,988 7,295 7,648 7,954	2,066 2,246 2,425 2,633 2,832	0,3968 0,3986 0,3995 0,4006 0,3987	73,698 75,988 78,210 80,542 82,841	$12,916 \\ 13,383 \\ 13,836 \\ 14,318 \\ 14,799$
Tl Pb Bi Po At	81 82 83 84 85	8,206 8,525 8,901 9,358 9,734	3,021 3,246 3,501 3,804 4,086	0,3963 0,3957 0,3971 0,4565 0,4005	85.335 87.809 90,326	15,311 15,827 16,351
Rn Fr Ra A c	86 87 88 89	9,959 1,026 · 10 <sup>7</sup> 1,068 1,107	4,169 4,591 4,935 5,275	0,3873 0,3901 0,3911 0,3886		
Th Po U	90 91 92	1,143 1,161 1,224	5,621 5,891 6,316	0,3877 0,3888 0,3863	109,35 115,350	20,48 21,763

В случае комптон-эффекта коэффициент степени в выражении (1—66) следует брать равным единице, а в случае фотоэффекта — равным *m*. Величина *m* меняется в пределах от 4 до 5 в зависимости от энергии гамма-квантов и приводится в виде графика в работе [21] для диапазона энергий 0,1—1 *Мэв*.

Для веществ со сложным химическим составом в ряде работ расчет коэффициентов рекомендуется производить по эффективным атомным номерам  $Z_{э\phi}$ . Однако эффективные атомные номера в зависимости от диапазона энергий гамма-квантов (от преобладания того или иного процесса ослабления излучения в веществе) определяются из различных соотношений и, следовательно, будут иметь различные значения. В работе [10] выведено аналитическое соотношение для определения  $Z_{э\phi}$  различных эффектов ослабления излучения в веществе и различных диапазонов энергии. Результаты расчета  $Z_{э\phi}$  для фотоэффекта по формуле, приведенной в работе [71], выполненные нами [74], даны в табл. I—19.

Результаты расчета коэффициентов ослабления гамма-излучения по вышеприведенной методике для наиболее распространенных горных по-



Рис. 1—27. Массовые коэффициенты ослабления гамма-излучения в некоторых горных породах и минералах. По оси ординат отложены величины  $\mu' = \mu/z_{\gamma}$  (см<sup>2</sup>/г).

Таблица I—19

Среда	Сестав	Плотность, г/см³	Z <sub>эф</sub>	a <sub>7</sub>
Воздух Вода Антрацит Уголь каменный Уголь бурый Кварц Песианик, сухой	0,755 N; 0,232 O; 0,013 Ar H₂O 0,95 C; 0,03 H; 0,02 O 0,84 C; 0,06 H; 0,1 O 0,7 C; 0,07 H; 0,2 O; 0,3 S SiO₂ SiO₂	$\begin{array}{c} 0,00129\\ 1,0\\ 1,36\div 1,65\\ 1,26\div 1,33\\ 1,10\div 1,25\\ 2,65\\ 1,80\div 2,50\end{array}$	7,68 7,42 6,0 6,15 7,21 11,6	1,0000 1,1098 1,0300 1,0600 1,0700 0,998
Песок сухой Песок 20%-ной влажности	SiO <sub>2</sub> SiO <sub>2</sub> 0,891 SiO <sub>2</sub> ; 0,109 H <sub>2</sub> O	1,80-2,80 $1,40\div 1,80$ 1,85	11,28	1,0110
Песок 40%-ной влажности	0,805 SiO <sub>2</sub> ; 0,195 H <sub>2</sub> O	2,05	11,02	1,0200
Песчаник 30%-ной. влажности	0,891 SiO <sub>2</sub> ; 0,109 H <sub>2</sub> O	2,70	11,28	1,0110
Корунд Глина	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 0,65 SiO <sub>2</sub> ; 0,2 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ;	4,0 1,88	11,20 13,14	0,9814 0,9928
Глина 20%-ной влажности	0,5874 SiO <sub>2</sub> ; 0,181 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,0904 CaCO <sub>3</sub> ; 0,0452 Fe <sub>2</sub> O <sub>2</sub> ;	2,08	12,78	1,0040
Глима 40%-ной влажности	9,096 H <sub>2</sub> O 0,5362 SiO <sub>2</sub> ; 0,165 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,825 CaCO <sub>3</sub> ; 0,0413 Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,175 H <sub>2</sub> O	2,28	12,50	1,0140
Алюминий Галит Сильвин Кариаллит Магнезит Доломит Известняк Ангидрит Гипс Гранит	A1 NaCl KCl MgCl <sub>2</sub> .6H <sub>2</sub> O MgCO <sub>3</sub> CaMg(CO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> CaCO <sub>3</sub> CaSO <sub>1</sub> CaSO <sub>1</sub> .2H <sub>2</sub> O 0,7018 SiO <sub>2</sub> ; 0,1475 A1 <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,0348 Na <sub>2</sub> O; 0,041 K <sub>2</sub> O; 0,0199 CaO; 0,0178 FeO; 0,0085 H <sub>2</sub> O; 0,0039 TiO <sub>2</sub> ;	$\begin{array}{c} 2,50 \div 2,70\\ 2,10 \div 2,30\\ 1,90 \div 2,00\\ 1,60\\ 2,96 \div 3,12\\ 2,44 \div 2,90\\ 2,50 \div 3,00\\ 2,89 \div 2,98\\ 2,3\\ 2,46 \div 3,10\\ \end{array}$	13 15,19 18,10 14,62 9,40 13,12 15,12 15,28 14,35 12,83	0,9640 0,9580 0,9662 1,0222 0,9970 0,9980 1,0000 0,9994 1,0210 0,9888
Рутил Пиролюзит Пирит Халықопирит Хромит Гематит Магнетит Железо Сфалерит Барит Песчаниқ с вқлю-	0,0157 Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> : 0,0088 MgO; 0,0012 MnO <sub>2</sub> TiO <sub>2</sub> MnO <sub>2</sub> FeS <sub>2</sub> GuFeS <sub>2</sub> FeCr <sub>2</sub> O <sub>1</sub> Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Fe <sub>3</sub> O <sub>1</sub> Fe ZnS BaSO <sub>4</sub> 0,99 SiO <sub>2</sub> ; 0,01 PbS	$\begin{array}{c} 4,20\\ 4,40\div 5,06\\ 4,90\div 5,20\\ 4,10\div 4,30\\ 4,50\div 4,60\\ 4,90\div 5,30\\ 4,90\div 5,20\\ 7,80\div 7,85\\ 3,50\div 4,20\\ 4,30\div 4,60\\ 2,65\end{array}$	$18,17 \\ 21,60 \\ 21,6 \\ 24,6 \\ 22,0 \\ 23,0 \\ 23,0 \\ 26 \\ 26,9 \\ 45,6 \\ 18,34 \\ 18,34 \\$	$\begin{array}{c} 0,9510\\ 0,9434\\ 0,9678\\ 0,9478\\ 0,9472\\ 0,9530\\ 0,9530\\ 0,9500\\ 0,9312\\ 0,9442\\ 0,8910\\ 0,996 \end{array}$
та Галенит Свинец	PbS Pb	$7,40-\div7,60$ 11,30 $\div$ 11,40	77,2 82	0,8200 0,7914

род и минералов в сопоставлении с данными для воздуха, воды, алюминия, железа и свинца (см. табл. I—19) сведены в приложения 7 и 8.

В приложении 7 приводятся результаты расчета коэффициентов ослабления гамма-излучения для наиболее распространенных окислов, слагающих горные породы. Помимо полных массовых коэффициентов ослабления гамма-излучения, даны также значения массовых коэффициентов комптоновского рассеяния, выраженных в единицах  $\mu_{\kappa_3}/\alpha_{\gamma}$ . Умножая эти коэффициенты на величины  $\alpha_{\gamma}$  для каждого конкретного элемента, можно получить величины  $\mu_{\kappa_3}$  для этого элемента. Пользуясь коэффициентами  $\mu$ , приведенными в приложении 7, можно определять и полные массовые коэффициенты для любых горных пород, состоящих из этих окислов. Расчеты при этом следует вести по формуле (I—63), в которой  $\mu_i$  и  $P_i$  обозначают массовые коэффициенты н относительные весовые содержания окислов, слагающих породу.

Результаты расчета массовых коэффициентов для некоторых горных пород и минералов, перечисленных в табл. I—19, приведены на рис. I—27 и в приложении 8. На рис. I—27 приведены также и массовые коэффициенты комптоновского рассеяния. Для гамма-квантов с энергией 0,084—1,25 *Мэв* значения массовых коэффициентов в грунтах песчанистого и глинистого состава даны в работе [34].

Из приведенных данных видно, что массовые коэффициенты для большинства горных пород с увеличением энергии гамма-квантов изменяются по сходным законам, уменьшаясь в области преобладания фотоэффекта над комптон-эффектом или возрастая в области преобладания эффекта образования пар над комптон-эффектом. Однако для некоторых горных пород, минералов и элементов наблюдаются пересечения кривых полных массовых коэффициентов ослабления излучения. Так, например, для железа (Z=26) и сфалерита ( $Z_{э:b}=26,9$ ) такое пересечение наблюдается при энергии гамма-квантов  $\sim 25 \ \kappa 36$ , для сильвина ( $Z_{э:b}=18,1$ ) и рутила ( $Z_{э:b}=18,77$ ) — при энергии гамма-квантов 18  $\kappa 36$  н т. д.

## ГЛАВА 3

## ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-ЛУЧЕЙ И ОСНОВЫ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

#### § 1. ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ

Детектирование нейтронов, как и всех других нейтральных частиц, ведется по вторичным заряженным частицам, возникающим в веществе под действием нейтронов, или по другим вторичным процессам, приводящим к появлению ионизирующих излучений.

В ядерной геофизике для детектирования нейтронов в настоящее время применяются ионизационные камеры, пропорциональные счетчики, разрядные счетчики, сцинтилляционные счетчики, радиоактивные индикаторы, пороговые и некоторые другие детекторы.

Зависимость ионизационного тока от разности потенциалов на электродах счетчика показана на рис. 1—28. Возрастание тока на участке  $U_0 - U_{\rm H}$  обусловлено наличием диффузии и рекомбинации ионов. Ток в счетчике возрастает до тех пор, пока все ионы не попадут к его электродам. Дальнейшее увеличение разности потенциалов не приводит к возрастанию тока, т. е. наступает насыщение тока, соответствующее интервалу  $U_{\rm H} - U_{\rm H}$ . При последующем увеличении разности потенциалов ток вновь возрастает за счет ионизации молекул газа электронами (происходит вторичная ионизация газа). В результате этого количество ионов возрастает лавинообразно, начинается так называемое газовое усиление. Это продолжается до тех пор, пока не произойдет пробой конденсатора  $U_{\rm Henp}$ .



Рис. I — 28. Зависимость ионизационного тока в газе (при регистрации альфаи бета-частиц) от напряжения на электродах счетчика.

Ионизационные камеры работают в области тока насыщения. Область газового усиления используется при работе пропорциональных счетчиков, а область разряда  $U_{\rm r} - U_{\rm henp}$  — при работе разрядных счетчиков.

В настоящей главе рассмотрим кратко основные типы детекторов нейтронов и гамма-лучей и некоторые методические вопросы измерения потоков этих частиц. Вопросы устройства радиоэлектронных узлов аппаратуры здесь не рассматриваются; интересующихся отсылаем к специальной литературе [20, 33, 45, 53, 79 и др.].

#### 1. Ионизационные камеры

Ионизационные камеры (счетчики) действуют по принципу воздушного конденсатора, в котором центральный электрод служит одной из его обкладок, а стенка камеры — другой. Газ, заполняющий пространство в камере, под действием ионизирующих частиц становится проводящим. В нем появляются свободные электроны, положительные и отрицательные ионы. Если к обкладкам камеры, в которой образуются ионы, приложить разность потенциалов, то электроны и ионы устремятся к электродам и в результате возникнет электрический ток, который может быть зафиксирован чувствительным прибором, включенным в цепь между электродами камеры.

Для регистрации нейтронов ионизационные камеры наполняют газом BF<sub>3</sub> (трехфтористый бор), обогащенным до 95—98% изотопом бор-10. Детектирование нейтронов при этом осуществляется с использованием реакции B<sup>10</sup>(n,  $\alpha$ )Li<sup>7</sup>, имеющей сечение 3990 барн. Для естественной смеси изотопов бора (с содержанием бора-10 в количестве 18,83%) сечение этой реакции становится равным 755 барн.

Источником ионообразования в камерах служат альфа-частицы и ядра лития. Эта реакция, как известно, идет с выделением энергии, равной 2,78 *Мэв*. Однако в связи с тем, что литий-7, образующийся при этом, в подавляющем большинстве случаев является возбужденным и испускает гамма-кванты с энергией 0,479 *Мэв*, энергия частиц, расходуемая на ионизацию, составляет 2,30 *Мэв*. Из этой величины 1,46 *Мэв* приходится на альфа-частицы и 0,84 *Мэв* на ядра лития.

Альфа-частицы и ядра лития, возникающие при этом, обусловливают высокую удельную ионизацию газа [46, 65]. Это обстоятельство позволяет легко зарегистрировать эти частицы в присутствии других слабо ионизирующих частиц, например, вторичных электронов, возникающих под действием гамма-кваштов. Подавление слабых импульсов от электронов может вестись с помощью специальных схем дискриминации.

Бор, как известно, интенсивно захватывает медленные нейтроны в широком энергетическом диапазоне энергий от тепловых и примерно до 380 эв (рис. I—29). Однако вероятность захвата бором нейтронов с увеличением энергии от 0,025 эв убывает по закону 1/v, следовательно. и эффективность счетчиков к нейтронам более высоких энергий будет убывать. Закон 1/v при захвате бором нейтронов проявляется в общем до энергии 100 кэв. Однако уже при энергии 1 кэв для естественной смеси изотопов бора и 20 кэв для чистого бора-10 сечение захвата бором нейтронов становится весьма малым по сравнению с рассеянием. Поэтому практически уже при энергии нейтронов выше 380 эв поглощением бора по сравнению с рассеянием можно пренебречь.

В связи с тем, что спектр нейтронов в области энергий 0,025—0,17 эв подчиняется максвелловскому распределению (I—41), а в области энергий от 0,17 эв и выше — фермиевскому (I—42), скорость счета будет являться функцией от энергии и меняться по законам:

$$N(E) \sim \frac{\Phi(E)}{\sqrt{E}} = \frac{4\pi E^{1/2}}{\sqrt{\pi}E_{\pi}^{3/2}} e^{-E_{E_{\pi}}}, \quad 0,025 \ll E \ll 0,17 \text{ so} \qquad (1-67)$$

$$N(E) \sim \frac{n}{\xi \Sigma_{s}(E)} \cdot \frac{1}{E^{3/2}}, \quad E \ge 0, 17 \ \mathfrak{ss}.$$
 (I—68)

В геофизических исследованиях нейтронными методами ионизационные камеры находят ограниченное применение. По этому вопросу рекомендуем работы [2, 42, 59, 79].

#### 2. Пропорциональные борные счетчики

Пропорциональные счетчики, как уже отмечалось, работают в области газового усиления  $U_n - U_н$  (см. рис. I—30), когда электроны, возникшие при ионизации, способны при дальнейшем увеличении разности потенциалов сами ионизировать газ между обкладками конденсаторов. Амплитуда импульса, приходящего на анод, пропорциональна числу ионов, образованных при начальной ионизации. Поэтому эти счетчики получили название пропорциональных. Основные параметры этих счетчиков, выпускаемых в СССР, приведены в табл. І—20 [33].

Регистрация нейтронов в пропорциональных счетчиках, так же как и в ионизационных камерах, осуществляется по реакции  $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ . Для регистрации нейтронов применяются борные счетчики с заполнением трехфтористым бором (счетчик типа CHM-20) либо с покрытием внутренних стенок счетчика карбидом бора (счетчики типа CHM-10÷  $\div$ CHM-14). Счетчик CHM-20 создан на обогащенном боре-10 (80—85%), остальные — на основе естественной смеси изотопов бора.

Большие импульсы, возникающие в пропорциональных счетчиках от альфа-частиц и ядер лития, легко отделяются от малых импульсов, обусловленных электронами. Это обстоятельство обеспечивает возможность регистрации медленных нейтронов при интепсивном фоне гамма-лучей.

Эффективность счетчика к излучению харакгеризуется отношением числа зарегистрированных (сосчитанных) импульсов в процентах к общему числу частиц (в данном случае нейтронов), прошедших через рабочий объем счетчика. Эффективность пропорциональных борных счетчиков, обогащенных бором, при регистрации тепловых нейтронов равна примерно 10%. Такова же эффективность и ионизационных борных камер.



Рис. 1—29. Зависимость эффективного сечения бора, лития, кадмия, индия и серебра от энергии нейтронов.

Тип и серия счетчика	Диапазон ра- бочих темпе- ратур, °С	Диаметр,	Длина ра- бочей час- ти, мм	Напряже- ние зажи- гания раз- ряда, в	Номиналь- ног рабо- чее напря- жение, в	Наимень- шая про- тяжен- ность пла- то, в	Нанболь- ший нак- лон плато на 100 в, %
CHM-10	$\begin{array}{c} (-50) \div (150) \\ (-50) \div (150) \\ (-50) \div (100) \\ (-50) \div (100) \\ (-50) \div (150) \\ (-10) \div (100) \end{array}$	18	270	600—700	1600	1500	1,5
CHM-11		18	270	600—700	1600	1500	1,5
CHM-12		8	150	До 450	500	200	5,0
CHM-13		8	24	До 450	500	150	5,0
CHM-14		14	100	600—700	1600	1000	1,5
CHM-20		18	190	—	1300-1700	100	5,0

Основные параметры пропорциональных нейтронных счетчиков

Пропорциональные борные счетчики по сравнению с ионизационными камерами находят более широкие области применения в ядерной геофизике [2, 42, 59, 79]. Налаживается выпуск счетчиков с  $\text{He}^3(\varepsilon \sim 80\%)$ .

#### 3. Сцинтилляционные счетчики

Свойства некоторых веществ, находящихся в твердом, жидком или газообразном состояниях, светиться под действием понизирующих частиц стали широко использоваться для регистрации как заряженных, так и нейтральных частиц (нейтронов в гамма-лучей). Регистрация световых вспышек люминофора осуществляется с помощью фотоумножителей (см. приложение 9, а также п. 2 § 3 этой главы).

В сцинтилляционных счетчиках для регистрации медленных нейтронов применяются люминофоры, содержащие бор или литий. Борные сцинтилляторы изготовляются на основе сернистого цинка, активированного серебром ZnS(Ag). Растворение этого люминофора в прозрачном слое борного ангидрита ( $B_2O_3$ ) позволяет создать сцинтилляторы с эффективностью регистрации тепловых нейтронов равной 20—30%. Слои таких люминофоров толщиной порядка 0,1 *мм* являются весьма слабо чувствительными к гамма-лучам. Такие слои люминофора либо наносятся непосредственно на фотокатод фотоумножителя, либо на пластинки из алюминия с отражателем. Для повышения эффективности сцинтилляционных счетчиков к нейтронам люминофоры делаются в виде цилиндров. В этом случае светомасса наносится либо на полую внутреннюю поверхность цилиндра, либо на тонкие стеклянные или пластмассовые пластинки, располагающиеся в цилиндрическом люминофоре в виде слоев, перпендикулярных к торцу счетчика.

В СССР на основе сернистого цинка с бором изготовляются сцинтилляторы для детектирования медленных нейтронов на светосоставе типа Т-1 и Т-2 [33]. В Волго-Уральском филиале ВНИИ геофизических методов разведки на основе этих светосоставов разработаны люминофоры ЛДНМ-1 (светосостав Т-1) и ЛДНМ-2 (светосостав Т-2). Ю. А. Гулиным и др. [14, 80, 95, 99] показано, что сочетание таких люминофоров с фотоумножителями позволяет получать плато счетной характеристики в довольно широких пределах. Так, например, сочетание указанных люминофоров с ФЭУ-35 дает счетные характеристики с наклоном менее 10% в интервалах от 950 до 1300 в (ЛДНМ-1) и 1000—1250 в (ЛДНМ-2). Это обстоятельство позволяет работагь с ними в условиях колебаний температур внешней среды в сравнительно широком диапазоне.

На основе лития для детектирования нейтронов изготовляются люминофоры в виде йодистого лития, активированного европнем — LiJ(Eu), таллием — LiJ(Tl) и т. д., а также в виде литиевых силикатных стекол, активированных церием (Li<sub>2</sub>O  $\cdot$  2SiO<sub>2</sub>(Ce)).

Световые вспышки в литиевых детекторах образуются под действием альфа-частиц и тритонов, возникающих в реакции Li<sup>6</sup>  $(n, \alpha)$  H<sup>3</sup>. В результате этой реакции выделяется энергия величиной 4,78 *Мэв*, которая распределяется между альфа-частицей (2,05 M 3B) и тритоном (2,73 M 3B).

Эффективность к тепловым нейтронам кристалла LiJ(Tl) толщиной 1 см достигает 50%, а LiJ(Eu)  $\sim$  65% [2]. Эффективность литиевых силикатных стекол толщиной 1 см — 74%. Эффективность к тепловым нейтро-

нам литиевого стекла, обогащенного до 90.5% литием-6, — 97% при толщине 0,2 см и 100% при толщине 0,5 см. Эффективность регистрации нейтронов с энергией 100 эв для этих стекол падает соответственно до 6 и 27%. Литиевые силикатные стекла за счет невысокого эффективного номера ( $Z_{3\phi} = 11$ ) обладают более низкой эффективностью к гамма-лучам (примерно 0,3% от эффективности к нейтронам). Эффективный атомный номер подистого лития равен 52, что делает его более чувствительным к гамма-квантам.

Литиевые детекторы могут применяться для регистрации не только медленных нейтронов с энергией от 0,025 и примерно до 100 эв (см. рис. I—29), но и промежуточных и быстрых нейтронов. Зависимость эффективности регистрации этих групп нейтронов от их энергии для йодистого лития приведена на рис. I—30



Рис. 1—30. Зависимость эффективности регистрации нейтронов от их энергии для кристаллов Li<sup>6</sup>J (Eu) толщиной 2 мм (1) и 10 мм (2).

[17]. Как видно, кристалл йодистого лития для нейтронов с энергией около 250 *кэв* достигает наибольшей эффективности во всем рассматриваемом диапазоне энергий.

Сернистый цинк может также применяться для детектирования быстрых нейтронов (табл. I—21). Детектор, указанный под № 3, может обладать эффективностью 0,01—0,1% для нейтронов с энергией 1 *Мэв* и несколько процентов для нейтронов с энергией свыше 10 *Мэв*. Детектор № 4 наиболее эффективен к нейтронам с энергией 0,1—1 *Мэв*.

В СССР на основе сернистого цинка для детектирования быстрых нейтронов выпускаются сцинтилляторы типа ФС-4, К-12, К-430 и др. [33].

Для детектирования нейтронов различных групп энергий могут применяться твердые и жидкие органические сцинтилляторы (табл. 1—22). Как видно, такие сцинтилляторы чувствительны к промежуточным и быстрым нейтронам. Недостатком большинства этих сцинтилляторов является их высокая эффективность к гамма-лучам. С целью понижения или устранения влияния гамма-фона при работе с этими сцинтилляторами приходится принимать специальные меры для подавления малых импульсов, обусловленных вторичными электронами [2, 17].

При захвате бором-10 нейтронов по реакции  $(n, \alpha)$  образуется Li<sup>7</sup> в возбужденном состоянии, который, переходя в стабильное состояние, испускает гамма-кванты с энергией 479 *кэв*. Для тепловых нейтронов вероятность образования лития-7 в возбужденном состоянии  $\sim 93\%$ . Таким образом, окружая гамма-люминофор, например, йодистого натрия слоем бора, по регистрации гамма-спектрометром гамма-квантов с энергией 479 *кэв* можно судить о потоке нейтронов в измеряемой области.

Основные типы неорганических сцинтилляторов, применяемых для регистрации нейтронов [17]

Сцинтиллятор	Используемое ядер- ное взаимодействие	Энергети- ческий ди- апазон прим., кэв	Чувствитель- ность к гам- ма-лучам	Время вы- свечива- ния, сек
LiJ (Eu)	Li <sup>6</sup> ( $n, \alpha$ ) H <sup>3</sup>	< 1	Низкая (при Е <sub>ч</sub> <4 М <i>э</i> в)	1,2.10-6
$ZnS(Ag) + B^{10}$	$B^{10}(n, \alpha)$ Li <sup>7</sup>	< 10	Низкая	1.10-7
ZnS(Ag) в виде экранов на органическом стекле, собранных в один блок	H( <i>n</i> , <i>n</i> )H	> 300	3.2	1.10 <sup>-7</sup>
Взвесь ZnS (Ag) или KJ (Tl) в пластмассе	H ( <i>n</i> , <i>n</i> ) H	>1000	,,	1.10 <sup>-7</sup>
Смесь ZnS(Ag) с соединениями урана или тория	$U^{238}(n, 0) 0^1$ или Th <sup>232</sup> (n, 0) 0 <sup>1</sup>	>2000	3 3	1.10-7

Таблица I—22

Органические сцинтилляторы для регистрации нейтронов [17]

-						
№ π/п	Вид сцин- тилляторов	Сцинтилляторы	Используемое ялерное взаимолейст- вие	Энергетичес- кий диапазон прим., кэв	Чувствитель- пость к гам- ма-лучам	Время высве- чивания, сек
1		Антрацен	H( <i>n</i> , <i>n</i> )H	>50	Высокая	$3 \cdot 10^{-8}$
2	Гвердые	ТР+РОРОР в полистироле или поливинил-толуоле	FI( <i>n</i> , <i>n</i> )II	>200	37	(3·÷5)·10 <sup>-9</sup>
3		Взвесь пластического сцинтил- лятора в пластмассе	H( <i>n</i> , <i>n</i> )11	>1000	Низкая	$(3 \div 5) \cdot 10^{-9}$
4		Тонкие пленки пластического сцинтиллятора с нанесенными на них слоями урана-235 (или бора-10, или лития-6)	U <sup>235</sup> ( <i>n</i> , <i>ο</i> )0' или В <sup>10</sup> ( <i>n</i> , <i>α</i> )Li <sup>7</sup> или Li <sup>6</sup> ( <i>n</i> , <i>α</i> )H <sup>3</sup>	1	22	$(3 \div 5) \cdot 10^{-9}$
5		РРО или ТР+РОРОР в то- луоле	H(n, n)H	>200	Высокая	$(2-4) \cdot 10^{-9}$
6		РРО в ксилоле, № 1,4 (триф- торметил в бензоле)	H(n, n)H	>200	33	$(2-4) \cdot 10^{-9}$
7	Кидкие	РРО или ТР+РОРОР в три- этилбензоле-метилборате	B <sup>10</sup> ( <i>n</i> , α)Li <sup>7</sup>	<10	53	
8		РРО или Тр+РОРОР в три- этилбеизол-октоаткадмии	Cd <sup>113</sup> ( $n, \gamma$ )Cd <sup>114</sup>	<10	,,,	

Для регистрации промежуточных нейтронов с энергией от 10 до 10<sup>5</sup> эв может быть использован метод, основанный на регистрации гамма-излучения с энергией 479 кэв [41]. С этой целью в центре свинцового блока, окруженного борной защитой, помещают цилиндр с аморфным бором-10. С торцов к этому цилиндру приставляют кристаллы йодистого натрия и фотоумножители, расположенные в специальных вертикальных каналах блока. Через горизонтальный сквозной канал к цилиндру пропускают пучок нейтронов. Эффективность такого устройства к нейтронам с энергией около 1 кэв оказалась равной 0,2—0,5%. Авторы, проведшие эксперимент, полагают, что для нейтронов с энергией 50 кэв эффективность падает в 100 раз. Рассматриваемая методика может применяться для измерения потоков промежуточных нейтронов, выходящих лишь из каналов ядерных реакторов.

## 4. Активационный метод детектирования нейтронов

При взаимодействии нейтронов с ядрами элементов по реакциям  $(n, 2n), (n, \alpha), (n, p)$  и  $(n, \gamma)$  могут возникать разнообразные изотопы с различными периодами полураспада, которые в большинстве случаев являются источниками бета- и гамма-излучения. Поэтому для обнаружения активности полученных изотопов можно пользоваться различными счетчиками бета-частиц и гамма-квантов.

Возможность применения радиоактивных индикаторов в активационном методе детектирования нейтронов целиком зависиг от периода полураспада образующихся изотопов. Этот период полураспада не должен быть очень мал, чтобы успеть после облучения убрать или выключить источник нейтронов, не должен быть очень большим, чтобы скорость распада не оказалась слишком малой.

Наиболее часто для определения отдельных групп нейтронов используется порошок из соли марганца и фольги из родия, индия, золота, серебра или рения толщиной порядка  $0,1 \div 100 \text{ мг/с.m}^2$ . Захватывая нейтрон по реакции  $(n, \gamma)$ , они образуют изотопы, которые приведены в табл. I—23. Более подробные схемы распада этих и других изотопов приведены в справочниках [27, 28].

Использование марганца основано на явлении высокого сечения рассеяния нейтронов [50], остальные элементы имеют высокие резонансные сечения захвата нейтронов с энергией больше 1 эв. Для того, чтобы избежать захвата тепловых нейтронов ядрами этих элементов, сечение для которых также велико, их окружают слоем кадмия или бора различной толщины (см. ниже), благодаря чему изотопы, приведенные В табл. I—25, активируются главным образом резонансными нейтронами. Поэтому по величине интенсивности бета- и гамма-излучения образующихся изотопов можно судить о потоке резонансных нейтронов, вступивших в реакцию (n, у). Помимо основных резонансов, приведенных в табл. І—25, изотопы имеют ряд побочных. Однако вклад их в полную наведенную активность невелик. Это, в частности, видно на примере марганца, индия и золота (табл. I-24). На долю наведенной активности марганца от побочных резонансов приходится 13,11%, индия -- 5,65% и золота — 4,5%.

Результаты расчета вклада отдельных резонансов серебра и гафния приведены в табл. I—25.

В общем случае скорость счета в зависимости от времени облучения активатора с площадью 1 см<sup>2</sup> будет определяться из соотношения

$$N = N_0 (1 - e^{-t\lambda}), \qquad (I-69)$$

где No-скорость счета от единицы поверхности (1 см<sup>2</sup>) активатора,

Таблица І—23

## Изотояы, используемые для детектирования медленных нейтронов по методу активации

Изотоп	Расиространен- пость, %	Сечение актива- ции тенловыми нейтронами, сл <sup>и</sup> /с	Эпергия резо- нансиых нейтро- нов, эв	Сечение в облас- ти резонанса, см <sup>2</sup> /г	Ядро-продукт и пернод его по- лураспада	Энергия бета-частиц, Мэа (%)	Энергия гамма-кван- тов, Мэв (%)
Mn <sup>55</sup>	100	0,147	337 1080 2360 7200	34 16,4 7,65 0,55	Mn <sup>36</sup> 2,576 час	0,65 (20) 1,04 (30) 2,81 (50)	0,845 (68,75) 1,81 (18,75) 2,13 (12,5)
Rh <sup>103</sup>	100	0,0701			Rh104m 4.41 мин	0,30(0,26) 0,48(0,12)	0,051 (38) 0,077 (10)
		0,818	1,25	28,35	Rh <sup>104</sup> 44 сек	$\begin{array}{c} 0.64(0,11)\\ 188(1,85)\\ 2.44(98) \end{array}$	0,556 (0,11) 1,24(0,08)
Ag <sup>107</sup>	51,35	0,253	16,6	2,164	Ад <sup>108</sup> 2.42 мин	1,03 (1.9) 1,65 (93,8)	$\begin{array}{c} 0,43\ (0,28)\\ 0,51\ (0,28)\\ 0,60\ (0,22)\\ 0,62\ (0,80) \end{array}$
Ag <sup>103</sup>	48,65	0,607	5,23	42	Ад <sup>110</sup> 24,2 сек	2,24(60) 2,82(40)	0,656(60)
In <sup>113</sup>	4,23	0,0125			In <sup>114</sup> 72 <i>сек</i>	0.675 (0,15) 1,98 (98,9)	0,51; 0,556; 0,655 (слабые) 1,3(0,13)
In <sup>115</sup>	95,77	0,811	1,45 3,9	141,3 2,35 0,654	In <sup>116</sup> m <sub>2</sub> 2,17 сек		0,164
			9,1	0,004	In <sup>116</sup> <i>m</i> <sub>1</sub> 54 <i>мин</i>	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	0,137(3); 0,406(25); 1,085(54); 1,274(75); 1,487(21); 2,09(25);
		0,272			In <sup>116</sup> 13,4 сек	3,29 (100)	
Re <sup>185</sup>	37,07	0,124	2,18	11,06	Re <sup>18.;</sup> 88,9 час	0,934 (22) 1,072 (70)	0,137(11)
Re <sup>187</sup>	62,93	0,1513	4,4	1,256	Re <sup>183</sup> 19 мин		0,0635 0,105
			_		Re <sup>188</sup> 16,74 час	1,96(16,7) 2,116(80) н др.	0,152(70) и др.
Au <sup>197</sup>	100	0,294	4,94 61,5	93,5 0,287	Ац <sup>193</sup> 2,7 дня	0,96(99,9) и др.	0,412(96) и др.
Au <sup>:93</sup> 7=2, дня	7	79			Ац <sup>159</sup> 3,14 дн.я	$\begin{array}{c} 0,25 \ (24,3) \\ 0,302 \ (69,3) \\ 0,46 \ (6,4) \end{array}$	0,159 (48) 0,209 (11)

Таблица І—24

Относительный вклад побочных резонансов	<b>Д.А в полную наведенную актив</b>	ность [1]
Образец	Е <sub>п,</sub> эв	Δ.Α., %
Марганец (металлический порошок толщи- ной 310 <i>мг/с.</i> м <sup>2</sup> )	337 1080 2360 3300 4200 27 300 35 100 Полный вклад побочных ре- зонансов 1080—35 100	100 10,5 2,1 0,21 0,27 0,023 0,01 13,11
Индий (металлическая пластинка толщи- ной 34 <i>мг/см</i> ²)	1,46 3,86 9,1 12,1 23,0 39,9 46,3 48,6	100 1,5 1,5 0,52 1,6 0,18 0,15 0,2
Золото (металлическая пластинка толщи- ной 41 <i>мг/см</i> ²)	нансов 3,86—48,6 4,9 46,5 61,5 80,2 110,0 153,0 168,0 194,0	5,65 100 0,61 3,2 0,2 0,075 0,15 0,2 0,09
	Полный вклад побочных резо- нансов 46,5—194	4,525

соответствующая насыщению, т. е. такому времени, когда дальнейшее уделичение времени облучения не будет приводить к возрастанию количества радноактивных ядер;  $\lambda$  — постоянная распада рассматриваемого изотопа.

Измерение наведенной активности активатора обычно производят спустя некоторое время после облучения  $t_1$  и заканчивают в момент  $t_2$ .

Таблица 1—25 Вклад отдельных резонансов в полную наведенную активность

J	5	
Образец	Е , эв	ΔΑ,%
Гафний	1,095 2,38 5,9 6,6 7,8	5,6 19,1 5,18 6,62 53,7
Серебро	5,23 16,6	81,4 7,32

Отсчет, соответствующий измерению радиоактивности за время  $\Delta t = t_2 - t_1$ , обозначим  $N\Delta t$ . Величина  $N_0$  через рассмотренные параметры может быть определена из соотношения [41, 59]:

$$N_0 = \frac{\lambda N \Delta t}{\left(1 - e^{-\lambda t}\right) \left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right)}.$$
 (I-70)

С другой стороны, скорость счета N<sub>0</sub> можно определить также из соотношений [41, 59]

$$N_0 = \varepsilon \Phi \Sigma x, \qquad (I-71)$$

где  $\varepsilon = e^{-\Sigma x}$  — эффективность активатора;

 $\Sigma$  — макроскопическое сечение вещества активатора; *x* — его толщина;  $\Phi$  — поток нейтронов.

Пользуясь соотношениями (I—70) и (I—71), можно определить поток нейтронов по формуле:

$$\Phi = \frac{N_0}{\varepsilon \Sigma x}.$$
 (I—72)

В связи с тем, что нейтроны взаимодействуют с материалом активатора, истинная величина потока будет искажаться, поэтому с учетом поправки при получении тепловых нейтронов в замедлителях ее можно определить из соотношения

$$\Phi = \Phi F, \tag{I-73}$$

где  $F = 1 + \frac{\pi}{2} \left[ \frac{3R}{2\lambda_t} \cdot \frac{R}{R+L} - 1 \right]$  (здесь R — радиус активатора; L — длина диффузии нейтронов в замедлителе:  $\lambda_t$  — транспортиая длина).

Величина α для изотропного потока нейтронов имеет следующий вид [41, 59]:

$$\alpha = 1 - e^{-\Sigma x} (1 - \Sigma x) + \Sigma^2 x^2 E_i \cdot (-\Sigma x).$$
 (1-74)

Зависимость  $\alpha$  от  $\Sigma_x$  показана на рис. I—31 [41, 59].

В качестве замедлителей в нейтронных установках используют воду или парафин. Длина диффузии тепловых нейтронов в этих средах равна соответственно 2,76 и 2,42 см, а транспортная длина 0,425 и 0,395 см.

В случае, если радиус активатора выбран из условий  $L \gg R \gg \lambda_t$ , выражение для F приобретает следующий вид:

$$F = 1 + \frac{3\alpha R}{4\lambda_t}.\tag{I-75}$$

Для рассматриваемых замедлителей это условие соблюдается при  $R \approx 1,5$  см.



Рис. 1—31. Зависимость величины а от произведения ∑х.



Рис. 1—32. Зависимость кадмиевой поправки от толщины индиевой фольги для кадмия толщиной 0,15 см (1); 0,10 см (2); 0,051 см (3).

Например, при активации фольг резонансными нейтронами между замедлителем и фольгой ставчтся кадмиевый экран для поглощения тепловых нейтронов. В этом случае резонансные нейтроны будут взаимодействовать с кадмием, что также приведет к искажению истииного потока нейтронов. Величина этого поправочного коэффициента (обозначим его  $F_{Cd}$ ) определяется экспериментально. Для этого на пути потока нейтронов ставят кадмиевые экраны различной толщины. Экстраполяция полученных значений к нулевой толщине кадмия и будет отвечать искомой поправке  $F_{Cd}$ . Величина таких поправок для индиевых фольг различной толщины приведена на рис. I—32 [41]. Для йода и золота аналогичные результаты приводятся в работе [89].

В связи с тем, что на фольгу, поставленную перпендикулярно к потоку нейтронов, будут падать нейтроны различной энергии, общее их количество, приходящееся на единицу поверхности в единицу времени (интенсивность), будет определяться из соотношения

$$n = \int_{0}^{\infty} \varphi(E) \left(1 - e^{-\Sigma x}\right) dE \qquad (I-76)$$

или с учетом всей поверхности фольги S

$$n_s = nS = S \int_0^\infty \varphi(E) (1 - e^{-\Sigma x}) dE.$$
 (1-77)

Величина *n<sub>s</sub>* определяет также скорость образования радиоактивных ядер в фольге.

В случае, если величина  $\Sigma x \gg 1$  (черный поглотитель), выражение (I—77) приобретает вид:

$$n_{s} = S \int_{0}^{\infty} \varphi(E) dE. \qquad (I-78)$$

Для относительно прозрачной к нейтронам фольги (сечение активации невелико или фольга тонка) выражение (I—77) примет другое асимптотическое значение:

$$n_{s} = Sx \int_{0}^{\infty} \varphi(E) \sum (E) dE. \qquad (I-78a)$$

В связи с тем, что сечение  $\Sigma(E)$  меняется в широких пределах (для области резонанса и предрезонансных областей), при расчетах приходится пользоваться последовательно всеми выражениями для  $n_s$ .

Для расчета потока нейтронов в области резонанса в [103] на основе экспериментальных исследований дается следующее соотношение:

$$\Phi = \frac{N_1 - N_2}{\frac{\pi}{2} \Gamma_{\rm Y} \eta \Sigma}, \qquad (I-79)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — соответственно активность фольги-детектора без фильтра и с фильтром из материала детектора;  $\Gamma_{\gamma}$  — радиационная ширина;  $\Sigma$  — полное массовое макроскопическое сечение элемента в области резонанса;  $\eta$  — коэффициент, описывающий резонансную самоэкранировку сечений (для фильтров из индия-115 и золота-197 величина  $\eta$  равна соответственно 0,25 и 0,38).

#### 5. Камеры деления

Как известно, ядра некоторых тяжелых элементов имеют высокие сечения деления на осколки. Так, например, под действием тепловых нейтронов легко делятся на осколки ядра урана-235 (сечение деления 582 барн), плутония-239 (738 барн) и др. Осколки, возникающие при делении, обладают высокой ионизирующей способностью. На основе изотопов, дающих осколки, в ядерной физике для детектирования тепловых нейтронов делаются импульсные ионизационные камеры или пропорциональные счетчики. Изотопы урана-235 и плутония-239 являются альфарадноактивными препаратами, поэтому в камегах деления наряду с большими импульсами, обусловленными осколками деления, возникают малые импульсы от альфа-частиц. Однако с помощью сбычной дискриминации малые импульсы легко подавляются.

Камеры деления удобны тем, что они могут быть использованы для дстектирования слабых потоков медленных нейтронов. По габаритам эти детекторы нейтронов можно сделать весьма малых размеров. На



Рис. 1—33. Малая камера деления для детектирования медленных нейтронов. ! — место запанвания; 2 — пластинка, на которую нанесен делящийся материал; 3 — изолятор.



Рис. 1—34. Дифференциальная кривая амплитудного распределения импульсов для малой камеры деления.

А — импульсы, обусловленные шууами и альфа-частицами; Б — граница между импульсами, обусловленнымн альфа-частицами и осколками; В — импульсы, обусловленные осколками одной группы; Г — то же, другой группы.

рис. I—33 [41] показан один из таких детекторов. Дифференциальная кривая распределения амплитуд импульсов в нем показана на рис. I—34 [41]. Как видно, малые импульсы, обусловленные шумом и альфа-частицами, легко могут быть отделены от импульсов, обусловленных осколками деления, с помощью обычной схемы дискриминации в области Б.

Подобного типа камеры деления могут быть использованы для детектирования нейтронов не только в лабораторных условиях, но и в полевых, включая каротаж скважин. Поэтому, по нашему мнению, уже настало время создания таких камер для серийного производства.

Аналогичного рода камеры деления используются также для детектирования быстрых нейтронов по реакциям деления некоторых делящихся материалов под действием быстрых нейтронов [50].

#### 6. Пороговые детекторы

Целый ряд реакций может идти на ядрах химических элементов с нейтронами, имеющими энергию свыше некоторой определенной величины, называемой пороговой. В табл. I—26 приведены некоторые изотопы, вступающие в пороговые ядерные реакции.

При проведении измерений каждый детектор вначале облучают нейтронами с известным спектром и, проградуировав его, используют затем для измерения потоков быстрых нейтронов с неизвестным спектром. С помощью пороговых детекторов невозможно точно определять поток нейтронов. Но они просты, поэтому могут применяться там, где высокая точность измерений не требуется.

#### Таблица I—26

Ядро-мишень	Порог, Мэв	Период полурас- пада ядра про- дукта	Используемый материа.1					
Реакция ( <i>n</i> , 2 <i>n</i> )								
Азот-14 Фтор-19 Фосфор-31 Хром-50 Никель-58 Серебро-107 Сурьма-121 Йод-127 Празеодим-141	$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	10,1 мин 112 мин 2,6 мин 42 мин 36 час 24,5 мин 16 мин 13 дней 3,5 мин	Мочевина L, F, CaF <sub>2</sub> (NH <sub>4</sub> )H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub> Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Ni (металл) Ag (металл) Sb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> NH <sub>4</sub> J P <sub>26</sub> O <sub>11</sub>					
	Реакция	( <i>n</i> , <i>p</i> )						
Магний-24	$\begin{array}{c} 4,9\\ 1,96\\ 0,97\\ 1,1\\ 2,8\\ 2,1 \end{array}$	14,8 час 10,2 мин 170 мин 57 мин 3,9 мин 2,6 час	Мд (металл) АІ (металл) (NH4)H2PO4 'Ti (металл) Cr2O3 Fe (мегалл)					

Изотопы, используемые в качестве пороговых детекторов нейтронов [41]

Реакция (n, α)

В работе [41] приведены некоторые примеры по определению потоков нейтронов рассматриваемым способом.

#### § 2. Методы измерения потоков медленных нейтронов в некоторых локальных областях энергий

Рассмотренные выше детекторы медленных нейтронов регистрируют потоки этих частиц в довольно широких энергетических интервалах. При решении ряда геофизических задач часто возникает необходимость измерения потоков нейтронов в более узких энергетических интервалах, например, при определении эффективных энергий нейтронов (см. § 4 гл. 1). Рассмотрим некоторые из приемов, которые могут найти применение для решения указанных задач.

В физических исследованиях для измерения спектров нейтронов широко применяются кристаллические монохроматоры и анализаторы, а также механические селекторы [2, 51, 82]. Сочетание таких установок с ампульными источниками нейтронов и генераторами нейтронов, применяющимися в геофизических исследованиях, практически невозможно. Кроме того, названные спектрометры трудно вписать в габариты геофизических приборов.

Измерения потоков медленных нейтронов в некоторых узких областях энергий можно осуществлять с помощью нескольких простых приемов. К ним относится методика экранирования детекторов кадмием. бором и различными резонансными фильтрами.

### 1. Экранирование кадмием

Кадмий имеет высокое эффективное сечение захвата медленных нейтронов с энергией от 0,4 *эв* и ниже (см. рис. I—31). Поэтому, окружая детектор медленных нейтронов слоем кадмия толщиной 0,25 *мм*, осуществляют регистрацию надкадмиевых нейтронов с энергией от 0,4 *эв* и выше.

Ослабление узкого коллимированного пучка медленных нейтронов, падающих нормально к поверхности фильтра, подчиняется экспоненциальному закону

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\Sigma_{\rm Cd} x}, \qquad (\rm I-80)$$

где  $\Phi_0$  — поток нейтронов, достигающий поверхности фильтра;  $\Sigma_{Cd}$  — макроскопическое сечение кадмия; x — толщина кадмиевого фильтра.

В случае диффузного потока нейтронов выражение (I—80) приобретает следующий вид [84]:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-2\Sigma_{\rm Cd}x}.\tag{I--81}$$

Спектр нейтронов, показанный на рис. I—15, при пропускании через кадмий толщиной 0,25 и 0,76 мм приобретает вид, изображенный на рис. I—35 [84]. Вычитая из сплошной кривой пунктирные кривые, получим спектр докадмиевых (тепловых) нейтронов [84] с энергией от 0,4 *эв* и ниже (рис. I—36). Кадмий толщиной 0,25 мм подавляет нейтроны изотропного пучка с энергией от 0,4 *эв* и ниже, а кадмий толщиной 0,76 мм — нейтроны с энергией от 0,58 *эв* и ниже. Если площадь под кривой спектра нейтронов кадмиевой разности (при измерениях с фильтром толщиной 0,25 мм) принять за 100%, то площадь, выделяемая максвелловской кривой, будет составлять значительную величину — 83,6%. Следовательно, с помощью кадмиевых разностей можно практически выделять тепловые нейтроны.

При регистрации надтепловых нейтронов с энергией от 0,4 *эв* и выше толщину фильтра выбирают равной 0,5—0,7 *мм*. Если отсчет, получаемый при измерениях без кадмиевого фильтра, обозначить через N, а отсчет, получаемый при измерениях с кадмием,— через  $N_{\rm Cd}$ , то разность отсчетов  $\Delta N = N - N_{\rm Cd}$  будет отвечать потоку тепловых нейтронов.



Рис. 1—35. Действие кадмиевых фильтров толщиной 0,25 и 0,76 мм (пунктир) на спектр нейтронов в однородной безграничной среде (сплошная кривая).



Рис. 1—36. Спектр нейтронов в однородной безграничной среде (1) и спектр закадмиевых нейтронов, подавленных кадмием, толщиной 0,76 мм (2) и 0,25 мм (3).

#### 2. Борные фильтры

Эффективное сечение поглощения нейтронов бором, как уже указывалось, подчиняется закону  $\frac{1}{v} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ . Поэтому, если на пути коллимированного пучка надкадмиевых нейтронов поставить борный фильтр толщиной *x*, спектр надкадмиевых нейтронов, пропущенных через бор, примет следующий вид:

$$\Phi(E) = \frac{n}{\xi \Sigma_s(E) E} \left( 1 - e^{-\Sigma_{\mathbf{B}}(E) x} \right). \qquad (1-82)$$

Раскрывая макроскопическое эффективное сечение, получим

$$\Phi(E) = \frac{n}{\xi \Sigma_s(E) E} \left( 1 - e^{-e^{\frac{6.65}{VE}x}} \right).$$
(I-83)

Разлагая экспоненциальную функцию в ряд и ограничиваясь первыми двумя членами ряда, для тонких слоев бора получим

$$\Phi(E) = \frac{n}{\xi \Sigma_s(E)} \frac{6.65 \, \varrho x}{E^{3/2}}.$$
 (I--84)

Характер изменения спектра надкадмиевых нейтронов, пропущениых через слои бора различной толщины, показан на рис. І—37 [84].

Вычитание из замеров с кадмием замеров с кадмием и бором дает спектры нейтронов (рис. I—38), построенные по данным рис. I—37.

С увеличением толщины борного фильтра спектр надкадмиевых нейтронов становится уже (см. рис. I—37). Так, например, для надкадмиевых нейтронов максимум спектра отвечает нейтронам с энергией примерно 0,8 эв. Добавка к кадмию слоев бора толщиной 0,1; 0,2; 0,4 г/см<sup>2</sup> приводит к смещению максимума соответственно до энергии примерно 1; 2 н 10 эв. В спектре (см. рис. I—38) нейтронам с энергией 0,8 эв соответ-



*Рис. 1—37.* Спектр надкадмиевых нейтронов, измеренный борными фильтрами различной толщины (*г/см*<sup>2</sup>): 0,1 (*1*); 0,2 (*2*); 0,4 (*3*).



Рис. 1—38. Спектры нейтронов, выделенные с помощью кадмия толщиной 0,76 мм (1) и слоев бора различной толщины (г/см<sup>2</sup>): 0,1 (2); 0,2 (3) 0,4 (4).

ствует максимум, выделяемый кадмием толщиной 0,76 *мм*. Однако в отличие от спектра, выделяемого кадмием, спектры нейтронов, выделяемые кадмием и бором, более ограничены со стороны зысоких энергий.

Таким образом, меняя толщину кадмиевых и борных фильтров, можно в некоторых пределах регулировать спектр нейтронов.

Как известно, целый ряд ядер атомов химических элементов имеег весьма характерные резонансы рассеяния и поглощения нейтронов (см. табл. I—23). Все элементы с атомным номером ниже 100 являются резонансными рассеивателями, а химические элементы с атомными номерами свыше 100 — резонансными поглотителями. В табл. I—27 дан перечень некоторых изотопов, расположенных по возрастанию энергии резонанса нейтронов. Все приведеиные элементы, за исключением двух последних, являются резонансными поглотителями.

Если на пути потока медленных нейтронов поставить фольгу вещества из резонансного поглотителя, то в области резонанса этот элемент будет резко поглощать медленные нейтроны. Поэтому спектр нейтронов, прошедших через этот фильтр, по существу, можно рассматривать, как уже говорилось в § 2 гл. 1, в качестве отрицательного источника резонансных нейтронов. Если же из спектра нейтронов, измеренного без резонансного фильтра, вычесть спектр нейтронов, пропущенных через резонансный поглотитель, получим спектр нейтронов в области рассматриваемого резонанса. Систему, дающую поток нейтронов в области резонанса этого фильтра, можно рассматривать как источник моноэнергетических резонансных нейтронов (см. § 2 гл. 1).

В связи с тем, что резонансные поглотители захватывают не только нейтроны в области резонанса, но и в более широкой области энергий, в частности в тепловой (см., например, рис. I—29), при выделении резонансных спектров дополнительно следует пользоваться поглотителями тепловых и других нейтронов. В качестве таких поглотителей можно применять борные и кадмиевые фильтры, а также фильтры из резонансных материалов.

Регистрация резонансных нейтронов может осуществляться с помощью обычных борных счетчиков по разностной методике. Некоторые резонансные нейтроны могут быть замерены с помощью фильтров, которые применяются для выделения резонансных нейтронов. Особенно удобны для этих целей материалы, захват нейтронов в которых приводит к образованию короткоживущих изотопов (см. табл. I—23). Так, для регистрации резонансных нейтронов с энергией 1,25 эв, выделенных родием-103, может быть использована также фольга из родия-103; для регистрации нейтронов с энергией 5,23 эв, выделенных с помощью серебра-109, — то же серебро-109 и т. д. Некоторые из резонансных фильтров можно применять для детектирования нейтронов, выделенных с помощью материала, изготовленного из другого резонансного поглотителя. Так, например, резонансные нейтроны с энергией 4,94 эв, выделенные с помощью золотой фольги, могут быть зарегистрированы с помощью серебряной фольги, спектр резонансных нейтронов которой с энергией 5,23 *эв* очень сильно перекрывается с резонансом золота.

В качестве примера выделения и регистрации резонансных нейтронов индия-115 с энергией 1,46 эв на рис. I—39 [84] показан спектр надкадмиевых нейтронов и его изменение за счет индиевых поглотителей различной толщины. Вычитая из надкадмиевого спектра спектр, деформированный индием, получим спектр нейтронов, выделяемых индием (рис. 1—40). С помощью резонансных фильтров можно выделять и регистрировать нейтроны в узких локальных областях спектра нейтронов. Индиевый поглотитель толщиной 0,02 *мг/см*<sup>2</sup> выделяет поток нейтронов, на долю которого приходится только 4% полной скорости счета, получаемой при облучении детектора без индиевой фольги [84]. Увеличение толщины индиевого поглотителя приводит к поглощению нейтронов в

Таблица 1—27

Резонансные параметры некоторых химических элементов (данные взяты из работ [18, 19])

1

Элемент (плотность, е.см <sup>2</sup> )	Массовое число изотопа	Энергия резонанса, <i>эв</i>	Сечение в области резонанса, барн	Макроско- пическое се- чение в области ре- зонанса, см <sup>-1</sup>	Ширина резонанса на полувысо- те, <i>мв</i>	Резонансный интеграл, барн	Макроскопичес- кое сечение резонансного интеграла погло- щения, см <sup>-1</sup>	Сечение для тепловых нейтронов, барн	Макроскопи- ческое сечение для тепловых нейтронов, см
Самарий (7,53)	149	0,0976	15500 $2200$	465,0	$63 \mp 1$ $60 \mp 1$	4400	132,0	40800	1224,0
	152	8,02	38 700	1161,0	126∓15	3100	93,0	216	648
Европий (15,24)	151 151 153	0,461 3,361 2,456	11 000 3500 3000	231 ,0 73,5 63,0	$90 \mp 3$ $92 \mp 3$ $91 \mp 2$	901 <b>*</b> 1420	18,921 <b>*</b> 29,820	7800 440	163,8 9,24
Эрбий (9,16)	167	0,460 0,584	2500 1800	82,5 59,4	88∓1 86∓1	-	-	166	5,478
Иридий (22,5)	191 193	0,654 5,36 1,303	4800 5300 5600	336,0 371,0 392,0	$73,5\mp 1$ $84\mp 18$ $86,5\mp 1$	3500 <b>*</b> 1370 <b>*</b>	245,0* 95,9*	960 130	67,2 9,1
Гафний (13,31)	177 178	1,095 2,38 7,8	5000 6000 10 000	225,0 270,0 450,0	$\begin{array}{c} 66 \mp 1 \\ 60 \mp 1 \\ \end{array}$			380 75	17,1 3,375
Родий (12,4)	103	1,257	4850	354,05	155∓4	575	41,975	151	11 ,023
Индий (7,31)	115	1,457 9,12	28 500 1000	1083,0 38,0	72∓2 80∓40	2340*	88,92*	190	7,22
	1		1		1				
------------------	------------	---------------------	----------------------	-------------------------	-------------------------------------	---------------------	------------------	--------------	--------------
Гадолишій (7,95)	155	2,57	1 300	72,8	1117-4	-	-	56 200	3147,2
Рений (21,0)	185	2,156	3500	234,5	52∓1	1160*	77,72*	104,0	6,968
Тулий (9,35)	169	3,92	16 500	561,0	-	-	-	127,0	4,318
Гольмий (8,76)	165	12,8 3,92	2600 5000	83,2 160,0	-	_	-	65,0	2,08
Тантал (16,6)	181	4,28 10,34	13 000 3000	715,0 165,0	$56\mp 6 \\ 61\mp 6$	1100	61,05	210,0	11,55
Зо.тото (19,32)	197	4,906	30 600	1836,0	124∓3	1558*	93,48*	98,8	5,92
Серебро (10,5)	107 109	16,5 5,20	640 12 500	37,76 737,5	140∓8 140∓3	74 <b>*</b> 1910	4,366* 112,69	31,0 87,0	1,82 5,13
Цезнй (1,903)	133	5,90	2600	21,84	115∓20	503	4,225	28,0	0,23
Уран (19,05)	238	6,8 21,0 36,8	3700 2250 2850	177,6 108,0 136,8	$25\mp 2$ $25\mp 4$ $26\mp 4$	286	13,728	2,75	0,13
Кобальт (8,84)	59	132,0	7000	616,6	670∓150	48,0	4,224	38,0	3,344
Марганец (7,3)	55	337	2000	160	_	14,0	1,12	13,2	1,056

Примечание. Звездочкой обозначены данные для резонансного интеграла активации. Кобальт-59 и марганец-55 в отличие от всех остальных элементов имеют резонансные сечения рассеяния, а не поглощения.

более широкой области резонанса индия и к увеличению вклада побочных резонансов.

Недостатком разностного метода измерений является то, что разностная величина составляет малую часть от полной скорости счета. В результате статистическая точность измерения разности невелика. Так, например, если разрешающее время нейтронной установки принять равным 10 *мксек*, то регистрация 10<sup>5</sup> отсчетов в минуту позволяет вести измерения с точностью до 0,1% в течение 10 *мин* [84]. Мертвое время установки при этом будет составлять 1,7%. Статистическая точность индие-





Рис. 1—39. Спектр надкадмиевых нейтронов и сго изменение за счет действия индиевых поглотителей различной толщины (г/см<sup>2</sup>); 0,02 (1); 0,1 (2).

Рис. 1—49. Спектр резонансных нейтронов, выделенных с помощью индневых поглотител-й различной толщикы (г/см<sup>2</sup>): 0,1 (1); 0.02 (2).

вой разности, полученной с индиевым поглотителем толщиной 0,02 *мгісм*<sup>2</sup>, при измерениях скорости счета в течение 10 *мин* (замер с кадмием и с кадмием и индием) будет в 35 раз хуже статистической точности отдельных измерений, т. е. будет составлять 3,5% при длительности замера 20 *мин* [84].

Для измерений резонансных потоков нейтронов фольгами, имеющими резонансы с энергией выше 1,46 эв, предлагается использовать набор резонансных поглотителей для повышения точности отсчетов при малой разрешающей способности.

Для выделения нейтронов с энергиями, близкими к тепловым, в работе [84] рекомендуется использовать борные разности.

Применение фольг из разонанснопоглощающих элементов в разностной методике позволяет производить измерения с более высокой статистической точностью по сравнению с измерениями по обычной разностной методике (без дополнительных поглотителей).

Возможность выделения резонансных нейтронов из максвелловского или фермиевского спектра можно оценить расчетным путем. Покажем это на примере выделения индиевых нейтронов из надкадмиевых. Спектр надкадмиевых нейтронов в однородной среде, как уже упоминалось, описывается функцией 1/E. С учетом эффективности борного детектора, меняющейся по закону  $1/\sqrt{E}$ , скорость счета с энергией будет меняться по закону $1/E^{3/2}$ . Поэтому эффект деформации нейтронного спектра за счет выделения индиевого поглотителя может быть представлен функцией вида

$$f = \frac{1}{E^{3/2}} e^{-\Sigma_{\text{In}}(E) \cdot x} . \tag{I-85}$$

Величина F, определяемая соотношением

$$F = \frac{1}{E^{3/2}} - \frac{1}{E^{3/2}} e^{-\Sigma_{\ln}(E) x} = \frac{1}{E^{3/2}} \left(1 - e^{-\Sigma_{\ln}(E) x}\right), \qquad (I-86)$$

соответствует интенсивности резонансных нейтронов, выделенных с помощью индиевых поглотителей толщиной *x*. Возможно, при этих расчетах перед *x* нужно ставить некоторый коэффициент для учета диффузности падающего потока. Для кадмиевых фильтров такой коэффициент, повторяем, равен двум. Для резонансных и борных фильтров подобные данные отсутствуют \*.

По формуле (I—86) можно вести расчеты и для других резонансных поглотителей при замене  $\Sigma_{In}(E)$  на  $\Sigma_i(E)$ . Результаты расчетов ПО (І—86) для различных толщин резонансных фильтров из эрбия, самария и индия приведены на рис. І—41. В зависимости от толщины фильтра меняется форма выделяемого спектра резонансных нейтронов и соответственно площадь (интегральная скорость счета) под кривой. Так, из кривых, полученных для эрбия, видно, что с его помощью можно выделять спектр резонансных нейтронов в диапазоне энергий примерно от 0,5 до 0,7 эв. Причем оптимальной толщиной, исходя из качественного рассмотрения полученных результатов, для него следует считать величных, равную 0,4 мм, так как при толщине 0,46 мм начинают регистрироваться нейтроны в области энергий от 0,7 до 1,8 эв. Оптимальной толщиной фольги самария следует считать величину, равную 0,12 мм. При такой толщине фольги можно определять поток нейтронов в области энергий примерно от 0,85 до 0,95 эв. Увеличение толщины фольги самария ведет к размыванию спектра нейтронов в сторону низких энергий самария ведет 0,2 эв (см. рис. I-41, б). Оптимальная толщина фольги индия 0,035 мм. При такой толщине можно выделять нейтроны с энергией в области от



Рис. 1—41. Вычисленные спектры резонансных нейтронов эрбия (а) толщиной 0,4 (1) и 0,46 мм (2), самария (б) толщиной 0,12 (1) и 0,36 мм (2) и индия (в) толщиной 0,014 (1); 0,035 (2); 0,07 (3) и 0,14 мм (4)

1,35 до 1,55 эв. Увеличение толщины фильтра ведет к размыванию спектра, особенно в область малых энергий нейтронов. Уменьшение толщины фильтра индия ведет к увеличению разрешающей способности спектрометра, с одной стороны, и к уменьшению площади под кривой, т. е. к уменьшению скорости счета и увеличению погрешности ее определения.

<sup>\*</sup> Некоторые вопросы, связанные с этой задачей, рассматриваются в работах [89, 91, 92].



Рис. 1—42. Спектр нейтронов, зарегистрированных борным детектором, пропущенных через фольгу кадмия (кривая 1) толщиной 0,76 мм, а также сложные фильтры из кадмия толщиной 0,76 мм, эрбия толщиной 1,37 мм, самария толщиной 1,44 мм (кривая 2) и кадмия, эрбия, самария и индия (кривая 3) тех же толщин. Кривая 4 соответствует разности кривых 2 и 3

Таким образом, при измерении спектра резонансных нейтронов целесообразно выбирать фильтры оптимальной толщины. Наибольшая площадь получается при измерении с эрбиевой фольгой (см. рис. I— 41). Площадь под кривой 1 (см. рис. І—41, а) составляет 17,9% от величины площади под кривой 1, рис. I—36. Площади же под кривыми самария (1) и индия (2) невелики и равны соответственно 4,5 и 5,8%. Для повышения относительной величины этих значений в обоих замерах, как уже отмечадетектор лось, необходимо экранировать дополнительно

фильтрами, поглощающими нейтроны слева и справа от резонанса измеряемых энергий нейтронов. Для подтверждения этого предположения проведены специальные расчеты с целью выделения резонансных нейтронов индия, результаты этих исследований показаны на рис. I—42. Дополнительное экранирование кадмием, эрбием и самарием при первом замере (кривая 3), а при втором — еще дополнительно и индием (кривая 2) позволяет по разности отсчетов выделять спектр резонансных индиевых нейтронов (кривая 4), относительная площадь которого возрастает до 25%. Дополнительные фильтры способствуют повышению точности определения спектра по разностным отсчетам.

Спектр, приведенный на рис. І—41, является, по существу, аппаратурным. Он искажен за счет детектора, эффективность которого в зависимости от энергии меняется по закону  $1/\sqrt{E}$ . Следовательно, если кривые спектра умножить на величину  $\sqrt{E}$ , получим истинный спектр нейтронов для данной среды. Для резонансных нейтронов эрбия, самария и индия истинный и аппаратурный спектры для оптимальных

толщин фильтров показаны на рис. І—43. Соединяя вершины истинных кривых спектра, получим его приближенный вид для всего рассмотренного диапазона энергий, в нашем случае от 0,5 до 1,5 эв. При измерении спектра нейтронов с помощью реальной аппаратуры мы будем получать не кривые, показанные на рис. I-41 н I-43, а величины скоростей счета, отвечающие резонансным энергиям используемого фильтра. Тем не менее замеры, полученные с различными фильтрами, будут характеризовать спектр нейтронов в исследуемой области энергий.

В ядерно-физических исследованиях для измерения спектров



Рис. 1—43. Аппаратурные (сплошные кривые) и истинные (пунктир) кривые спекгров резонансных нейтронов эрбия (а) толщиной 0,4 мм, самария (б) толщиной 0,12 мм и индия (в) толщиной 0,035 мм.

нейтронов в ядерных реакторах, помимо резонансных поглотителей, широкое применение находят также резонансные рассеиватели [1, 35]. Спектр измеряется активацией самих резонансных рассзивателей по методике вычитания, т. е. первый замер производится без экрана из резонансного рассеивателя, а второй — с таким экраном (сделан он из того же материала, что и детектор).

Вышеприведенные расчеты могут использоваться и для оценки спектра нейтронов в области резонанса, выделяемых с помощью фильтров, устанавливаемых на выходе из замедлителя (см. § 2 гл. 1).

#### 4. Регистрация резонансных нейтронов в процессе облучения детекторов

----

100

Принцип детектирования резонансных нейтронов может применяться лишь в процессе точечных замеров. В геофизических исследованиях часто возникает необходимость измерения спектра резонансных нейтронов в процессе облучения детектора, например при автомобильной съемке и каротаже скважин. На практике это можно осуществить с помощью устройства, состоящего из двух детекторов нейтронов с фильтрами из кадмия и резонансных материалов. Так, если один сцинтилляционный счетчик с борным люминофором окружить слоем кадмия, а другой слоем резонансного фильтра и кадмия, получим устройство, способное измерять потоки нейтронов в области резонансных энергий используемого фильтра. При окружении детекторов слоями кадмия необходимо добиваться того, чтобы при работе обоих детекторов по компенсационной схеме на ее выходе получался нулевой замер. Тогда, размещая вокруг одного из детекторов дополнительно резонансный фильтр, получим систему, чувствительную к резонансным нейтронам, характерным для используемого фильтра. Помимо этого, детектирование резонансных нейтронов можно вести с помощью гамма-детекторов, обернутых фольгой из резонансных материалов, вступающих в реакцию (n,  $\gamma$ ) [104]. Чтобы фольга не захватывала тепловые нейтроны, ее окружают кадмнем.

Рассматриваемая методика измерения локальных потоков нейтронов может найти применение при определении эффективных энергий нейтронов (см. § 4 гл. 1) и соответственно при определении содержания в породах элементов с высокими резонансными сечениями.

#### § 3. ДЕТЕКТОРЫ ГАММА-ЛУЧЕЙ

Детектированию гамма-лучей посвящена обширная литература [17, 32, 42, 59, 67, 79 и др.], поэтому остановимся на этом вопросе коротко.

Ионизационные камеры для детектирования гамма-лучей в ядерной геофизике не применяются. Для детектирования мягкого гамма-излучения с энергией от 5 до 60 кэв в последнее время стали использовать пропорциональные счетчики типа СРМ-1 [33] и СИ-6-Р с различными газонаполнителями: аргоном, ксеноном или криптоном. Основная область их применения — рентгено-радиометрический и селективный гамма-гаммаметоды. Поэтому на работе пропорциональных гамма-счетчиков останавливаться также не будем.

Наибольшее применение в нейтронных гамма-методах находят газоразрядные и сцинтилляционные счетчики. Рассмотрим их устройство и принцип действия.

1аблица 1—28

Основные параметры газоразрядных счетчиков

Contraction of the second	Contraction, and an other of the contraction of the second s		The second s	Contraction of the local division of the local division of the		statute and a statute of the statute of the statute of the	His and property lands and the second state and the second state and	
Тип и серия счетчика	Рабочий днапязон температур, *С	Диаметр, мм	Цлина рабо- чей поверх- пости, мм	Рабочес нап- ряжение, в	Прогижен- ность плато, в	Наибольший наклон сла- то на 100 в, %	Срок службы, <i>имп</i>	На какие дозы излучения рассчитан, <i>p/r</i>
	1		Г	амма-счет	чики			
СН-3БГ СИ-10БГ СИ-11БГ СИ-5Г СИ-6Г СИ-7Г СИ-8Г СИ-13Г СИ-13Г СИ-20Г СИ-20Г СИ-20Г СИ-20Г СИ-21Г СГС-6 СГС-8 ВС-4 ВС-4 ВС-9 ВС-9 С-9Т	$\begin{array}{c} (-40) \div (50) \\ (-50) - (80) \\ (-50) - (80) \\ (-40) \div (50) \\$	$     \begin{array}{r}       8 \\       17 \\       17 \\       63 \\       33 \\       16 \\       33 \\       9 \\       11 \\       19 \\       19 \\       8 \\       21 \\       ,5 \\       31 \\       31 \\       31 \\       31 \\       31   \end{array} $	60* 75* 75 550 550 150 285 66* 90* 175* 260* 90* 43* 175* 180* 360* 360*	$\begin{array}{c} 390\\ 390\\ 390\\ 1300\\ 1300\\ 1300\\ 1300\\ 410\\ 410\\ 410\\ 410\\ 390\\ 390\\ 820-900\\ 870-950\\ 870-950\\ 870-950\\ 870-950\\ 820-900\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 80 \\$	$\begin{array}{c} 25 \\$	100 час 200 час 200 час 3 · 10 <sup>8</sup> 3 · 10 <sup>8</sup> 5 · 10 <sup>7</sup> 3 · 10 <sup>10</sup> 1 · 10 <sup>10</sup> 2 · 10 <sup>8</sup> 2 · 10 <sup>8</sup> 2 · 10 <sup>8</sup> 2 · 10 <sup>8</sup> 2 · 10 <sup>8</sup>	300 1,5 50 Пебольшие " " 10 
	1 		Цилиндри	ческие бе	ета-сче	тчики		
СТС-5 СТС-6 СБМ-10	$(-40) \div (50)$ $(-40) \div (50)$ $(-50) \div (60)$	$     \begin{array}{c}       12 \\       22 \\       6     \end{array} $	110* 197* 25*	390 390 400	80 80 190	12,5 12,5 15	${1\cdot 10^9 \over 1\cdot 10^9 \over 1\cdot 10^{10}}$	$\begin{array}{c} 0,2(\beta,\gamma) \\ 1(\beta,\gamma) \\ (\beta,\gamma) \end{array}$
СБТ-10 СБТ-11 СБТ-13	$(-40) \div (50)$ $(-40) \div (50)$ $(-40) \div (50)$	$(31 \times (23,5 \times 42))$	Торцо 88×67) 55,5×29) 46,5*	вые бета 390 390 380	- счетчн 80 80 70	к H   30   50   15	$\frac{1 \cdot 1()^{10}}{1 \cdot 1()^{10}}$ $\frac{1 \cdot 1()^{10}}{1 \cdot 1()^{10}}$	0,16 Μэι (β) 0,16 Μэι (β) 0,16 Μэв (β, γ

0,16 Mag (3, 7, 0, 16 Mag (3, 7, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 10, 10		10 35 50
$\begin{array}{c} 1.10^{10} \\ 1.10^{10} \\ 5.10^{7} \\ 5.10^{7} \end{array}$		1060 час 200 час 1000 час
$^{12,5}_{2,5}$	ИКИ	10 15
150 150 88 88 88 88 88 88 88 88 88 88 88 88 88	1-СЧ СТЧ	$150 \\ 60 \\ 200$
380 390 390 390 1350—1650 1250—1550	выс альфа	900 450 €00
80. 80. 80. 80. 80. 80. 80. 80. 80. 80.	Τορμο	$38 \times 50)$ 46,5 63
13,3 42 38 38 70 70		$\left  \begin{smallmatrix} 42\\13,3 \end{smallmatrix} \right $
$\begin{array}{c} (-40) \div (50) \\ (-40) \div (50) \\ (-40) \div (50) \\ (-40) \div (50) \\ (-20) \div (40) \\ (-40) \div (60) \end{array}$		$\begin{array}{c} (-50) \div (50) \\ (-40) \div (50) \\ (-50) \div (70) \end{array}$
CET-14 CET-15 CET-15 CET-16 CH-35 CH-55		CAT-9 CAT-10 CAT-11

#### 1. Газоразрядные счетчики

Газоразрядные счетчики Гейгера-Мюллера, как уже отмечалось, работают в области самостоятельного газового разряда при U<sub>r</sub> < U < U<sub>неп</sub> (см. рис. I-28). Напряжение здесь возрастает настолько, ЧТО каждая попавшая в счетчик ионизирующая частица независимо от первоначальной ионизации газа заставляет его срабатывать. Импульсы тока, возникающие при этом, регистрируются при помощи простых измерительных схем. По форме эти счетчики представляют собой цилиндрический стеклянный баллон, толщина стенок которого около 1 мм. Анодом в таких счетчиках служит тонкая вольфрамовая нить, расположенная в центре баллона, а катодом — металлическое покрытие, нанесенное на внутреннюю поверхность цилиндрических стенок баллона, или металлический цилиндр, укрепленный на пружинах внутри счетчика.

Под действием гамма-излучения из катода счетчика за счет какого-либо из трех рассмотренных выше процессов (фотоэффекта, комптон-эффекта или эффекта образования пар) выбиваются электроны и осуществляется регистрация гамма-квантов. Основные параметры гамма-счетчиков, выпускаемых в СССР, а также цилиндрических и торцовых бета- и альфа-счетчиков, которые иногда применяются в нейтронных методах (например, для измерения наведенной бета-активности фольг-активаторов и т. д.), приведены в табл. I—28.

Эффективность газоразрядных гаммасчетчиков к излучению различной энергии колеблется от 0,1 до 1,50% [56, 75]. У бетасчетчиков эффективность может достигать 12% [75] и выше.

Более расширенный перечень счетчиков по сравнению с приведенным в табл. I—28 можно найти в каталоге [30].

#### 2. Сцинтилляционные счетчики

В нейтронных гамма-методах сцинтилляционные счетчики пременяются для регистрации и спектрометрии гамма-излучения. Счетчики с высокой разрешающей способностью (7—13%) используются в качестве спектрометрических, а с низкой (выше 13%) — в качестве счетных. Для

длина счетчика

Полная

#### Таблица I—29

Основные сведения о некоторых сцинтилляторах

			Размер	ы, <i>MM</i>	Chennes and			
Сцинтиллятор	Плотность, $Z_{\Im \varphi}$		диаметр	высота	на волны вы- спечивания, Л	Время высве- чивания, х.10 <sup>-6</sup> сек	Примечения	
	Н	еорганиче	еские сцп	ПТИЛЛЯТО	ры			
NaJ (Tl) KJ (Tl) CsJ (Tl)	3,67 3,13 4,50	49,7 48,0 54,0	18—200 30—40 10—80	$ \begin{array}{c} 10-100\\ .2-20\\ 0,1-80 \end{array} $	4100 4100 до 5000	$ \begin{array}{c} 0,25 \\ 1,0 \\ 10 \end{array} $	Гигроскопичен Негигроскопичен	
	Твери	цые орган	пические	сцинтилл	яторы			
Антрацен	1,25	5,78	20-40	5-30	4450	0,03	Медленно разлагается	
Нафталин Стильбен <i>n</i> -терфенил Толан	1,15 1,16 1,23 1,18	5,76 5,74 5,76 5,8	$ \begin{array}{c c} 30-100 \\ 14-70 \\ 30-100 \end{array} $	10—40 10—50 10—50	$3450 \\ 4100 \\ 4150 \\ 3900$	$0,09 \\ 0,004-0,008 \\ 0,0045 \\ 0,003-0,005$	на свету Хорошие кристаллы » » » » » »	
	Тв	і ердые орг	і анически (	і е пластма	ссы		I	
n — терфенил и РОРОР в полистироле		~6	8-500	7-300	4250	0,003		
и РОРОР в полистироле		~6	35	25	79	77	Для измерения альфа-	
нил-оксазола и РОРОРа и — терфеция и РОРОР в поливе-		~6	150×210	2-4	-4200	0,002	и остачизлучения	
инлтолуоле	1		-10	40	1	0,001		
	1	Органи	ческие жи	идкости	2 ·			
n-терфенил в ксилоле 2,5-днфенил — оксазол (РРО) в кси- лоле РОРОР в толуоле		5,8 5,8 5,8	лю	бые "	4000 3800 4400	0,002 0,002 0,002		

измерения мягкого гамма-излучения (50—500 кэв) применяют люминофоры малых размеров (диаметром и высотой 20—40 мм), для измерения жесткого излучения (2—10 Мэв) — больших размеров (диаметром и высотой 50—100 мм и более).

Некоторые характеристики наиболее часто применяющихся сцинтилляторов приведены в табл. I—29.

Эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционными счетчиками лежит в пределах 20% для жесткого излучения и 80% — для мягкого излучения.

При интенсиметрических измерениях гамма-излучения сочетание люминофора с фотоумножителем, как и при регистрации нейтронов (см. п. 3, § 1, гл. 3), позволяет получать плато счетной характеристики [94, 95, 99]. В [94], в частности, показано, что из выпускаемых отечественной промышленностью люминофоров при работе счетчиков в режиме плато наилучшими являются монокристаллы йодистого натрия, активированного таллием. Так, при использовании фотоумножителя типа ФЭУ-35 и кристалла йодистого натрия диаметром 30 *мм* и высотой 20 *мм* плато счетной характеристики наблюдается в диапазоне примерно от 750 до 1150 в с наклоном 2,5  $\div$  2,8% на 100 в, а для аналогичного кристалла высотой 90 *мм* — в диапазоне примерно 800—1050 в с наклоном 3,3% на 100 в. Для кристаллов диаметром 40 *мм* и высотой 40 и 80 *мм* наклон плато менялся от 2,8—3,3 до 4,0% соответственно.

При работе с ФЭУ-35 и кристаллами йодистого цезия, активированного таллием, плато счетной характеристики наблюдалось лишь для кристаллов диаметром 20 мм и высотой 10 и 20 мм. Протяженность плато в первом случае составляла примерно 200 в (800-1000 в) с наклоном 5% на 100 в, а во втором — 150 в (900-1050 в) с наклоном 6,5% на 100 в. Для аналогичного кристалла диаметром 40 мм и высотой 20 мм наклон плато ухудшается до 10% и наблюдается только в пределах 100 в, т. е. практически отсутствует.

Аналогичная картина происходит у органических люминофоров. Так, для стильбена, толлана и антрацена диаметром 30 *мм* и высотой 20 *мм* протяженность плато наблюдается в пределах 150 *в* с наклоном 6,7% на 100 *в*; для нафталина таких же размеров плато сужается до 100 *в* с наклоном 10% и т. д.

Регистрация альфа- и бета-излучения ведется тонкими сцинтилляторами толщиной соответственно  $(1 \div 5) \cdot 10^{-2}$  и  $(0,5 \div 2)$  мм. Выбор таких толщин обеспечивает возможность регистрации альфа-частиц на фоне бета-частиц и гамма-квантов, а бета-частиц — на фоне гаммаквантов.

Более подробно о сцинтилляционных счетчиках можно узнать в специальной литературе [17, 32, 67 и др.].

#### 3. Фотоэлектронные умножители (ФЭУ)

Это электронные приборы, предназначенные для преобразования световых вспышек, возникающих в люминофорах, в импульсы тока. Спектральная чувствительность их должна быть согласована со спектром светового выхода сцинтиллятора. К настоящему времени выпускаются различные ФЭУ, чувствительные к вспышкам в широком диапазоне длин волн. По своему назначению ФЭУ подразделяются на три основные вида: счетные, спектрометрические и временные. Счетные ФЭУ применяются в интенсиметрических приборах (радиометрах и дозиметрах) для измерения суммарных потоков излучения. Спектрометрические ФЭУ применяются для измерения энергетического распределения излучения, а временные — для измерения ядерных излучений во времени.

Основные технические характеристики ФЭУ, выпускаемых отечественной промышленностью, приведены в приложении 9. Как видно, спектрометрические фотоумножители имеют амплитудное разрешение 10—13% (отношение ширины импульса на полувысоте к его высоте). Однако для отдельных ФЭУ эта величина, как указывалось, может достигать 7—9%.

При эксплуатации фотоэлектронных умножителей в интенсимметрическом режиме в системе плато счетной характеристики для увеличения протяженности плато рекомендуется работать с меньшим числом динодов умножительной системы при сохранении величины питающего наиряжения [95]. Для получения протяженных плато некоторые низковольтные фотоумножители (с рабочим напряжением 700—800 в) перед началом работ рекомендуется специально тренировать путем подачи напряжения в пределах 2000—2500 в между фотокатодом и пятым динодом в течение 3—5 мин. Вообще же в связи с тем, что ФЭУ входят в режим не сразу, а постепенно, их необходимо включать до начала работы за 30—60 мин [17].

Более подробные сведения о ФЭУ даны в работах [17, 32, 33, 54, 67].

#### 4. Кристаллические и полупроводниковые счетчики

По принципу работы кристаллические и полупроводниковые счетчики сходны с ионизационными камерами, но пространство между электродами в них заполнено не газом, а твердым веществом: диэлектриком или полупроводником. Ионизация этих веществ под действием нонизирующих излучений приводит к появлению во внешней цепи счетчика импульсов тока, по регистрации которых и судят о воздействующем излучении.

Кристаллические счетчики по принципу работы можно также сравнить с фотосопротивлениями. В фотосопротивлениях, как известно, под действием квантов света вырываются фотоэлектроны и благодаря приложенной разности потенциалов возникает ток. В кристаллических счетчиках под действием ионизирующих излучений возникают вторичные электроны и ток. Фронт импульса в них нарастает за время  $10^{-6}$ —  $10^{-7}$  сек. Для детектирования заряженных частиц и гамма-квантов используют сернистый кадмий, хлористое серебро и др.; для детектирования нейтронов — смешанные кристаллы из бромистого лития и борного серебра.

Небольшие примеси в этих кристаллах или дефекты кристаллической решетки приводят к изменению параметров счетчика вплоть до прекращения его работы. Это основной недостаток кристаллических счетчиков, из-за которого они не получили должного развития.

Полупроводниковые счетчики по принципу работы напоминают плоскостные фотодиоды, выполненные из высокоомных монокристаллов кремния или германия. Благодаря некоторым добавкам одна половина таких кристаллов приобретает электронную проводимость — *n* (избыток электронов), а другая — дырочную проводимость — *p* (недостаток электронов). На стыке этих половин образуется запорный слой, через который ток может проходить лишь в одном направлении.

Под действием заряженных частиц в кристаллах образуются пары электрон — дырка, являющиеся носителями зарядов. Под действием приложенной разности потенциалов эти носители перемещаются к соответствующим электродам и во внешней цепи счетчика возникает ток. Полупроводниковые счетчики с каждым годом находят все большие области применения и выпускаются отечественной промышленностью.

По сравнению с другими рассмотренными детекторами эти счетчики имеют ряд преимуществ: малые размеры, высокую разрешающую способность, пропорциональность между энергией частиц и амплитудой импульса, сравнительно высокую эффективность к гамма-лучам и высокие скорости счета (до 10<sup>6</sup> *umn/cek*).

Так, например, разрешающая способность кремниевых полупроводниковых счетчиков может достигать 1—1,5% при регистрации гаммаквантов с энергией  $0,6 \div 1,0$  *Мэв* [67]. Для германиевых детекторов разрешающая способность возрастает еще более — до 0,2-0,5%. Так, в случае регистрации гамма-квантов с энергией 122 и 1333 кэв разрешающая способность меняется от 2,5 до 0,45% соответственно. Эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 661 и 1333 кэв меняется от 0,7 до 0,2%. При низких температурах (77° K) получена разрешающая способность величиной 0,16 и 0,13% для гамма-квантов с энергией 5,269 и 7,285 *Мэв* соответственно. Эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 2,614 и 7,639 *Мэв* оказалась равной соответственно 0,3 и 0,2% и т. д.

Интересующихся более подробно полупроводниковыми детекторами отсылаем к работе [29].

#### § 4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ С ОДНОКРИСТАЛЬНЫМИ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРАМИ

Однокристальные гамма-спектрометры в нейтронных гамма-методах находят наибольшее применение, поэтому ниже рассмотрим некоторые методические вопросы измерения спектра с этими приборами.

Из экспоненциального закона ослабления гамма-излучения в веществе следует, что доля провзаимодействовавших с люминофором гаммаквантов будет находиться из соотношения

$$1 - e^{-\tau x} = \varepsilon, \qquad (I-87)$$

где величина  $e^{-\tau x}$  определяет долю излучения, прошедшего через люминофор толщиной x;  $\tau$  — коэффициент ослабления излучения в люминофоре;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации вторичных электронов люминофором, которая фактически соответствует эффективности регистрации гамма-квантов. Рассчитанные по формуле (I—87) значения эффективности кристаллов йодистого натрия и йодистого цезия, гктивированных таллием, см. в работе [14].

Соотношение справедливо для плоскопараллельного пучка, падающего перпендикулярно к торцу люминофора. В ряде практических задач гамма-кванты падают на люминофор под различными углами, поэтому расчет эффективности люминофора для общего случая является довольно сложной математической задачей [67].

Для градуировки гамма-спектрометров могут применяться различные гамма-излучатели [26, 40].

#### 1. Спектр гамма-излучения с энергией ниже 1 Мэв

Наиболее простой задачей считается регистрация спектра гаммаквантов с энергией ниже 1 Мэв. Для этих энергий гамма-квантов основными процессами взаимодействия излучения с веществом является фотоэффект и комптон-эффект. При фотоэффекте энергия гамма-кванта полностью передается электрону. Поэтому в спектре первичное гаммаизлучение с энергией ниже 1 *Мэв* четко выделяется фотопиком. Однако из-за комптон-эффекта левая часть измеряемого спектра осложняется появлением комптоновских электронов. Энергия этих электронов, как известно, определяется следующим соотношением [22]:

$$E_{e} = \frac{2E_{\gamma}^{2}}{(0,51+2E_{\gamma})+1,965\,(0,51+E_{\gamma})^{2}\,\mathrm{tg}^{2}\varphi},\qquad(\mathrm{I}-88)$$

где  $E_{\gamma}$  — энергия налетающего гамма-кванта;  $\varphi$  — угол между первоначальным направлением гамма-кванта и электроном отдачи. Рассчитанные энергии комптоновских электронов можно найти в работе [14].

Для  $\phi = 0$  и 180° это выражение приобретает более простой вид:

$$E_e = \frac{2E_{\gamma}^2}{0.51 + 2E_{\gamma}} \cdot$$
 (I-89)

Распределение комптоновских электронов левее максимума фотопика создает еще один максимум (рис. I—44 [17]). Цифрой 1 ноказан фотопик, цифрой 2 — пик обратного рассеяния комптоновских электронов, цифрой 3 — пик обратного рассеяния гамма-лучей от окна ФЭУ, контейнера сцинтиллятора и других частей прибора, расположенных около сцинтиллятора [17].

Энергия рассеянных гамма-квантов, как известно, определяется из соотношения

$$E_{\rm pac} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 1,965 \, E_{\gamma} \, (1 - \cos \Theta)}, \qquad (I - 90)$$

где  $\Theta$  — угол между направлением падающего и рассеянного гаммаквантов. Рассчитанные значения энергии рассеянных гамма-квантов по этой формуле можно найти в работе [14].

Для обратно рассеянных гамма-квантов это выражение приобретает вид

$$E_{\rm pac} = \frac{E_{\rm Y}}{1+3,93\,E_{\rm Y}}.$$
 (I-91)

При  $\Theta = 90^{\circ}$  выражение (I--90) запишется в виде

$$E_{\rm pac} = \frac{E_{\rm Y}}{1+1,965\,E_{\rm Y}}.\tag{I-92}$$

Если пик обратного рассеяния электронов практически точно определяется соотношением (I—89), то пик обратного рассеяния гамма-лучей — соотношениями (I—91) и (I—92). Для гамма-квантов с энергией 300—400 кэв пик обратного рассеяния электронов и пик обратного рассеяния гамма-лучей накладываются друг на друга, и их трудно разделить [17].

Левее пика обратного рассеяния гамма-лучей может наблюдаться также пик рентгеновского характеристического излучения продуктов распада основного изотопа [67]. Кроме того, спектр осложняется также тормозным излучением электронов в сцинтилляторе.

При окружении сцинтиллятора свинцом, например в процессе коллимирования, спектр регистрируемого излучения осложняется появлением характеристического рентгеновского излучения свинца с энергией около 80 *кэв*. Для подавления этого излучения поверхность коллиматора рекомендуется покрывать сложными поглотителями со средними атомными номерами (танталом, оловом и медью).

Все изложенное справедливо в отношении регистрации моноэнергетического излучения. При этом, если излучение идет к детектору из породы, спектр осложняется появлением рассеянных в породе гамма-квантов. В результате левее фотопика первичного излучения появляется сплошной спектр рассеянных гамма-квантов, вынем делить на отдельные упомянутые пики становится практически невозможным.

Сцинтилляционные гамма-спектрометры, как отмечалось, применяются главным образом при регистрации гамма-квантов с энерги-



Рис. 1—44. Аппаратурный спектр регистрации моноэнергетического излучения ниобия-95.

 фотопик первичных гамма-квантов с энергией 765 кэа;
 пик обратного рассяния электронов с энергией
 кэа; 3 — фотопик обратно рассеянных гамма-квантов с энергией около 200 кэа.

ей не ниже 50 *кэв*. Наличие темнового тока фотоумножителя практически не позволяет разрешать гамма-кванты низкой энергии. Поэтому для измерения спектра низкоэнергетических гамма-квантов с энергией ниже 50 *кэв* применяются пропорциональные гамма-счетчики.

#### 2. Спектр гамма-излучения с энергией выше 1 Мэв

При взаимодействии гамма-квантов с энергией 1,02 *Мэв* и выше с веществом начинает проявляться эффект образования пар. Наряду с ним существенную роль во взаимодействии гамма-излучения с веществом играет комптон-эффект. Фотоэффект в этой области энергий становится малозаметным.

В связи с тем, что энергил покоя электрона и позитрона в сумме равна 1,02 *Мэв*, при образовании этих частиц они уносят энергию, определяемую разностью:  $(E_{\tau} - 1, 02)$  *Мэв*, где  $E_{\tau}$  — энергия налетающего гамма-кванта, порождающего пару. Энергия, отвечающая этой разности, отмечается на кривой спектра соответствующим сиком. Кроме того, позитрон, возникающий при образовании пар, аннигилирует с электроном в люминофоре. Этот процесс приводит к образованию в кристалле двух гамма-квантов с энергией по 0,51 *Мэв* каждый. Оба эти гамма-кванта либо один из них могут выйти из люминофора. Таким образом, в распределении импульсов могут возникнуть соответственно три пика с энергиями  $E_{\tau}$ ,  $E_{\tau}$  — 0,51 и  $E_{\tau}$  — 1,02.

С увеличением размеров люминофора относительная величина пиков  $E_{\gamma}$  и  $E_{\gamma} - 0,51$  возрастает по сравнению с пиком, равным  $E_{\gamma} - 1,02$ . Однако разрешить эти спектры трудно в основном из-за того, что аннигиляционные гамма-кванты испытывают не только фотопоглощение, но и комптон-эффект. К размазыванию спектра приводит появление комптоновских электронов, обусловленных первичными гамма-квантами и тормозным излучением. Уход электронов и гамма-квантов тормозного излучения из люминофоров вызывает также уменьшение числа импульсов в пиках  $E_{\gamma}$  и  $E_{\gamma} - 0,51$  и их размытие.

Увеличение энергии гамма-квантов ведет к относительному уменьшению расстояния между рассматриваемыми пиками и размазыванию их. Это приводит к тому, что в спектре высокоэнергетических гамма-квантов выделяется только один фотопик (для моноэнергетического излучения), амплитуды импульсов в низкоэнергетической области распределяются непрерывно.

# 3. Методика измерения энергии гамма-лучей и интенсивности их линий

Энергия гамма-лучей определяется по фотопикам и пикам полного поглощения обоих аннигиляционных гамма-квантов. С этой целью каждый гамма-спектрометр градуируется специальными эталонными источинками, т. е. снимается зависимость амплитуды импульсов от энергии эталонных излучателей.

При определении интенсивности гамма-линий приходится заниматься специальной обработкой спектров. Величины интенсивностей при этом устанавливаются по соотношению площадей под фотопиками. Величину отношения площади под пиком полной энергии первичного излучения  $S(E_{\gamma})$  к площади всего амплитудного распределения  $S_{\Sigma}$  называют фоточастью или фотовкладом  $P(E_{\gamma})$ . Величина площади  $S(E_{\gamma})$  может быть определена из соотношения [17]

$$S(E_{\gamma}) = kN(E_{\gamma}) \Delta E_{\gamma}, \qquad (I-93)$$

где k — постоянная;  $N(E_{\gamma})$  — скорость счета в максимуме пика;  $\Delta E_{\gamma}$  — ширина пика на его полувысоте.

Для моноэнергетического излучения все эти величины определяются довольно просто, в сложном спектре его необходимо предварительно разлагать на отдельные составляющие [17]. Это достигается замерами с эталонными источниками и сравнением полученных результатов со сложным спектром. На практике такая задача решается с привлечением электронно-счетных машин [17]. Интенсивность для малых энергий гаммаквантов определяется из соотношения

$$I(E_{\gamma}) = \frac{S(E_{\gamma})}{\circ_{\phi}(E_{\gamma})} \cdot (I-94)$$

Величина  $\varepsilon_{\phi}(E_{\gamma})$  называется фотоэффективностью и с обычной эффективностью  $\varepsilon$  сцинтилляционного счетчика связана соотношением

$$\varepsilon_{\Phi}\left(E_{\gamma}\right) = \varepsilon P\left(E_{\gamma}\right). \tag{I-95}$$

Другими словами, если величина є — интегральная эффективность, то величина є — дифференциальная.

Величины фотовклада  $P(E_{\tau})$  для широкого плоскопараллельного пучка гамма-квантов и кристаллов йодистого натрия, активированного таллием, различных размеров приведены в табл. І—30. Для кристаллов промежуточных размеров и промежуточных энергий регистрируемого излучения величины фотовклада могут быть получены интерполяцией. Кроме того, величина фотовклада может быть найдена расчетным путем [14]:

$$P(Vab, E_{\gamma}) = A(E_{\gamma}) - B(E_{\gamma})e^{-C(E_{\gamma})V\overline{ab}}, \qquad (I-96)$$

где a и b — соответственно радиус и высота кристалла ( $c_M$ )\*; A, B и C — постоянные (см. рис. I—45).

Значения величин фотовклада, рассчитанные по формуле (I—96) с точностью до 1—2%, согласуются с экспериментальными. Это расхождение может достигать 3—4%, а в ряде случаев и 5—7% [14].

<sup>\*</sup> Расчет оптимальных размеров кристаллов рассматривается в работе [98].

Размеры к	христалла, см	Энергия гамма-лучей, Мэв					
диаметр	высота	0,279	0,662	1,38	2,62	4,45	
2,54	2,54 5,1 10,2 20,4	0,816 0,855 0,869 0,869	0,399 0,481 0,530 0,548	$0,233 \\ 0,286 \\ 0,334 \\ 0,367$	0,147 0,199 0,232 0,258	0,103 0,143 0,172 0,192	
5,1	2,54 5,1 10,2 20,4	$0,845 \\ 0,894 \\ 0,913 \\ 0,915$	0,450 0,576 0,663 0,701	$0,286 \\ 0,385 \\ 0,477 \\ 0,543$	$0,191 \\ 0,282 \\ 0,361 \\ 0,419$	0,139 0,213 0,295 0,335	
10,2	2,54 5,1 10,2 20,4	0,864 0,919 0,943 0,944	0,485 0,631 0,752 0,811	0,335 0,452 0,592 0,694	0,208 0,346 0,474 0,582	$0,184 \\ 0,282 \\ 0,409 \\ 0,519$	
20,4	5,1 20,4	0,927 0,954	0,664 0,878	0,490 0,792	0,383 0,693	0,309 0,630	

Значения величин фотовклада гамма-излучения

Для гамма-квантов высоких энергий интенсивность отдельных линий определяется из соотношения

$$I(E_{\gamma}) = \frac{S'(E_{\gamma})}{\varepsilon(E_{\gamma})} . \qquad (I-97)$$

Здесь  $\varepsilon(E_{\gamma})$  — эффективность, рассчитываемая по формуле (I—87);  $S'(E_{\gamma})$  — полная площадь распределения импульсов в максимуме измеряемой энергии. Обычно эта площадь определяется величинами энергий  $E_{\gamma}$  и  $E_{\gamma}$  — 0,51, а для очень высоких энергий — величиной  $E_{\gamma}$  —1,02 [17]. Этим, собственно, и отличается  $S'(E_{\gamma})$  от  $S(E_{\gamma})$ .

В геофизических исследованиях обычно ограничиваются сопоставлекием получаемых аппаратурных спектров с эталонным для выделения отдельных линий. Между тем следует иметь в виду, что аппаратурный спектр значительно отличается от истинного. Методика обработки аппаратурных спектров и сведение их к истинным подробно излагаются в книге Е. Л. Столяровой [67] и др.

#### § 5. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ С МНОГОКРИСТАЛЬНЫМИ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРАМИ

٤

Спектр гамма-излучения, измеренный с помощью однокристального спектрометра, как было показано, имеет сложную форму линий. Для его упрощения и выделения отдельных линий, например, получаемых в реакции  $(n, \gamma)$ , созданы различные системы многокристальных гамма-спектрометров.

Двухкристальный гамма-спектрометр с вычитанием комптоновского распределения. В нем измеряемый препарат помещается между двумя люминофорами, например кристаллами йодистого натрия и антрацена. Расстояние между пробой и люминофорами выбирается опытным путем таким образом, чтобы вклад от комптоновских электронов в них был одинаков. В связи с тем, что эффективный атомный номер антрацена намного ниже эффективного атомного номера йодистого натрия, в антрацене фотопик практически отсутствует. Поэтому разностный спектр в основном определяется фотопиком йодистого натрия. В силу ризличных свойств применяемых люминофоров полностью устранить влияние комптоновского спектра нельзя [17]. Тем не менее эта методика может быть использована при анализе сложных радиоактивных руд гамма-методом и сложных спектров наведенной активности в активационных методах. В принципе не исключается также применение этих спектрометров для анализа спектров нейтронными гамма-методами в полевой съемке (в автомобильном профилировании и т. д.) и при исследовании разрезов сква-



Рис. 1—45. Зависимость коэффициентов А, В и С от энергии гаммаквантов (величина С приведена в см<sup>-1</sup>).

жин. Этот тип спектрометра рекомендуется для измерения спектра гамма-излучения с энергией в интервале 0,22÷2 Мэв [67].

Двухкристальный комптоновский гаммаспектрометр. Этот тип спектрометра рекомендуется применять для измерения спектра коллимированного гамма-излучения с энергией в диапазоне 0,2—2 *Мэв*. Принцип его работы иллюсгрируется (рис. I—46). Коллимированный пучок гамма-квантов с энергией hv поступает в кристалл-анализатор *А*. В результате комптоновского рассеяния в этом кристалле образуется электрон отдачи и гамма-квант с энергией hv', достигающий кристалла *В* запускающего датчика. Применение схемы совпадений

позволяет осуществлять регистрацию гамма-лучей коллимированного пучка. Фон, обусловленный прочими комптоновскими электронами, при этом убирается. Разрешающая способность регистрации гамма-лучей таким спектрометром примерно в 1,5—2 раза ниже соответствующей величины при регистрации однокристальными гамма-спектрометрами. Эффективность регистрации гамма-квантов с помощью таких спектрометров также низка (0,2—1,0%). Однако для повышения эффективности измерений спектров по этой методике разработаны специальные типы спектрометров со схемой сложения амплигуд импульсов и спектрометров с кольцевыми кристаллами [32,67]. Применение таких спектрометров позволяет поднять эффективность регистрации излучения примерно на порядок.

Рассмотренные спектрометры могут найти применение при анализе проб горных пород по гамма-излучению радиационного захвата.

Спектрометр с защитным сцинтиллятором на антисовпадениях. Этот спектрометр состоит из двух сцинтилляторов — основного, обычно йодистого натрия, вставленного внутрь защитного, изготовленного из пластмассы, сцинтиллирующих жидкостей йодистого патрия.

Рассеянные за счет комптоновского эффекта гамма-кванты регистрируются как в основном, так и в защитном сцинтилляторе и исключаются по схемам антисовпадений. С помощью





таких спектрометров удается фон комптоновского распределения понизить до 35% [17]. Подобного рода спектрометры могут быть созданы и для измерения коллимированных пучков излучения [17] и, следовательно, могут использоваться при анализе проб по измерению гамма-излучения радиационного захвата нейтронов.

Спектрометр аннигилляционных пар (парный спектрометр). Применяется для регистрации жесткого гамма-излучения с энергией от 2 до 10 Мэв. Принцип его работы иллюстрируется рис. І—47. Коллимированный пучок гамма-квантов с энергией *hv* падает на центральный кристалл, отделенный от боковых кристаллов светонепроницаемой защитой (черной бумагой). Центральный кристалл по размерам выбирают таким, чтобы в нем поглощались электроны и позитроны, а образующиеся аннигилляционные гамма-кванты достигали боковых кристаллов, вызывая в них сцинтилляции [17, 67]. Все три кристалла включаются в тройную

схему совпадений. В работе [67] показано, что разрешающая способность таких спектрометров к гамма-квантам с энергией 2 и 10 *Мэв* может достигать соответственно 7 и 4%, а эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 2 M 3 = 1%, 10 *Мэв* — 6%.

В нейтронных гамма-методах такие спектрометры могут найти применение для анализа проб по гамма-излучению радиационного захвата. В настоящее время ведутся исследования по разработке скважинных гамма-спектрометров такого типа.



Рис. I—47. Принципиальная схема гамма-спектрометра аннигилляционных пар.

Практические вопросы спектрометрии гамма-лучей различных излучателей рассматриваются в работе [86].

#### § 6. ОДНОВРЕМЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ПОТОКОВ ГАММА-ЛУЧЕЙ И НЕЙТРОНОВ ОДНИМ ДЕТЕКТОРОМ

При решении некоторых задач возникает необходимость одновременной регистрации в одних и тех же точках пространства потоков гамма-лучей и нейтронов в смешанных полях. Такую регистрацию можно осуществить обычными газоразрядными гамма-счетчиками, обернутыми кадмиевой фольгой толщиной около 1 *мм*, которая практически не ослабляет интенсивности гамма-излучения, падающего на детектор. Однако она быстро захватывает тепловые нейтроны, в результате чего появляется гамма-излучение радиационного захвата с энергией 0,56 (70%); 0,66 (20%); 0,73 (10%) и 0,82 (8%) *Мэв* и других менее интенсивных линий. Таким образом, газоразрядный счетчик, окруженный кадмием, чувствителен и к гамма-лучам и к пейтронам. Одновременно регистрировать потоки гамма-лучей и нейтронов можно сцинтилляционными счетчиками, также обернутыми кадмием.

Однако на практике часто возникает необходимость в регистрации не суммарного потока гамма-лучей и нейтронов, а каждого потока в отдельности. Такая задача также может решаться одними и теми же детекторами, например сцинтилляционными счетчиками с кристаллом йодистого натрия и борной экранировкой [101]. Достаточно, чтобы толщина слоя бора для экранирования кристалла была около 2 мм. Такой слой практически не ослабляет гамма-излучения, попадающего на кристалл. С другой стороны, бор интенсивно захватывает медленные нейтроны. При этом, как известно, захват нейтронов в реакции (n, α) сопровождается вылетом гамма-квантов с энергией 479 кэв. Таким обрамногоканальные гамма-спектрометры и измеряя применяя 30M. излучение с энергией 479 кэв и другие интересующие нас линии гаммаквантов от внешних источников, можно одновременно порознь регистрировать потоки нейтронов и гамма-лучей в смешанных полях (в случае, «если регистрируемое излучение не имеет линий с энергией 479 *кэв*).

Помимо этого, одновременная раздельная регистрация потоков нейтронов и гамма-лучей в смешанных полях может вестись кристаллами йодистого лития [78]. Нейтроны и гамма-лучи в этих кристаллах создают вспышки сцинтилляций различной амплитуды, которые могут разделяться с помощью специальных электронных схем.

#### ГЛАВА 4

#### ОСНОВЫ ДОЗИМЕТРИИ И ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

Нейтронное излучение всегда сопровождается гамма-излучением. Поэтому в процессе работы с нейтронными излучателями при дозиметрических исследованиях, помимо измерения доз, создаваемых нейтронами, приходится оценивать дозы, создаваемые гамма-лучами нейтронного препарата и гамма-лучами вторичного происхождения.

При взаимодействии с тканью гамма-излучение передает свою энергию в основном электронам, под действием которых происходит ионизация среды. Ионизация ткани гамма-лучами практически не зависит от изменения ее химического состава. Нейтроны же в отличие от гамма-лучей взаимодействуют с ядрами атомов окружающей среды. Поэтому их взаимодействие с веществом зависит от изменения его состава. С целью уяснения процессов взаимодействия нейтронов с тканью рассмотрим ее состав. Ткань среднего человека состоит из следующих основных химических элементов: кислорода (65%), углерода (18%), водорода (10%), азота (3%), кальция (1,5%) и фосфора (1,0%). На долю остальных химических элементов приходится всего лишь 1,5%.

Итак, первые три элемента составляют 93% ткани, содержание водорода в ткани примерно такое же, как в воде (11,1%) и парафине ( $\sim$ 12—15%), следовательно, по своим замедляющим свойствам ткань весьма близка к воде и парафину.

Взаимодействие нейтронов с тканью приводит к следующим реакциям: (n, n),  $(n, n', \gamma)$ , (n, p),  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma)$ . Вероятность протекания этих реакций зависит от энергии нейтронов, воздействующих на ткань. Взаимодействие быстрых нейтронов с тканью вызывает реакции (n, n),  $(n, n', \gamma)$ , (n, p) и  $(n, \alpha)$ ; 95% быстрых нейтронов при этом испытывают упругие соударения (реакция n, p), передавая свою энергию протонам отдачи. Промежуточные и медленные нейтроны взаимодействуют только за счет упругих соударений. Взаимодействие тепловых нейтронов приводит к реакции  $(n, \gamma)$ .

#### § 1. ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Взаимодействие нейтронов путем реакций (n, p),  $(n, \alpha)$ ,  $(n, n', \gamma)$ и  $(n, \gamma)$  обусловливает образование в ткани радиоактивных изотопов, испускающих бета-излучение и гамма-кванты.

Таким образом, при воздействии на ткань нейтронов нам приходится практически иметь дело со всеми ядерными частицами: альфа-частицами ми — реакция  $(n, \alpha)$ , протонами, бета-частицами и гамма-квантами. Вопросы взаимодействия заряженных частиц с веществом подробно рассматриваются в работе [66].

Таблица I—31

Оценка эффекта воздействия излучения на среду измеряется по величине ее ионизации. За единицу ионизирующей дозы излучения принят рентген (р) — доза облучения рентгеновскими или гамма-лучами, создающая в единице объема воздуха (1 см<sup>3</sup>) при нормальных условиях заряд обоих знаков, равный одной электростатической единице. Для характеристики нейтронного излучения и заряженных частиц рентген не применяется.

соотношение между различными единицами									
Излучение	Рентген	Фэр	Обэ	Бэр,					
Рентгеновские и гамма-лучи . Бета-частицы Быстрые нейтро- ны Тепловые » Протоны Альфа-частицы (при внутрен- нем облучении)	1	1 2 1 1 1 1	$1 \\ 2 \\ 10 \\ 5 \\ 10 \\ 10 - 20$	$ \begin{array}{c} 1\\ 2\\ 0,1\\ 0,2\\ 0,1\\ 0,05-0,1 \end{array} $					

Поэтому для распространения дозы излучения на заряженные частицы и нейтроны предложены различные единицы.

За основную единицу поглощенной дозы излучения принят джоуль на килограмм ( $\partial \mathscr{K}/\kappa z$ ) [43]. Однако в дозиметрических измерениях чаще всего фигурируют единицы, не установленные стандартом: рад, соответствующий поглощению 100 эрг в 1 г ткани (100 эрг/г); 1 рад = =10<sup>-2</sup>  $\partial \mathscr{K}/\kappa z$ ; физический эквивалент рентгена ( $\phi$ эр), соответствующий поглощению в ткани 93 эрг/г, 1  $\phi$ эр = 0,93 рад; биологический эквивалент рентгена ( $\delta$ эр), соответствующий поглощению в биологической ткани любого вида ионизирующего излучения, которое создает тот же биологический эффект, что и доза в 1 рад рентгеновского или гамма-излучения [43].

Для оценки биологической эффективности различных видов излучений вводят также понятие величины относительной биологической эффективности (обэ) излучения.

Соотношение между различными единицами излучений приведено в табл. I—31. За допустимую дозу в дозиметрии принята такая доза, воздействие которой на организм в течение определенного времени является безопасной.

Величина дозы, отнесенная к единице времени, получила название мощности дозы, которая выражается в рентген/часах и его производных. В настоящее время за допустимую мощность дозы по отношению к рент-

Т	а	б	Л	Н	Ц	а	1-	-32
---	---	---	---	---	---	---	----	-----

Предельно допустимые потоки нейтронов, соответствующие предельно допустимой недельной дозе 0,1 бэр

Группа нейтронов	Энергия ней- тронов, эв	Предельно до- пустимый по- ток при 6-ча- совом рабочем дне, нейтр/ см <sup>2</sup> -сек	Суммарный поток за не- делю через 1 см <sup>3</sup> .10 <sup>-6</sup>
Быстрые Промежуточные . » » медленные Топловне	$ \begin{array}{c} 10^{7} \\ 1,5 \cdot 10^{6} \\ 10^{5} \\ 2 \cdot 10^{4} \\ 5 \cdot 10^{3} \\ 0,1 \\ 0,025 \end{array} $	20 33 90 310 640 550 750	2,6 4,3 11 40 82 72 100

геновским И гамма-лучам принята величина в 0,1 р/неделю. Так как обэ для быстрых нейтронов равна 10, для тепловых — 5 (CM. табл. I—31), то предельно допустимыми мощностями доз для них соответственно являются дозы 0,01 и 0,02 р. Предельно допустимые потоки нейтронов различной энергии, соответствующие недельной дозе в 0,1 бэр, в табл. I—32. приведены Расчет сделан применительк облучению всего тела, однако ДЛЯ отдельных его

Соотношение между различными единицами

Нейтронные дозиметры

Тип дозиметра	Измеряемый энергетический интервал	Тип детектора	Диапазон измерений	Примечание		
РУП-1	0,5—14 Мэв 0,025 эв 1 Мэв (гам- ма-кванты)	ZnS(Ag)+ +плексиглас ZnS(Ag)+B СИ-ЗБГ	20÷10 <sup>5</sup> нейтр/ см <sup>2</sup> ·мин То же 2÷10 <sup>3</sup> мкр/сек	Применяется для изме- рения потоков быстрых и тепловых нейтронов, а также гамма-квантов		
ДН-А-1 \$(вес ∼5 кг)	0,5—20 Мэв 0,025 эв	ZпS(Ag)+ +плексиглас ZпS(Ag)+В	0,3÷3·10 <sup>3</sup> <i>мбэр/час</i> То же	Гамма-фон в диапазон от 30 до 3 · 10 <sup>3</sup> <i>мр/ча</i> вносит ошибку не боле- 10%		
КПН-2	0,5—14 <i>Mэв</i> 0,025	ZnS(Ag)+ +плексиглас ZnS(Ag)+В	100÷3500 нейтр/с.4 <sup>2</sup> ·сек То же н 1,5·10 <sup>3</sup> ÷- ÷5,2·10 <sup>4</sup> нейтр/см <sup>2</sup> ·сек	Регистрация быстрых нейтронов осуществляет- ся детектором Б-1 при гамма-фоне 2 · 10 <sup>-4</sup> <i>р/сек</i> , регистра- ция тепловых — Т-1 и Т-2		

участков, главным образом конечностей, дозы могут быть повышены примерно в 5 раз, что не вызовет вредных последствий.

Воздействию допустимой дозы излучения человек может подвертаться равномерно в течение всего рабочего времени или однократно в течение недели.

Перевод мощностей доз нейтронного и гамма-излучения в потоки и обратно может осуществляться с помощью графиков, приведенных в работах [13, 43, 80, 83].

#### § 2. ИЗМЕРЕНИЕ ДОЗ И ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для измерения доз и потоков гамма-излучения к настоящему времени созданы разнообразные дозиметры индивидуального (карманные и т. д.) и коллективного пользования (переносные и стационарные). Эти приборы описаны во множестве руководств.

Для измерения потоков нейтронов имеется гораздо меньше методов и приборов. Индивидуальные дозы нейтронного излучения измеряют фотодозиметрами с помощью фотопленок, зажатых между двумя бор- или литийсодержащими пластинами. Захват бором и литием тепловых нейтронов приводит к образованию заряженных частиц. Под воздействием этих частиц пленка чернеет. Проявляя такие пленки и сравнивая их с эталонами, можно судить о потоках и дозах тепловых нейтронов. Мощность потока быстрых и промежуточных нейтронов можно установить по аналогичной пленке, зажатой между пластмассовыми пластинками и засвечивающейся под действием протонов отдачи.

Для измерения потоков нейтронов могут также применяться и другие дозиметры (табл. I—33). Из всех приборов универсальным является РУП-1. Он может применяться для измерения потоков и нейтронов и гамма-лучей.

Измерять потоки нейтронов в стационарных лабораториях можно .дозиметрами типа СЧ-3, РН-3 и РНС-6 [33].

Более подробно вопросы дозиметрии рассматриваются в специальной литературе [39, 83, 96].

#### § 3. ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ

Наиболее действенными факторами предотвращения облучения нейтронами и порождаемыми ими гамма-лучами являются расстояние, время и экраны.

Поток излучения с увеличением расстояния, как известно, убывает обратно пропорционально квадрату расстояния. Поэтому чем дальше от источника находится обслуживающий установку персонал, тем меньше он будет получать дозу излучения. Доза, обусловленная излучением, тем выше, чем больше время облучения. Поэтому, естественно, для уменьшения доз излучения время работы с источниками во всех операциях следует сводить до минимума.

Толщина защитного слоя из воды или парафина на различных расстояниях от точечного источника быстрых нейтронов может быть оценена с помощью следующей полуэмпирической формулы:

$$P_0 = \frac{BQe^{-\Sigma_a d}}{4\pi R^2 q} , \qquad (I-98)$$

тде  $P_0$  — допустимая мощность дозы, равная 3,0 *мр/час* при облучении быстрыми нейтронами (~5 *Мэв*) в течение 36-часовой рабочей недели; q — поток нейтронов от источника, создающего одну максимально допустимую дозу (20 быстрых *нейтр/см*<sup>2</sup> · *сек*); Q — интенсивность источника (*нейтр/сек*);  $\sum_a$  — макроскопическое сечение выведения нейтронов, равное 0,159 (вода) и 0,161 (парафин) для полоний-бериллиевого источника (для других сред и источников это значение может быть подсчитано по формуле (I—3)); d — толщина слоя воды или парафина (*см*); B — фактор накопления, равный 5 для полоний-бериллиевого источника с водной или парафиновой защитой толщиной более 20 *см*.

Для повышения эффективности поглощения медленных и особенно тепловых нейтронов к веществу замедлителя специально добавляют борные соединения (буру, карбид бора и т. д.).

Для защиты от нейтронного излучения, помимо воды и парафина, используются различные сорта бетона с борными примесями [43].

Более подробно вопросы защиты от нейтронов и гамма-лучей рассматриваются в специальной литературе [13, 31, 43, 52, 55, 63 и др.].

#### § 4. ХРАНЕНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

При хранении и перевозке источников нейтронов должны строго соблюдаться правила техники безопасности. В качестве хранилищ удобнее всего использовать отдельные помещения с колодцами или скважинами, сделанными в бетонированном полу. Сверху такие колодцы необходимо закрывать бетонированными или парафиновыми пробками. Толщина пробок подбирается с таким расчетом, чтобы в помещении создать допустимую дозу излучения. В колодцах источники излучения можно устанавливать непосредственно в контейнерах с помощью специальных талей.

При отсутствии помещений для хранения источников делаются специальные скважины глубиной до 2—3 м. Скважины эти необходимо обсаживать трубами, а дно их заливать цементом для изоляции от грунтовых вод. Сверху они должны быть закрыты специальными пробками. При большом количестве источников излучения желательно иметь несколько таких скважин-хранилищ. Источники опускаются в небольших контейнерах на специальном тросике или проволоке.

Территория, на которой размещаются скважины для хранения источников, должна тщательно ограждаться.

Таблица I—34

Тип контей-	Габар	ИТЫ, ММ	Boo Ka	Мощность ис-	
нера	диаметр	высота	Dec, he	нейтр/сек	
Полоний	і-берилли	евые и им	подобные ис	точники	
КН- <b>2</b> КН-3 ҚН-4	1000 900 630	964 924 624	700 600 200	(1÷2)·10 <sup>8</sup> до 10 <sup>8</sup> до 1,2·10 <sup>7</sup>	
	Радий-	бериллиевь	те источники		
KH-5 KH-6 KH-7 KH-8	1140 1010 305	866 720 220	240 693 306 99	10 <sup>6</sup> 10 <sup>7</sup> 3 · 10 <sup>6</sup> 10 <sup>5</sup>	

Контейнеры для нейтронных источников

Транспортировать источники необходимо в специальных контейнерах (табл. I—34), обеспечивающих надежную защиту от излучения.

При проведении работ по изучению разрезов скважин нейтронные источники следует доставлять в контейнерах на специальных прицепах. Все операции на скважине должны проводиться с защитным контейнером, который надевается на хвостовую часть прибора.

Зарядка и разрядка автомобильных установок нейтронными источниками осуществляются специальными дистанционными устройствами и манипуляторами. Кроме них, используются специальные защитные приспособления, вместе с которыми источник может помещаться как в приборе (при работе), так и в контейнере (при перевозках к месту работы).

Общие правила перевозки радиоактивных веществ рассматриваются в работе [58].

#### ГЛАВА 5

#### НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ И ИХ КЛАССИФИКАЦИЯ

Регистрируя нейтроны, провзаимодействовавшие с ядрами вещества, или продукты различных ядерных реакций, можно реализовать различные нейтронные методы [6, 47, 57, 75, 76].

Эти методы, как и другие в ядерной геофизике, принято классифицировать, исходя из воздействующего на породу излучения и излучения, регистрируемого прибором, а также фактора времени [73]. На рис. I— 48 дана классификация нейтронных методов, произведенная на основе воздействующего и регистрируемого излучений. Из всех возможных методов приьедены лишь наиболее существенные (полностью они даны в приложении 10). По оси ординат на этом рисунке отложено воздействующее излучение (нейтроны), по оси абсцисс — регистрируемое излучение и по оси аппликат — время в логарифмическом масштабе.

В зависимости от области применения метода вместо слова «метод» предлагается вводить более конкретные названия и обозначения: анализ (А), съемка (С), профилирование (П), опробование (О) и каротаж (К). Каждая из этих букв ставится в сокращенное название метода, т. е. вме-



Рис. I-48. Схема классификации нейтронных методов.

1 — методы, применяемые в лабораторных условиях; 2 — то же, в полевой и рудничной геофизике; 3 — при исследовании скважии; 4 — в воздушной съемке; 5 — методы, находящие наибольшее применение.

сто индекса М. Для отличия методов полевой геофизики — мобильного и пешеходного — перед сокращенным названием метода удобны индексы: «м» — мобильный, «п» — пешеходный.

#### § 1. МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ПРИМЕНЕНИИ АМПУЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Рассматриваются как уже разработанные и широко применяющиеся на практике методы, так и разрабатываемые, а также потенциально возможные, но еще не опробованные.

1. Неупругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах атомов химических элементов приводит, как отмечалось в гл. 1 и 2, к возникновению мгновенного гамма-излучения, т. е., другими словами, к реакции  $(n, n', \gamma)$ . Таким образом, если осуществлять облучение горных пород потоками быстрых нейтронов с энергией свыше  $0,6 \div 1$  *Мэв* и регистрировать гаммакванты, возникающие при этом, то можно реализовать нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов (НГМнр). На возможность реализации этого метода впервые указали Р. Л. Колдуэлл и Р. Ф. Сиппел [61]. Однако в связи с тем, что при работе с ампульными источниками на показания гамма-детектора наряду с гамма-излучением неупругого рассеяния нейтронов действует также гамма-излучение радиационного захвата, НГМнр с ампульными источниками находит ограниченное применение [57]. Кроме того, средняя энергия быстрых нейтронов, получаемых в ампульных источниках, невелика по сравнению с энергией нейтронов, получаемых в генераторах по реакции (d - t). В соответствии с этим и сечение реакции  $(n, n', \gamma)$  для нейтронов ампульных источников также невелико по сравнению с сечением для нейтронов в 14 Мэв.

2. Рассеяние гамма-лучей, возникающих в реакции (n, n',  $\gamma$ ), позволяет в принципе осуществить нейтронный гамма-гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов (НГГМнр). В силу указанных выше причин этот метод можно реализовать только с генератором нейтронов.

3. Разработка радиометрической микросекундной импульсной аппаратуры позволяет реализовать на основе ампульных источников, в которых нейтроны образуются в реакции ( $\alpha$ , n) на бериллии, импульсный нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния со стационарным источником (ИНГМнр, с). Этот метод для исследования разрезов скважин предложен коллективом сотрудников Всесоюзного научно-исследовательского института ядерной геофизики и геохимии (ВНИИЯГГ). Фиксация вылета быстрого нейтрона из ампульного источника осуществляется с помощью специального детектора по гамма-квантам с энергией 4,43 *Мэв*, возникающим в реакции ( $\alpha$ , n) на бериллии. Регистрируются гамма-кванты неупругого рассеяния нейтронов с помощью второго детектора спустя несколько микросекунд. Оба детектора работают по схеме совпадений микросекундной радиометрической аппаратуры.

Рассматриваемый метод (ИНГМнр, с) и другие ему подобные, основанные на стационарных (непрерывных) ампульных источниках, являются, по существу, полуимпульсными, поскольку применяемый в них источник стационарный, а регистрирующая система импульсная. Поэтому мы и предлагаем сокращенно обозначать его с индексом «с» в отличие от сугубо импульсного метода ИНГМнр, основанного на применении как импульсного генератора нейтронов, так и импульсной радиометрической аппаратуры. Однако для упрощения схемы (см. рис. I—48) ИНГМнр, с и другие подобные методы совмещены.

4. Облучение породы потоками быстрых нейтронов и регистрация исйтронов, провзаимодействовавших с породой, позволяют реализовать нейтрон-нейтронный метод (ННМ). В лабораторных вариантах этого метода в качестве замедлителя нейтронов используется вода или парафии [6, 75, 81].

К настоящему времени имеется несколько модификаций ННМ:

а) нейтрон-нейтронный метод на быстрых нейтронах ННМ-б для исследования скважии, предложенный Г. Н. Флеровым и др. [77]. Реализация этого метода может быть осуществлена путем применения пороговых детекторов типа CaF<sub>2</sub> (см. табл. I—25) и т. д.

В настоящее время, в связи с появлением микросекундной радиометрической аппаратуры, появилась возможность реализации этого метода в варианте ИННМс-б. Фиксация быстрых нейтронов источника, как и ИНГМнр, может вестись по гамма-квантам с энергией 4,43 Мэв, а быстрых нейтронов, рассеянных породой,— с помощью сцинтилляционного детектора быстрых нейтронов по протонам отдачи. В связи с тем, что такие детекторы чувствительны к гамма-квантам, сопровождающим рассеянные нейтроны, схема должна иметь соответствующие дискриминаторы.

ННМ-б может быть реализован также в лабораторных условиях. При этом замедлитель необходим лишь для биологической защиты. Для определения влажности борсодержащих пород этот метод впервые опробован Н. И. Сотниченко (Приморцветмет); б) нейтрон-нейтронный метод на промежуточных нейтронах (ННМ-п). На практике этот метод до сих пор не реализован в связи с имеющимися трудностями детектирования промежуточных нейтронов;

в) нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах (ННМ-р) [15]. Этот метод опробован в лабораторном и полевом вариантах для анализа серебра и бора;

г) нейтрон-нейтронный метод надтепловых нейтронов (ННМ-н). Применяется в лабораторных условиях и при исследовании разрезов скважин, когда необходимо уменьшить влияние поглощающих элементов на результаты измерений;

д) нейтрон-нейтронный метод на тепловых нейтронах (ННМ-т). Впервые предложен для исследования разрезов скважин и реализован Л. С. Полаком [75]. Вариант автомобильной съемки этого метода предложен В. И. Барановым и В. К. Христиановым [6]. Этими же авторами впервые в СССР предложена и разработана лабораторная установка типа НИХ-2 [6];

е) эффективное сечение рассеяния нейтронов водородом. Является практически постоянным для широкого диапазона энергий нейтронов — примерно от 0,1 *Мэв* до тепловых. Для поглощающих же элементов с возрастанием энергии иейтронов (от тепловых и выше) сечение обычно резко уменьшается. Поэтому характер зависимости скоростей счета тепловых ( $N_{\rm T}$ ) и надтепловых ( $N_{\rm H}$ ) нейтронов от содержания в породе водорода и поглощающих элементов может быть представлен соотношениями с постоянными членами  $f_{\rm H}$ , обусловленными содержанием в породе водорода:

$$N_{\rm T} = f_{\rm (II)}f_{\rm T}$$
 (B);  
 $N_{\rm H} = f_{\rm H}f_{\rm (II)}$  (B).

Здесь  $f_{\tau}(B)$  и  $f_{u}(B)$  — соответственно члены, описывающие зависимость потока тепловых и надтепловых нейтронов от содержания в породе поглощающих элементов, например бора и т. д.

Естественно, отношение скоростей счета тепловых и надтепловых нейтронов будет зависеть только от содержания в породе поглощающих элементов:

$$M = \frac{N_{\tau}}{N_{\mathrm{H}}} = \frac{f_{\tau}(\mathrm{B})}{f_{\mathrm{H}}(\mathrm{B})} = F(\mathrm{B}).$$

Для условий лабораторного варианта ННМ это доказано в § 5 гл. 6. И. И. Фельдманом на основе расчетов и обработки имеющихся в литературе экспериментальных данных (см. § 2 гл. 10, § 5 гл. 13 и § 3 гл. 14) доказана возможность использования этого эффекта при изучении горных пород по разрезам скважин.

Имеются основания полагать, что величина M не будет также зависеть от изменения плотности среды, диаметра сухих скважин и т. д. в силу следующих причин. Распространение медленных нейтронов (и особенно тепловых) в веществе подчиняется, как известно, законам диффузии. Распространение мягкого рассеянного гамма-излучения в веществе также с некоторым приближением можно рассматривать как диффузию [75]. По соотношению компонент мягкого (~50—200 кэв) и жесткого (~300÷400 кэв) рассеянного гамма-излучения удается устранить влияние изменения плотности среды и неровностей ее поверхности на результаты определения в породах некоторых тяжелых элементов [13]. Этог комплексный метод в работе [73] обозначен ГГМэп. На основании изложенного можно допустить, что отношение скоростей счета тепловых и, например, надтепловых нейтронов также не должно зависеть от изменения плотности пород и наличия на их поверхности небольших неровностей, с которыми приходится встречаться, в частности, при автомобильной нейтрон-нейтронной съемке и при обследовании скважин (по крайней мере сухих) нейтрон-нейтронным каротажем (ННК).

Эту комплексную методику ННМ удобно обозначить в виде ННМ-т/н. Она может быть реализована не только по измерению соотношения тепловых и надтепловых нейтронов, но и по соотношению различных резонансных нейтронов и комбинации их с тепловыми и надтепловыми нейтронами.

В Казахском филиале ВИРГа для исключения влияния водорода на результаты определения поглощающих элементов в породах предложена методика измерений ННМ-т и ННМ-н и построены палетки при различных содержаниях водорода. Наличие однозначной связи между показаниями ННМ-т и ННМ-н позволяет исключать влияние изменения влажности пород на результаты определения в них поглощающих элементов. Однако эта методика, как отмечают сами авторы, применима для определения в породах лишь тех поглощающих элементов, у которых сечения захвата надтепловых нейтронов соизмеримы с соответствующими сечениями породообразующих элементов для надтепловых нейтронов. К таким элементам относятся гадолиний, кадмий, ртуть и некоторые другие. Подробнее эта методика рассматривается в § 11 гл. 13;

ж) методика раздельного определения замедляющих и поглощающих элементов, предложенная сотрудниками ВИРГа А. Ю. Большаковым и др. Суть этого метода сводится к следующему. Если измерения потока тепловых нейтронов вести на двух зондах  $N(r_1)$  и  $N(r_2)$ , то отношение этих величин  $M = N(r_1)/N(r_2)$  будет зависеть только от влажности пород. Разность же величин  $M - N'(r_2)$  будет зависеть от содержания в среде только поглощающих элементов. Здесь  $N'(r_2)$ — нормированная скорость счета. Эту модификацию ННМ назовем ННМ<sub>4/2</sub>-T.

5. Применение импульсной радиометрической аппаратуры позволяет на основе ампульных источников реализовать импульсный нейтрон-нейтронный метод ИННМс. Этот метод предложен Е. Б. Бланковым и Ю. В. Кормильцевым [9] и опробован ими на моделях скважин. Вылет из источника быстрого нейтропа, как и в ИНГМнр, с, фиксируется по гамма-квантам с энергией 4,43  $M_{\mathcal{B}B}$ , образующимся в реакции ( $\alpha$ , n) на бериллии. Согласование между вылетающими из источника быстрыми нейтронами и регистрируемыми тепловыми нейтронами осуществляется методом корреляции. Рассматриваемый метод позволяет определять среднее время жизни тепловых нейтронов, т. е. получить те же результаты, что и при ИННК с генератором нейтронов. Расчеты показывают, что для пород, не содержащих сильно поглощающих элементов, это время меняется в пределах сотен микросекунд, а для пород, содержащих сильно поглощающие элементы, — в пределах от долей до нескольких десятков микросекунд (см. табл. I—11 — I—13, I—15). В соответствии с этим выбирается и режим работы аппаратуры. Естественно, рассматриваемая методика может быть реализована в различных вариантах. О ИННМс-б говорилось выше. Аналогичным образом можно реализовать ІІННМс-п, ИННМс-р, ИННМс-н, ИННМс-т и ИННМск.

6. Как уже упоминалось, захват тепловых нейтронов ядрами атомов химических элементов приводит к радиационному захвату нейтронов, т. е. к реакции (*n*, γ) (см. гл. 2). Основываясь на этой реакции, Б. М. Понтекорво предложил нейтронный гамма-метод (НГМ). Первая работа по этому методу была опубликована им в 1941 г. и по существу послужила толчком к развитию ядерно-геофизических методов, основанных на применении источников ядерного излучения. В настоящее время НГМ достаточно широко применяется в ядерной геофизике для решения разнообразных геологических задач.

7. Помимо собственно НГМ применяется также еще так называемый комплексный НГМ-Сd. Суть этого метода сводится к окружению гаммадетектора слоем кадмия. Кадмий, как известно, интенсивно захватывает медленные нейтроны с энергией 0,025—0,4 *эв*, испуская гамма-кванты. Поэтому детектор в НГМ-Сd наряду с регистрацией гамма-лучей радиационного захвата нейтронов ядрами атомов пород одновременно регистрирует нейтроны по гамма-излучению радиационного захвата нейтронов кадмием. Таким образом, НГМ-Сd является как бы некоторым гибридом НГМ и ННМ.

8. Измерение отношения потоков гамма-квантов радиационного захвата к потоку тепловых, надтепловых или других групп нейтронов. Как показано в § 3 гл. 14, это отношение для некоторых выбранных параметров приборов (размер зонда и т. д.) не зависит от изменения содержания водсрода в горных породах.

9. Измерение по методике просвечивания потоком гамма-квантов (с обратной стороны облучаемого объекта) НГМп.

10. Рассеяние гамма-излучения радиационного захвата нейтронов позволяет реализовать НГГМ. Этот метод предложен и опробован впервые В. П. Иванкиным [37]. Однако возможности этого метода до сих пор еще не ясны. На основе этого метода и упомянутого выше комплексного гамма-гамма-метода ГГМ-эп Б. Б. Мигупов и И. И. Фельдман создали комплексный нейтронный гамма-гамма-метод НГГМ (м/ж). Авторы полагают, что этот метод, подобно ГГМ-эп, позволит по соотношению мягкой (50—200 кэв) и жесткой (300—400 кэв) компонент рассеянного гамма-излучения устранять влияние изменения плотностей пород и небольших изменений диаметра скважин на результаты определения некоторых тяжелых элементов в горных породах.

11. По аналогии с ИННМс при замене детектора нейтронов на детектор гамма-лучей можно реализовать ИНГМс. Этот метод предложен Е. Б. Бланковым и Ю. В. Кормильцевым [9]. Естественно, измерение при этом рассеянного гамма-излучения позволит реализовать ИНГГМс, его плотностную ИНГГМс-п и селективную (определение тяжелых элементов) ИНГГМс-э, а также комплексную ИНГГМс-эп модификации.

12. Наличие реакции (n, α) позволяет осуществить нейтронный альфа-метод (HAM) [57]. Однако в связи с тем, что альфа-частицы явлются слабо проникающей радиацией, этот метод не получил широкого применения.

13. Образование под действием быстрых нейтронов протонов отдачи в водородсодержащих средах позволяет реализовать нейтрон-протонный метод (НПМ) анализа влажности проб горных пород. Этот метод предложен И. Н. Плаксиным, Л. П. Старчиком и др. (Институт горного дела им. А. А. Скочинского) [57]. В связи с тем, что под действием быстрых нейтронов может протекать также реакция (n, p) на ядрах атомов некоторых химических элементов, НПМ может быть применен в принципе для определения содержания в пробах также некоторых элементов, вступающих в эту реакцию.

14. Под действием нейтронов, как уже неоднократно отмечалось, возникает целый ряд ядерных реакций, которые приводят к образованию разнообразных радиоактивных изотопов. Измеряя наведенную радиоактивность этих изотопов, можно судить о содержании в изучаемой среде целого ряда элементов. Этот метод получил название нейтронного активационного анализа (НА) и широко применяется в различных отраслях народного хозяйства [68]. В ядерной геофизике он используется в лабораторных исследованиях и при каротаже скважин [16, 47, 49, 75].

В связи с тем, что радиоактивные изотопы могут возникать под действием быстрых, резонансных и тепловых нейтронов, соответственно можно выделить следующие модификации НА: НА-б, НА-р и НА-т.

Наведенная активность может образовываться не только под действием первичных нейтронов, но и других вторичных частиц, возникающих в реакциях, например гамма-лучей, протонов, дейтонов, альфа-частиц и т. д. [57, 87]. В связи с этим соответственно могут быть реализованы следующие вторичные модификации НА: нейтронный гамма-активационный анализ НгА, нейтронно-протонный активационный анализ НпА, нейтрон-дейтонный активационный анализ НдА, нейтронный альфа-активационный анализ НаА и т. д. (Здесь наряду с прописными буквенными обозначениями введены строчные. Это сделано для того, чтобы отличить сокращенное написание рассматриваемого вторичного метода от других первичных методов, иначе НгА можно было бы спутать с НГА — нейтронным гамма-анализом, т. е. методом НГМ, см. выше).

В методе НА для анализа проб горных пород и руд все шире применяются в качестве источников мощного нейтронного излучения размножители нейтронов [93] и ядерные реакторы [57].

15. Под действием нейтронов и других ядерных частиц могут образовываться радноактивные изотопы в возбужденном состоянии. В стабильное состояние эти изотопы переходят через метастабильную стадию. Метастабильное состояние ядра характеризуется определенным средним временем его жизни  $\tau$ , меняющимся в пределах  $10^{-5} \pm 10^{-13}$  сек. Переход ядра из возбужденного состояния в метастабильное сопровождается испусканием гамма-квантов с энергией Е. Спустя время т, ядро, переходя в стационарное состояние, испускает гамма-кванты с энергией Е'. Измеряя по схеме совпадений гамма-кванты с энергией Е и Е' с задержкой, равной т, можно судить о содержании в среде исследуемого элемента. Метод, основанный на измерении запаздывающих совпадений изотопов, возникающих под действием нейтронов, назовем нейтронным активационным анализом запаздывающих совпадений (НАзс). Этот метод предложен и опробован О. А. Барсуковым и др. [60] на примере определения вольфрама в породах при каротаже скважин. В принципе же НАзс может применяться для определения в породах и других элементов в лабораторных условиях, в рудничной геофизике (НАОзс) и при изучении разрезов скважин (НАКзс). Однако этот метод находится еще в стадии разработки.

16. Гамма-излучение радиоактивных изотопов, возникающих в горных породах под действием нейтронов, испытывает комптоновское рассеяние. Поэтому при регистрации этого излучения может быть реализован гамма-гамма-метод наведенной нейтронами активности ГГМна. На практике, по нашему мнению, особый интерес может представлять комплексная методика НА, основанная на измерении первичного и рассеянного гамма-излучения. Величина отношения скоростей счета обоих этих компонентов должна в меньшей степени зависеть от изменений плотности изучаемой среды и неровности ее поверхности. По аналогии с вышеизложенными методами рассматриваемый метод обозначим ГГМна-эп. На практике этот метод еще не опробовался.

17. Под действием нейтронов в породе могут возникать радиоактивные изотопы, испускающие гамма-кванты с энергией 20—150 кэв в области мессбауэровских спектров. Излучение этих изотопов может взаимодействовать со стабильными изотопами, содержащимися в горной породе. Поэтому если над облученным нейтронами участком перемещать детектор гамма-лучей, то в принципе можно реализовать эффект Мессбауэра. Исходя из предложенной терминологии и классификации нейтронных методов, эту разновидность НА следует назвать нейтронным активационным апализом резонансного поглощения гамма-лучей НАрп. Аналогичного рода методика предложена Г. П. Гуковым [24].

Подобного рода методы, по всей видимости, могут быть реализованы и на основе НГМнр, НГМ и некоторых других.

18. Под действием тепловых и быстрых нейтронов ядра некоторых тяжелых элементов способны делиться на осколки. Осуществляя регистрацию этих осколков с помощью импульсных ионизационных камер, можно определять содержания в пробах некоторых изотопов, главным образом урана-235 и урана-238 [57]. Исходя из принятой нами терминологии и классификации нейтронных методов, рассматриваемый метод следует назвать нейтронно-осколочным методом (НОМ). Этот метод является достаточно трудоемким и дорогостоящим. Для апализа проб из них вначале извлекается уран, затем он электролитическим путем осаждается на тонкие подложки из какого-либо металла. Источником нейтронов при этом служит ядерный реактор.

19. Деление ядер под действием нейтронов сопровождается, помимо вылета осколков деления, также появлением мгновенных нейтронов и гамма-квантов, а также запаздывающих нейтронов. Так, например, при делении урана-235 под действием тепловых нейтронов возникают запаздывающие нейтроны с периодами полураспада от 0,23 до 55,72 сек. Таким образом, облучая горные породы потоками нейтронов в течение некоторого времени, например, с помощью генератора нейтронов, а затем при выключенном генераторе нейтронов измеряя потоки запаздывающих нейтронов, можно непосредственно определять концентрацию урана в породах и рудах. Исходя из принятой нами терминологии и классификации ядерных методов, эту разновидность нейтронных методов следует назвать нейтронным активационным анализом запаздывающих нейтронов (НАзн). В работе [3] описаны исследования по определению урана в пробах при облучении их потоками нейтронов в ядерном реакторе.

В работе [38] приведены теоретические и экспериментальные исследования применительно к изучению скважин с ампульными источниками нейтронов.

20. Регистрация мгновенного гамма-излучения, возникающего в процессе деления ядер урана-235 тепловыми нейтронами, позволяет в принципе осуществить нейтронный гамма-метод мгновенных гамма-квантов деления (НГМд). Однако при регистрации этого излучения возникают большие трудности, обусловливающиеся, в первую очередь, тем, что содержание урана в породах невелико и выявить мгновенное гамма-излучение на фоне гамма-излучения радиационного захвата не так просто. Очевидно, это можно будет сделать лишь в местах большого скопления урановых руд.

21. Аналогичным образом, осуществляя регистрацию мгновенных нейтронов деления урана-235, можно будет реализовать нейтрон-нейтронный метод деления ННМд.

#### § 2. МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ПРИМЕНЕНИИ ГЕНЕРАТОРОВ НЕЙТРОНОВ

С помощью генераторов нейтронов могут быть в принципе реализованы все упомянутые выше нейтронные методы (НГМнр, ННМ, НАА, НПА, НГМ, НА, НАзс, НАзнэ, НГМд, ННМд и др.). Большим преимуществом генераторов нейтронов по сравнению с ампульными источниками является то, что с их помощью можно реализовать импульсные варианты рассмотренных методов. В этих случаях наряду с импульсной регистрирующей аппаратурой, применяемой в некоторых перечисленных методах, используются также импульсные генераторы нейтронов. Поэтому, несмотря на то, что все эти методы являются модификациями методов, основанных на стационарных источниках нейтронов, рассмотрим их отдельно в силу целого ряда принципиальных особенностей.

22. Если облучать горные породы импульсным потоком быстрых нейтронов и с помощью импульсной регистрирующей системы измерять мгновенное гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов во время импульса, то можно реализовать импульсный нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов (ИНГМнр). Длительность импульса при этом выбирают такой, чтобы гамма-излучение радиационного захвата не влияло на результаты измерения гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов. Стационарный вариант этого метода (НГМнр) с применением генератора нейтронов впервые опробован Р. Л. Колдуэллом [61]. Импульсный НГМнр предложен Г. Н. Флеровым и опробован впервые Н. В. Поповым во ВНИИЯГГ [62]. В настоящее время этот метод применяется в лабораторных исследованиях и для изучения скважин.

23. Облучение горных пород импульсными потоками быстрых нейтронов и регистрация тепловых иейтронов в течение некоторого интервала времени  $\Delta t$  через время t после окончания импульса быстрых нейтронов позволяет реализовать импульсный нейтрон-нейтронный метод на тепловых нейтронах ИННМ-т. Длительность импульсов быстрых нейтронов, частота их следования и время задержки регистрирующей аппаратуры t выбираются такими, чтобы в течение интервала  $\Delta t$  замерить преимущественно те нейтроны, которые приходят из наиболее удаленных частей породы. Этот метод предложен Г. Н. Флеровым и разработан коллективом сотрудников ВНИИЯГГ. ИННМ-т применяется при изучении разрезов скважин для решения ряда геологических задач путем определения времени жизни тепловых нейтронов и коэффициента диффузии. Замедление быстрых нейтронов в специальных средах (воде или парафине) позволяет реализовать и лабораторный вариант ИННМ-т.

Помимо ИННМ-т, могут быть реализованы также его различные варнанты: ИННМ-н, ИННМ-р, ИННМ-эп, ИННМк, ИННМ<sup>1</sup>/<sub>2</sub>-т, ИННМд, и др.

24. По аналогии с ИННМ при замене нейтронного детектора на гамма-детектор можно реализовать ИНГМ. Этот метод предложен Г. Н. Флеровым и опробован коллективом сотрудников ВНИИЯГГ применительно к исследованию разрезов скважин. Помимо ИНГМ, могут быть также реализованы следующие его модификации: ИНГГМ, ИНГГМк и др. Так, в частности, ВИРГом предложена разновидность ИНГМ для определения в горных породах элементов с высокими резонансными сечениями.

25. На основе применения импульсных генераторов нейтронов может быть также разработана методика анализа короткоживущих изотопов, возникающих в породе под действием быстрых и тепловых нейтронов. Измеряя в интервалах между импульсами быстрых нейтронов наведенную активность возникающих изотопов, можно реализовать соответственно следующие модификации НА: ИНА-б, ИНА-г. Кроме того, при этом могут быть реализованы методы ИНгА, ИНпА, ИНдА, ИНаА, ИНАзс и др.

26. Деление урана-235 и некоторых других элементов под действием нейтронов с испусканием запаздывающих нейтронов позволяет осуществить импульсный нейтронный активационный анализ запаздывающих нейтронов (ИНАзн).

# РАЗДЕЛ ||

### ГЛАВА 6

НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД НА ТЕПЛОВЫХ И НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

## ЛАБОРАТОРНЫЕ МЕТОДЫ

Нейтрон-нейтронный (нейтронно-абсорбционный метод ННМ (или анализ ННА), основанный на регистрации тепловых нейтронов ННМ-т, в настоящее время широко применяется в лабораторных исследованиях для анализа в пробах пород бора, лития, кадмия, ртути, редких земель и других элементов. Кроме того, ННА-т используется также при анализе проб пород на водород.

#### § 1. НЕЙТРОННЫЕ УСТАНОВКИ

Для определения бора и других поглощающих элементов в настоящее время создано несколько нейтронных установок. Основные элементы у них — источник и детектор нейтронов, размещенные в замедлителе. Наиболее известными установками являются приборы типа НИХ-2м и РАП-2м.

Установка НИХ-2м. Эта установка создана В. К. Христиановым и др. в Институте геохимии и апалитической химии им. В. И. Вернадского АН СССР (Геохи АН СССР) [6]. Установка состоит из водяного блока — замедлителя нейтронов, в котором помещается источник нейтронов, и выпосного блока с малогабаритной ионизационной камерой, наполненной обогащенным до 82—84% трехфтористым бором (В<sup>10</sup>F<sub>3</sub>) при избыточном давлении. Выносного ной блок при помощи кабеля соеди-

няется с пультом. В блоке-замедлителе имеется вертикальный канал, в который во время измерения устанавливается датчик с укрепленной на ием кассетой с исследуемой пробой.

Когда в ионизационной камере происходит захват нейтрона бором-10, возникшие тяжелые ионизирующие частицы (альфа-частицы и ядра лития-7) образуют в камере ионы, создающие ионизационный ток. По величине этого тока, измеряемого ламповым вольтметром со стрелочным индикатором на выходе, можно судить о потоке нейтронов, прошедшем через пробу, а следовательно, о количестве бора в пробе.

Установка градуируется эталонными пробами с известным содержанием бора. Питание ее осуществляется от одной батареи БАС-Г-60Л-1,3 и шести элементов ЗСЛ-30. Данный комплект обеспечивает работу установки в течение 200—250 час.

Один из педостатков этой установки заключается в том, что для ее нормальной работы необходим мощный источник нейтронов — порядка  $2 \cdot 10^6$  нейтр/сек.

При работе с установкой типа НИХ-2м возможны субъективные ошибки, так как регистрация ведется по стрелочному индикатору. Установка имеет также и значительный вес (один бак-замедлитель весит около 170 кг).

Установка РАП-2м («Нейтрон»). Эта установка создана А. Л. Якубовичем с сотрудниками во Всесоюзном институте минерального сырья (ВИМС), и к настоящему времени выпущено несколько ее образцов [60—62]. Установка имеет полупроводниковую усилительно-регистрирующую схему, в качестве детектора медленных нейтронов используется стекло [17], которое содержит литий, обогащенный изотопом литий-6. Литиевое стекло обладает высокой эффективностью регистрации тепловых нейтронов — около 97%, поэтому в установке применяется источник активностью порядка 2-:-3·10<sup>4</sup> нейтр/сек. Питание установки может осушествляться как от сети, так и от батарей типа ЗСЛ-30.

При работе с установкой «Нейтрон» исключаются субъективные ошибки, так как скорость счета измеряется не по стрелочному индикатору, а по электромеханическому счетчику.

В последнее время рядом исследователей придприняты попытки создать простые установки, которые могли бы использовать стандартную аппаратуру при проведении анализов на бор и другие элементы.

Установки Института горного дела им. А. А. Скочинского (ИГД). Сотрудниками института Н. Г. Малышевой, Л. П. Старчиком и др. создана установка для определения бора в жидких борорганических соединениях [31]. Установка представляет собой водяной бак-замедлитель, в котором помещается источник нейтронов активностью 1,8 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек. Толщина слоя замедлителя 5—6 см. Для больших содержаний бора толщина кассеты 2—6 мм, для малых — 10—15 мм. При содержаниях бора свыше 6—15% пробы разбавляются. В качестве детектора используется сцинтилляционный счетчик, изготовленный в Государственном оптическом институте (ГОИ) [48, 49]. Регистрирующим прибором служил радиометр типа Б-2.

В этом же институте разработана установка для определения элементов с большими сечениями поглощения тепловых нейтронов в продуктах обогащения. В качестве детектора вначале использовался пропорциональный счетчик типа СНМО-5; регистрирующим прибором служил радиометр СЧ-3. Впоследствии на этой установке применялся сцинтилляционный счетчик с фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-29 с выходом на пересчетную установку Б-2. Активность применяемого источника 1 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек. Установка Средне-Азиатского института геологии минерального сырья (САИГИМС). Сотрудниками САИГИМСа В. С. Моргуновым и В. Ф. Мазановым разработана и опробована в полевых условиях установка для определения бора в пробах [33]. Этот прибор в принципе не отличается от установки НИХ-2м. Он состоит из парафинового замедлителя цилиндрической формы, внутри которого устанавливается гильза радиометра и укрепленная на ней кассета с пробой. В качестве приемника тепловых нейтронов применяется детектор диаметром 35 *мм*, разработанный Волго-Уральским филиалом ВНИИГеофизики [13, 14]. Регистрирующим прибором служит радиометр СРП-2. Применяемый источник нейтронов имеет активность  $3 \cdot 10^5$  *нейтр/сек*. Методика градуировки и определения содержания бора в пробах аналогична методике измерения на НИХ-2м. Измерения ведутся по микроамперметру радиометра СРП-2. Вес прибора 15 *кг*.

Недостатком этой установки является неудачно выбранный детектор тепловых нейтронов. Чтобы достичь большей точности в определениях бора, необходимо после каждого замера пробы делать замер на контрольной пробе. Кроме того, измерения при помощи стрелочного индикатора, несомненно, содержат ошибки субъективного характера.

**Р. Г. Гамбаряном** [18] создана установка для определения бора в электротехнических стеклах. В этой установке используется источник нейтронов активностью порядка  $5 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^6$  нейтр/сек. Детектором тепловых нейтронов служил пропорциональный счетчик типа СНМО-5. Импульсы регистрируются при помощи лабораторной установки типа Б-2.

Однако при работе с этой установкой необходимо разбавлять пробы и использовать мощный нейтронный источник.

**Японскими исследователями** для определения бора в борсиликатных стеклах создана установка, в которой источником нейтронов служит смесь бромистого радия с бериллием (84,2 *мг*), а детектором нейтронов — индиевая фольга, помещаемая сверху кассеты с пробой [69].

Исследуемый образец стекла в виде порошка смешивается с порошком окиси алюминия в пропорции 1:1,5. После облучения пробы и детектора наведенная активность индия измеряется с помощью торцового бета-счетчика. Время облучения 2 ч, время измерения 20 *мин*. Ошибка измерения для содержаний бора в  $B_2O_3$  от 8 до 24% составляет  $\pm 3$ %. Методикой определения высоких концентраций бора на этой установке также предусматривается разбавление пробы.

В работе [68] описывается установка с пропорциональными борными счетчиками, применяющимися для анализа бора в жидких пробах.

Сцинтилляционная нейтронная установка (СНУ) Института геологии и геофизики СО АН СССР (ИГиГ). На основе стандартного портативного радиометра СРП-2 («Кристалл») в ИГиГ СО АН СССР создана элементарно простая установка [6, 10, 11].

Она выполнена в виде двух цилиндрических блоков диаметром 25 *см*: блока детектора нейтронов и блока источника — и устанавливается на специальной подставке (рис. II—1).

Длина блока детектора 25 см. Внутри блока помещается гильза радиометра. В этом же блоке имеется фигурное (П-образное в осевом сечении) гнездо для кассеты с исследуемой пробой. В случае использования плоской кассеты в гнездо необходимо устанавливать кольцевой вкладыш из парафина или оргстекла.

Блок источника имеет длину 15 *см.* Внутри блока проделан канал для источника нейтронов. Во время смены кассеты блок источника может поворачиваться на оси относительно блока детектора. Оба блока наполняются водой или парафином. Для того, чтобы защитить оператора от действия тепловых нейтронов, блок источника снаружи покрыт листовым кадмием толщиной 1 *мм*.

В качестве радиометра в такой установке может быть использован любой нейтронный радиометр с сцинтилляционным счетчиком. Авторы в своих исследованиях, как уже отмечалось, использовали радиометр СРП-2. В качестве детектора тепловых нейтронов в этой установке слу-



Рис. II—1. Общий вид сцинтилляционной нейтронной установки (СНУ).

1 — подставка; 2 — парафин (вода); 3 — источник нейтронов; 4 — блок источника; 5 — ось, на которой закреплены блоки; 6 — кассета с пробой;
 7 — детектор тепловых нейтронов; 8 — фотоэлектронный умножитель;
 9 — блок детектора; 10 — гильза радиометра; 11 — пульт радиометра;
 12 — приставка с электромеханическим счетчиком.

жит люминофор типа Т-1 диаметром 35 мм (смесь сернистого цинка, активированного серебром, с соединениями бора). Эффективность детектора Т-1 около 5% [48]. При работе с этим люминофором в установке применялся полоний-бериллиевый источник активностью 0,5-÷--÷-1·10<sup>6</sup> нейтр/сек\*. Расстояние между источником и кассетой с пробой в этом случае 6—9 см. Если используется источник с меньшей активностью, Расстояние необходимо уменьшить до 5—7 см.

Для повышения точности измереный радиометр СРП-2 эксплуатировался с приставкой, имеющей в качестве регистратора скорости счета электромеханический счетчик. Приставка включалась в клеммы телефона на пульте радиометра, причем никаких переделок в схеме радиометра не производилось. Приставка сконструирована Г. Б. Варвариным [5].

В первом варианте приставки применялся электромеханический счетчик типа МЭС-54. В дальнейшем он был заменен на электромеханический счетчик типа СБ-1м, который имеет бо́льшую память, чем счетчик МЭС-54. Кроме того, схема приставки была несколько усложнена двумя пересчетными ячейками, с помощью которых осуществлялся пересчет импульсов, поступающих с пульта радиометра СРП-2 на четыре, что исключало просчет импульсов электромеханическим счетчиком (ЭМС) при значительной скорости счета (свыше 1000 *имп/мин*).

Схема приставки с электромеханическим счетчиком показана на рис. II—2. Отрицательные импульсы с выхода радиометра СРП-2 поступают на вход одновибратора, собранного на триодах П16 ( $T_1$  и  $T_2$ ), и запускают его. Задний положительный фронт выходного импульса одновибратора дифференцируется цепью  $C_3 - Д_1$ . Возникший в результате этого короткий положительный импульс колоколообразной формы запускает пересчетное устройство, состоящее из двух триггерных ячеек  $T_3 - T_4$  и  $T_5 - T_6$  с коэффициентом пересчета, равным четырем. Выход-

<sup>\*</sup> При работе с литиевыми силикатными стеклами активность источника можно уменьшить до (2÷5) 10<sup>4</sup> нейтр/сек (более подробно этот вопрос рассматривается в § 3 этой главы).

ной импульс второй пересчетной ячейки через конденсатор С<sub>10</sub> запускает выходной одновибратор (триоды T<sub>7</sub>, T<sub>8</sub>), который формирует импульсы запуска электромеханического счетчика СБ-1м, включенного в коллектор нормально закрытого ключа T<sub>9</sub>. Этот ключ запускается отрицательным импульсом выходного одновибратора.



Рис. II-2. Схема приставки с электромеханическим счетчиком типа СБ-1м:

 $\begin{array}{c} \text{Conditions for the (b Kom):} \\ R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 12; \ R_5 = 3; \ R_6 = 2,7; \ R_7 = 4,7; \ R_8 = 8,2; \ R_9 = 24; \ R_{10} = 1,5; \ R_{11} = 18; \ R_{12} = R_{13} = 8,2; \ R_{14} = 24; \\ R_{15} = 1,5; \ R_{16} = R_{17} = 18; \ R_{18} = 8,2; \ R_{19} = 24; \ R_{20} = 1,5; \ R_{21} = 18; \ R_{22} = 8,2; \ R_{23} = 24; \ R_{24} = 1,5; \ R_{25} = 18; \ R_{26} = 330; \\ R_{27} = 8,2; \ R_{28} = 10; \ R_{29} = 300; \ R_{30} = 4,7; \ R_{31} = 2; \ R_{32} = 2; \ R_{33} = 2,2; \ R_{34} = 15; \ R_{35} = 1,0. \ \text{Enkootb} \ \text{(b Mkd): C_{1} = 3000; \\ C_2 = 2000; \ C_3 = C_4 = 390; \ C_5 = C_6 = 160; \ C_7 = C_9 = 390; \ C_{10} = 6800; \ C_{11} = 2,0; \ C_{12} = 0,01; \ C_{13} = 3000, \ T_1 - T_8 - \Pi16; \\ T_9 - \Pi25; \ T_{10} - \Pi16, \ \mathcal{A}_1 - \mathcal{A}_{11} - \mathcal{A}_{9}; \ \mathcal{A}_{12} - \mathcal{A}808. \ \Im MC - C \text{C} \text{I-M}. \ \mathcal{B} - 11,5 = \Pi \text{ML}[\Gamma - \mathbb{V} - 1,3. \end{array}$ 

Для повышения функциональной надежности схемы все узлы ее, за исключением выходного ключа, питаются стабилизированным напряжением 7,5 в от элементарного стабилизатора напряжения T<sub>10</sub>, собранного по схеме с общим коллектором. Цепь запуска СБ-1м питается напряжением 20 в от батарей. Для надежного запирания ключа на его эмиттер подается смещение в 1 в, образованное цепью автоматического смещения R<sub>29</sub>, C<sub>14</sub> выходного одновибратора.

Питание приставки осуществляется от двух батарей типа 11,5-ПМЦГ-У-1,3. Схема приставки и питание размещаются в отдельном корпусе.

Описание некоторых других нейтронных установок приведено в обзорной работе Ю. Тельдеши [72].

Для эффективного использования применяемого источника в работах [69, 76] рекомендуется в замедлителях около проб оставлять пространство (нейтроновод), размеры которого следует выбирать экспериментально для каждой конкретной установки.

Все перечисленные установки приведены в табл. II—1.

#### § 2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЛАЖНОСТИ ПРОБ

Определение влажности проб основано на свойствах ядер водорода (протонов) рассеивать нейтроны. Водород для большого диапазона энергий нейтронов примерно от 0,1 *Мэв* до 0,1 *эв* имеет постоянное сечение рассеяния, равное 20 *барн* (12  $cm^2/c$ ). Для тепловых нейтронов величина этого сечения несколько повышается — 35 *барн* (21  $cm^2/c$ ). Для водорода, входящего в состав воды, величина сечения рассеяния еще выше. Так, для тепловых нейтронов она равна 54 *барн* (32,5  $cm^2/c$ ).

Таблица II—1

Технические характеристики некоторых установок для определения бора в пробах по ННМ-т

	and the owner of the local division of the l				-				
Тип установки, авторы	Вес, кг	Активность <sup>ч</sup> применяе мого источника, нейтр/сек	Тил применяемого детектора	Bec npoóы, e	Диапазон определения, % В <sub>2</sub> О3,	Погрешность определения, отн. %	Регистрирую- щая схема	Время изме- рения одной пробы, мин	Область применения
НИХ-2; В. К. Христианов и др. [62]	180	$3 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^6$	Ионизационная ка- мера, наполиен- ная В <sub>10</sub> F <sub>3</sub>	70	0,1- -n·10	±10	Спец- схема		Анализ проб пород и руд
РАП-2м; А. Л. Якубович и др. [60]	14	$2 \div 3 \cdot 10^4$	Литиевое стекло	10÷50	0,1 <u>-</u> -15	5—15		3÷10	Анализ проб пород, рук и про- дуктов их переработки на бор и литий
Установка САИГГИМСа; В. С. Моргунов, В. Ф. Маза- нов [33]	15	3.105	Детектор ВУФ ВИИГеофизики; Ø=35 мм	-	$^{0,1-}_{-12}$	-	СРП-2		Анализ проб пород и руд
Установка ИГД им. А. А. Ско- чинского; Н. Г. Малышева, Л. П. Старчик и др. [31]	-	1,8.105	Счетчик Государ- ственного оптиче- ского института	-	$^{0,15+}_{\div 18}$	5÷8	Б-2	5÷20	Определение бора в бороргани- ческих соединениях
Установка Р. Г. Гамбаряна [18]	100	$3 \cdot 10^{5} - 2 \cdot 10^{6}$	СНМО-5	1÷2	$^{0,1-}_{-40,0}$	3-4	Б-2; Б-3	40÷60	Определение бора в электро- технических стеклах
Установка Ү. Kusaka (Япония) [69]	-	84,2 <i>мг</i> смеси бо- ристого радня с бериллием	Фольга из индия Ø 22 <i>мм</i> , вес 2,1 г	10	до 25	<u>+</u> 3	Спец- схема	2 час 22 мин	Определение бора в борсили- катных стеклах
Установка D. D. De Ford, R. S. Braman (США) [68]	Вес за- медли- теля ~12	10 <b>м</b> кюри, радий и бериллий	Счетчик, полнен- ный В <sup>10</sup> F <sup>3</sup> под дав- лением 12 <i>см рт.</i> <i>ст.</i>	125- ÷425 мл	0,01 до 4,0 г атомев бора/л			10	Определение бора в жидких пробах
Сцинтилляционная нейтронная установка; Б. С. Вахтин, Е. М. Филиппов [10, 11]	10	5.105	T-1; T-5; литиевое стекло	120 ↔ ÷150; 25÷30	0,1- -56	до ±3	СРП-2 и при- ставка с ЭМС ●М	5÷15	Определение бора в пробах пород, руд и продуктов обога- щения
Для основных породообразующих элементов величина полного сечения близка к 1 барн. Из этого видно, что водород по сравнению с основными породообразующими элементами обладает высоким аномальным сечением рассеяния.

В работах [60—62] приводятся результаты определения влажности проб на установке РАП-2м. Чувствительность анализа равна 1% H<sub>2</sub>O, точность определения влажности в диапазоне от 10 до 20% не выходит за пределы 5—10 отн. %.

Присутствие в пробах элементов с высокими резонансными сечениями захвата нейтронов (бора, хлора и др.) приводит к искажению результатов определения влаги. В этом случае необходимо дополнительно оценивать содержание в пробах поглощающих элементов и вводить соответствующие поправки в результаты определения водорода. Таким образом, при совместном нахождении в пробах воды и поглощающих элементов следует проводить не менее двух замеров, чтобы определить каждый из компонентов. В работах [60—62] разработана методика, основанная на проведении измерений проб в фигурных и плоских кассетах. При наличии в пробах поглощающих элементов определять влажность можно также по регистрации надтепловых или быстрых нейтронов (ННМ-н или ННМ-б [16, 47, 59]). Однако оба эти метода предполагают мощные источники нейтронов — порядка 107—108 нейтр/сек — и пробы толщиной в несколько сантиметров [16]. Раздельное определение в пробах воды и поглощающих элементов по методике измерения тепловых и надтепловых нейтронов обсуждается в § 6 настоящей главы. Вопросы экономической эффективности определения влаги в пробах ННМ по сравнению с весовым методом обсуждаются в работе [74].

## § 3. МЕТОДИКА АНАЛИЗА БОРНЫХ ПРОБ

Рассмотренные нейтронные установки применяются главным образом для анализа проб борного сырья. Естественно, этому вопросу уделено особое внимание.

Среднее содержание бора в горных породах равно  $3 \cdot 10^{-4}$ %. В природных же соединениях содержание бора может доходить максимум до 20% [46].

В природных соединениях бор встречается в виде двух изотопов с массовыми числами 10 (18,7%) и 11 (81,3%). С изменением энергии от тепловой (0,025 эв) примерно до 400 эв массовое макроскопическое сечение Σ бора меняется по закону:

$$\sum = \frac{6,65}{VE} .$$
 (II-1)

(Величина зависимости этого сечения в барнах от энергии показана на рис. І—29).

Для естественной смеси изотопов величина этого сечения равна 42 см<sup>2</sup>/г (756 барн), а для бора-10 — 232,8 см<sup>2</sup>/г (3813 барн).

На основе ННМ-т к настоящему времени разработаны методики анализа порошковых проб, а также кернов и штуфов.

Анализ порошковых проб. Методика анализа бора в порошковых пробах горных пород впервые разработана в Геохи АН СССР В. К. Христиановым и др. [6]. Практически она одинакова для всех перечисленных установок.

Перед замерами каждая нейтронная установка вначале градуируется на пробах с известными концентрациями бора или других определяемых элементов. Одна из градуировочных кривых для установки СНУ показана на рис. II—3.

В зависимости от типа нейтронной установки источники нейтронов в них различной активности: от 2 · 10<sup>4</sup> (РАП-2м) до 2 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек (НИХ-2м). Измеряемый диапазон бора — 0,03—6%, длительность заме-



Рис. 11—3. Градупровочная кривая СНУ.

диапазон бора — 0,03 — 6%, длительность замера — от 3 до 20 *мин*. Все эти данные для рассмотренных установок приведены в табл. II—1.

Нами борные пробы анализировались в основном на установке СНУ. Сопоставление полученных результатов с результатами анализа на установке НИХ-2м и химического анализа приведены в табл. II—2 и II—3. Расхождение в результатах анализов на установках СНУ и НИХ-2м составляет в среднем 0,22% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>, а расхождение химических анализов и анализов на СНУ—0,32%.

Статистические погрешности анализа (σ<sub>оти</sub>) следует определять по формуле [60]:

$$\sigma_{\rm oth} = \pm \frac{1}{N_0} \sqrt{\frac{N_0}{t_0} + \frac{N_x}{t_x}} \cdot 100\%, \qquad (II-2)$$

где  $N_0$  и  $N_x$  — скорости счета «пустой» и исследуемой пробы;  $t_0$  и  $t_x$  — длительности измерения этих проб. Для установки РАП-2м при использовании источника активностью  $2 \cdot 10^4$  нейтр/сек и времени измерения  $3 \, \text{мин} \, \sigma_{\text{отн}}$  составляет  $\pm 10\%$ ; для установки СНУ при использовании источника  $5 \cdot 10^5$  нейтр/сек и времени измерения также  $3 \, \text{мин} - 2 - 3\%$ .

Таким образом, установка СНУ, созданная на базе радиометра СРП-2, проста по устройству и не уступает по точности анализа серийным установкам типа РАП-2м и НИХ-2м.

№ пробы	Данные анализов (% В <sub>2</sub> О <sub>3</sub> )		Абс. расхож- № про		а пробы	Данные (%	Данные анализов (% В <sub>2</sub> О <sub>3</sub> )		
	СНУ	НИХ-2м	% B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>			СНУ	химический	% B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	
2 5 6 7 10 11 12 13 14	$\begin{array}{c} 0,16\\ 1,97\\ 15,40\\ 0,40\\ 1,82\\ 10,35\\ 11,70\\ 15,4\\ 9,35\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,43\\ 2,08\\ 15,2\\ 0,51\\ 1,76\\ 9,75\\ 11,7\\ 15,4\\ 8,74 \end{array}$	$\begin{array}{c} -0,27\\ -0,11\\ 0,20\\ -0,11\\ 0,06\\ 0,60\\ 0,00\\ 0,00\\ 0,00\\ 0,61 \end{array}$		6 10 13 15 21 24 31 35 53	15,4 1,82 15,4 9,71 5,91 12,9 9,81 10,3 17,1	$15,52 \\ 1,64 \\ 15,37 \\ 9,00 \\ 5,77 \\ 10,6 \\ 9,54 \\ 10,20 \\ 15,81$	$ \begin{vmatrix} -0, 12 \\ 0, 18 \\ 0, 03 \\ 0, 71 \\ 0, 14 \\ 2, 3 \\ 0, 27 \\ 0, 1 \\ 1, 29 \end{vmatrix} $	
Средняя ±0.22% В:	ариф Оз.	метическая	ошибка	+	Средняя 0,32% В2	а Оз.	ическая от	шибка	

Таблица II—2

Таблица II—3

При использовании более эффективных люминофоров время, необходимое для проведения анализа пробы, можно сократить. Так, авторами были опробованы литиевые стекла, полученные из Государственного оптического института им. С. И. Вавилова (г. Ленинград). Стекла имеют диаметр 25—30 мм и толщину 3—5 мм. Измерения заключались в снятии градупровочных кривых на СНУ для различных стекол по пробам,

содержащим 0,00; 0,52; 2,06; 4,83; 6,83; 15,4 и 18,0% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>, и в сопоставлении этих кривых с градуировочной, полученной для люминофора типа T-1. Для этих измерений применялся плутоний-бериллиевый источник активностью 8,8 · 10<sup>4</sup> нейтр/сек. Толщина слоя замедлителя между кассетой с пробой и источником нейтронов составляла 6 см. Регистрация скорости счета производилась на пересчетной установке ПС-10000 («Флокс»), на вход которой отрицательные импульсы подавались непосредственно с телефонных клемм радиометра СРП-2. Чувствительность установки была выбрана равной 10<sup>-3</sup>, разрешающее время — 25 *мксек*. Результаты испытания литиевых стекол в сравнении с результатами, полученными при использовании люминофора типа Т-1, приводятся на рис. II—4. Зависимость скорости счета в относительных единицах от содержания бора при использовании в качестве детекторов литиевых стекол и люминофора Т-1 примерно одинакова для данных условий измерения. Но если взять абсолютную скорость счета, то для литиевых стекол она составляет при данных условиях измерения 3000—5500 имп/мин для «пустой» пробы, тогда как для детектора Т-1 — лишь ОКОЛО 300 имп/мин. Таким образом, в СНУ можно использовать источник такой же активности, как в установке РАП-2м.

При измерениях по HHM к детектору будут поступать не только нейтроны, прошедшие через пробу и создающие полезный счет, но и нейтроны, минующие пробу и создающие мешающий фон. При разработке установок нужно добиваться того, чтобы этот фон был наименьшим. Если это сделать невозможно, то величину мешающего фона следует оценивать экспериментально и исключать из показаний прибора.



Рис. II—4. Результаты испытаний литневых стекол на СНУ.

Шифр кривых — заводские номера стекол (T-1 — детектор тепловых нейтронов).





1 — гильза раднометра; 2 — фотоэлектронный умножитель; 3 — детектор тепловых нейтронов; 4 — тарелочка с пробой; 5 — парафин; 6 — источник шейтронов; 7 — держатель гильзы радиометра; 8 — пульт раднометра; 9 — приставка с электромеханическим счетчиком.

Мешающий фон можно оценить, поместив на пути потока нейтронов непрозрачную для них пробу. В качестве такой пробы можно использовать вещество с максимальным содержанием бора, например карбид бора, содержащий 78% бора. Отсчет, полученный при измерениях с этой пробой, условно принимается за фон и вычитается из всех показаний.

Для оценки вклада фона проводились исследования с тонкослойными навесками, которые используются некоторыми авторами [60] при определении высоких концентраций бора в пробах. Использовалась установка СНУ с одним блоком источника, установленным вертикально (рис. II—5). Сверху на этот блок в фиксированном положении устанавливалась тарелочка с пробой и датчик (гильза радиометра). Тарелочки изготовлялись из стали. Высота их 1 мм, диаметр 58 мм. Вес пробы 3—5 г. Верхняя плоскость блока источника, кроме окна для тарелочки с пробой, покрывалась листовым кадмием толщиной около 1 мм и засыпа-



Рис. 11—6. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания бора в водородсодержащих пробах без вычета фона (1) и с вычетом фона (2). лась слоем карбида бора толщиной 7—8 *мм*. Таким образом, на тарелочку с пробой падал практически коллимированный пучок нейтронов. Гильза радиометра с детектором тепловых нейтронов типа Т-1 в специальном держателе помещалась на расстоянии 10—15 *мм* от поверхности пробы. Применяемый полоний-бериллиевый источник имел активность 8·10<sup>5</sup> *нейтр/сек*. Толщина слоя замедлителя составляла 6 *см*. Скорость счета регистрировалась радиометром СРП-2 с описанной выше приставкой.

В этих исследованиях применялись пробы двух видов: содержащие связанный водород (смеси песка с бурой) и не содержащие его (смеси песка с карбидом бора). На рис. II—6 представлены результаты измерений проб первого вида. Видно, что при вычитании фона ход кривой приблизительно до 5% бора соответствует экспоненте, а при более высоких содержаниях

бора кривая начинает выполаживаться. Выполаживание кривой объясняется тем, что наряду с увеличением концентрации бора в пробе увеличивалось содержание водорода, входящего в состав буры.

Результаты измерений, проведенных с пробами, составленными из смеси песка с карбидом бора, показаны на рис. II—7. При вычитании фона градуировочная кривая для проб, не содержащих водорода, в полуло-

гарифмических координатах линейна для всего рассматриваемого диапазона концентраций бора.

Аналогичные исследования проводились и с борными пробами различного состава в фигурных кассетах. Однако вычитание фона при этом не приводило к получению линейной градуировочной кривой в полулогарифмических координатах. Из этого следует, что ослабление нейтронов в толстых пробах отклоняется от экспоненциального закона.

Таким образом, методика, основанная на вычитании фона, особенно приемлема для анализа тонкослойных проб, не содержащих водорода. Чувствительность определения бора в пробах весом около 50 -:- 100 г равна примерно 0,02%, а для проб весом около 2—3 кг может достигать 0,003% (см. раздел I — [6]).

В работе [30] показано, что при-



Рис. 11—7. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания бора в пробах, не содержащих водорода, без вычета фона (1) и с вычетом фона (2).

менение ННМ-т для анализа порошковых проб позволяет повысить производительность анализа примерно в 10—20 раз по сравнению с химическим анализом.

В заключение следует заметить, что установки НИХ-2м, РАП-2м, СНУ и др. могут применяться для анализа не только порошковых проб, но и растворов, содержащих бор. Так, например, в работе [38] описаны случаи, когда для этих целей применялась установка РАП-2м.

Анализ кернов и штуфов. Методика анализа разработана Г. В. Остроумовым [39, 40]. На основе радиометра РАП-2м им была сконструирована установка. Образец керна или штуфа помещался в цилиндрический канал. При образце весом 500 г, принятом за эталонный, уменьшение веса образца до 100 г или увеличение до 700 г приводит к абсолютным ошибкам в определении бора в пределах  $\pm 0,2\%$  В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>. С целью уменьшения неравномерности оруденения образец предлагается измерять в нескольких положениях и определять среднюю скорость счета, а по ней и среднюю концентрацию бора в пробе.

При анализе кернов было установлено, что на показания прибора оказывают влияние участки керна длиной 15-20 см. Изменение диаметра керна от 6 до 10 см приводит к погрешностям в определении бора от 0,2 до 0,3% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>.

При работе с источником активностью (6 ÷ 8) · 10<sup>4</sup> нейтр/сек длительность одного замера составляла 30 сек.

Рассмотренная методика может применяться для определения не только бора, но и других поглощающих элементов в штуфах и кернах.

Производительность работ ННМ-т при анализе штуфов и кернов намного выше производительности анализа порошковых проб (отпадает необходимость их дробления и т. д.).

## § 4. ОСОБЕННОСТИ МЕТОДИКИ АНАЛИЗА ВЫСОКИХ КОНЦЕНТРАЦИЙ БОРА В ПРОБАХ

ННМ широко применяется для определения содержания бора в пробах, однако при содержании бора в пробе свыше 15% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (5% бора) анализ ННМ затруднен (см. [60], а также раздел I—[6, 75]), так как вследствие почти полного поглощения тепловых нейтронов в пробе градуировочная кривая выполаживается (начинает сказываться самоэкранирование).

Ошибка в определении бора  $\sigma_c$  связана с ошибкой определения скорости счета нейтронов  $\sigma_N$  соотношением

$$\sigma_c = \sigma_N \left/ \left( \frac{\partial N}{\partial c} \right), \tag{II-3}$$

где  $\frac{\partial N}{\partial c}$  — величина, характеризующая наклон кривой (тангенс угла наклона); N — скорость счета; c — концентрация бора. Поэтому, естественно, выполаживание кривой приводит к увеличению погрешности в определении бора. В связи с этим установки типа НИХ-2м, РАП-2м и им подобные применяются для определения бора в пробах в диапазоне примерно от 0,03 до 5—6% (от 0,1 до 15—16% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) с точностью, меняющейся в пределах от 0,001 до 1% бора.

Задача же определения высоких концентраций бора в пробах до настоящего времени оставалась практически не разрешенной.

Главной причиной выполаживания кривых при высоких концентрациях поглощающего элемента является самопоглощение пробы. Количество нейтронов (n<sub>0</sub>), падающих на образец коллимированным пучком, связано с количеством нейтронов (*n*), поглощенных в образце с весовой концентрацией (*c*) поглощающего элемента, очевидным дифференциальным уравнением [7]:

$$\frac{dn}{dx} = (n_0 - n) \frac{\sigma c A_{0^2}}{A} = c \rho \sum (n_0 - n), \qquad (II-4)$$

где *x* — размер образца по направлению потока нейтронов; σ — эффективное сечение поглощения нейтронов в пробе; *с* — концентрация поглощающего элемента; ρ — плотность пробы.

При слабом поглощении (n « n\_)

$$\frac{dn}{dx} = n_0 c \rho \Sigma, \qquad (II-5)$$

т. е.

$$n = n_0 x c_0 \Sigma. \tag{II--6}$$

Из формулы (II—6) видно, что количество нейтронов, поглощенных в пробе, пропорционально концентрации бора. При значительном поглощении, т. е. когда n сравнимо с  $n_0$ ,

$$n = n_0 \left(1 - e^{-x\rho c \Sigma}\right). \tag{II-7}$$

При высоких концентрациях бора в пробах, т. е. при  $c \approx x_{0}\Sigma$ , наблюдается выполаживание кривой N = f(c), снижающее точность измерений.

Из выражения (II—7) видно, что имеется три пути устранения выполаживания кривой: 1) за счет уменьшения концентраций (c) поглощающего элемента в пробе, 2) уменьшения толщины образца (x) и, наконец, 3) «уменьшения» сечения поглощения исследуемого элемента ( $\sigma$  или, что то же самое,  $\Sigma$ ) путем детектирования более высокоэнергетичных нейтронов по сравнению с тепловыми.

Чтобы оценить влияние толщины слоя пробы (x) и концентрации бора (c) на степень поглощения нейтронов, были проделаны расчеты для различных концентраций бора в пробах по формуле (II—7), приведенной к виду $n/n_0 = 1 - e^{-y}$ , где  $y = x \sigma ck$  ( $k = \rho A_0/A = 0.085$ ). Плотность проб была условно принята неизменной и равной 1,5  $c/cm^3$ . Влияние других элементов, которые могут поглощать или рассеивать нейтроны в пробе, не учитывалось. Результаты расчетов приведены на рис. II—8. Расчет делался для  $\sigma = 755$  барн. При уменьшении x диапазон уверенного определения бора увеличивается. Так, для x = 1.0 см кривая начинает выполаживаться после содержаний 3—4% бора, а при  $x \leq 0.5$  см — почти линейна в диапазоне 0.05—10.0% бора.

Зависимость поглощения тепловых нейтронов от концентрации боря (c) наглядно видна из рис. II—9 (кривая T). Эта кривая рассчитана для x=1,0 см. На этом же рисунке приводятся расчеты для нейтронов более высоких групп энергий, чем тепловые, а именно: для надкадмиевых нейтронов (энергия 0,4 эв,  $\sigma=190$  барн), для индиевых (энергия 1,45 эв,  $\sigma=102$  барн) и для серебряных (энергия 5,23 эв,  $\sigma=54$  барн). Условно принято, что нейтроны поглощаются только в узкой области указанных: энергий. (О методе регистрации индиевых и серебряных нейтронов см. в гл. 7.). Данные рис. II—9 наглядно демонстрируют, что с уменьшением сечения поглощения нейтронов ( $\sigma$ ) зависимость функции поглощения нейтронов от концентрации бора становится более линейной.

Следовательно, для уменьшения выполаживания кривой  $N = f(c_B)$  при высоких содержаниях бора наряду с уменьшением концентрации бора ( $c_B$ ) и толщины пробы (x) можно применять метод «уменьшения» сечения ( $\sigma$ ) этого элемента. (Методика определения бора путем регистрации нейтронов высоких энергий будет описана в гл. 7).

Уменьшение количества бора в пробе на практике можно осуществить разубоживанием пробы [18, 31, 60]. Но этот метод, как уже отмечалось, неудобен тем, что требует дополнительного времени на процесс разбавления пробы и последующие пересчеты. К тому же после разубоживания проба приходит в негодность и не может быть использована для повторного или какого-либо другого анализа. Точность определения бора по этой методике равна ±2 отн. % (см. раздел I—[6]).



пробы. Шифр кривых — толщина слоя пробы (в см).



Рис. 11—9. Зависимость поглощения нейтронов при регистрации нейтронов различных групп энергий (Т тепловых, Сd — кадмиевых, In — индиевых, Ад — серебряных).

Уменьшение толщины пробы дает значительный эффект [60]. В работах [36, 60] показано, что при использовании небольших навесок можно получить кривую, которая не выполаживается для высоких содержаний бора. Причем, чтобы производить измерения с нужной статистической погрешностью, можно рассчитать величину навески [36]. В. К. Христианов считает, что метод определения бора в тонких слоях менее точный, чем метод разубоживания, из-за того, что при малых навесках трудно выдержать постоянной толщину пробы.

Для уменьшения сечения поглощения нейтронов нередко применяют метод регистрации надтепловых нейтронов ННМ-н.

## § 5. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОКИХ СОДЕРЖАНИЙ БОРА, ОСНОВАННАЯ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВКЛАДЫША

Вместо разубоживания пробы авторами предложена и опробована методика, основанная на использовании вкладыша, изготовленного из матернала, имеющего химический состав, близкий к составу вмещающих пород [10]. При определении бора по этой методике вкладыш вместе с малой кассетой играет роль разбавителя, и содержание бора в системе вкладыш — проба как бы уменьшается. Это равносильно «уменьшению» макроскопического сечения пробы и перемещению по градунровочной кривой влево, в область более низких концентраций. В качестве материала для вкладыша был выбран пирофиллит (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> · 4SiO<sub>2</sub> · H<sub>2</sub>O).

Перед началом экспериментальных исследований рассчитывались макроскопические сечения для проб в больших кассетах и для малых проб с пирофиллитовым вкладышем по формулам, приведенным в табл. II—4. Макроскопическое сечение поглощения  $\Sigma_a$  для пробы с содержанием 56,4%  $B_2O_3$  (борная кислота) уменьшается при использова-

нии малых кассет с вкладышем в 8 раз — с 10,7 до 1,21 см<sup>2</sup>/г, а общее сечение — почти в 7 раз, соответственно 13,05 до 2,15 см<sup>2</sup>/г.

Исследования по этой методике проводились на установке СНУ. В качестве детектора нейтронов использовался люминофор типа Т-1. Активность применяемого источника нейтронов составляла 5 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек. Скорость счета измерялась посредством приставки с электромеханическим счетчиком типа МЭС-54.

Таблица II—4

Содержание в пробе В <sub>2</sub> О <sub>3</sub> ,	Болы	пие фигурные	кассеты	Малые фигурные кассеты с пирофиллито- вым вкладышем			
$\Sigma_a$ $\Sigma_s$ $\Sigma_t$		$\sum_{a}$	$\Sigma_{S}$	$\sum_{t}$			
0,0	0,004	0,252	0,256	0,007	0,683	0,690	
10,0	2,845	1,145	3,990	0,331	0,794	1,125	
20,0	5,290	1,979	7,269	0,652	0,899	1,551	
36,5	8,348	2,962	11,310	1,049	1,033	2,082	
56,4	10,744	2,307	13,051	1,214	0,936	2,150	

Значения макроскопических сечений для борсодержащих проб

На рис. II—10 для сравнения показан общий вид установки СНУ с большими фигурными кассетами (*a*) и с малыми кассетами и пирофиллитовым вкладышем (*б*). На рис. II—11 приводятся кривые, полученные при использовании больших фигурных кассет, малых фигурных кассет с воздушным зазором и с парафиновым вкладышем, малых плоских кассет и малых фигурных кассет с пирофиллитовым вкладышем. Рисунок наглядно свидетельствует о том, что применение пирофиллитового вкладыша дает наилучший эффект. Точность определения бора по этой методике для концентраций 50—55% В<sub>2</sub>O<sub>3</sub> составляет  $\pm 10 \div 13$  отн. %.

С целью проверки возможностей этой методики были определены высокие концентрации бора в пробах с известным его содержанием. Результаты этих определений приводятся в табл. II—5 и II—6. Относительная ошибка апализов не превышает ±3%.



Рис. 11—10. Общий вид сцинтилляционной нейтронной установки для определения бора в порошковых пробах:



Преимущество методики, основанной на применении вкладыша, заключается в том, что, имея две градуировочные кривые — одну для обычных фигурных кассет и другую для малых кассет с вкладышем, — можно проводить анализы проб как с малыми, так и с большими содержаниями бора, не изменяя геометрии установки.

Методика определения высоких концентраций бора, основанная на применении вкладыша, может быть использована, например, для определения бора в концентратах или в какой-либо иной конечной продукции предприятий, выпускающих борное сырье (буру, борную кислоту, борат кальция и пр.).

Сравнение различных методик определения высоких концентраций бора в пробах приведено в табл. II—7. Точности приведены к одинако-

вой длительности измерений — 15 мин. На установке СНУ при использовании больших фигурных или плоских кассет определение бора можно вести при концентрациях не свыше 5% В. Точность определения этих концентраций составляет 0,7% В, т. е. около 12 отн. %. Применение малых кассет с воздушным зазором или с парафиновым вкладышем приводит лишь к незначительному увеличению точности (до 0,5—0,6% В) в том же диапазоне. Метод тонкослойных навесок проб расширяет диапазон определения бора до 10% для водородсодержащих проб (какими и являются в основном все естественные пробы), но имеет низкую точность — от 0,8 до 2,0% В. Этот метод дает лучшие результаты для проб, совершенно не содержащих водорода.



Рис. 11—11. Градунровочные кривые СНУ при использовании различных кассет:

1 — больших фигурных; 2 — малых фигурных с воздушным зазором; 3 — малых фигурных с парафиновым вкладышем; 4 — мамалых плоскнх; 5 — малых фигурных с пирофиллитовым вкладышем.

Наибольшую точность при той же длительности измерений имеет методика, основанная на применении пирофиллитового вкладыша. Для содержаний бора в пределах 5—10% точность составляет соответственно 0,4 и 0,8% В, или  $\pm 8$  отн. %, для содержания 15% В точность равна 1,5—1,8% В, или  $\pm 10 \div 13$  отн. %.

	-					11	۳ I
l a	υ	л	И	Ц	а	- 11	с—э

Результаты определений высоких содержаний бора в пробах с использованием вкладыша

Содержа- нИг в про- бе В <sub>2</sub> О <sub>3</sub> ,%	Содержа- ние бора, определен- ное на СНУ, % В <sub>2</sub> О <sub>3</sub>	Ошиб- ка ол- ределе- ния, % В <sub>2</sub> О <sub>3</sub>	Отно- ситель- ная ошиб- ка, %
22,0 27,0 30,0 40,0	22,5 26,4 30,6 39,2	$ \begin{vmatrix} -0.5 \\ 0.6 \\ -0.6 \\ 0.8 \end{vmatrix} $	$\begin{array}{c} -2,7\\ 2,22\\ -2,0\\ 2,0 \end{array}$

опред	еле	ния	ВЬ	ICO	ких
бора	В	проб	ax	С	ИС-
пироф	рил	ЛИТОВ	010	BI	кла-
	опредо бора пироф	определе бора в пирофил	определения бора в проб пирофиллитов	определения вь бора в пробах пирофиллитового	определения высо бора в пробах с пирофиллитового вы

Таблица II—6

	Д	ыша		
N₀ IIPOõbi	Данные а (% Е	Расхожде- ние, %		
mp o om	СНУ	ХИМИЧСС- КОГО	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	
3 29 40 45 53 55	18,9 17,5 15,4 17,8 15,0 16,6	18,717,9815,6817,7315,2616,91	$\begin{array}{ c c c } -0,20 \\ 0,48 \\ 0,28 \\ -0,07 \\ 0,26 \\ 0,31 \end{array}$	
Средняя В <sub>2</sub> О2.	арифмети	ческая ошн	бка ±0,27%	

Следовательно, методика определения высоких концентраций бора, основанная на применении вкладыша, изготовленного из материала, химический состав которого близок к химическому составу вмещающих пород, имеет явные преимущества перед другими модификациями HHM-т.

### § 6. МЕТОДИКА ИСКЛЮЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ВОДОРОДА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ БОРА В ПРОБАХ

По ННМ бор, как известно, определяется по величине потока нейтронов, прошедших через пробу: чем больше в пробе бора, тем меньше нейтронов будет достигать детектора. Наличие в пробе водорода приводит к интенсивному рассеянию нейтронов протонами. Макроскопическое сечение водорода, солержащегося в молекуле воды, равно 32,5  $cm^2/c$ . Следовательно, наличие водорода в пробе будет также уменьшать поток нейтронов, достигающих детектора, что используется для определения влажности проб (см. § 2 этой главы). Таким образом, присутствие в пробе влаги приводит к завышению результатов определения бора. В работе [61] говорится, что при анализе порошковых проб на установке типа РАП-2м содержание  $B_2O_3$  завышается на 6—7 отн. % на каждые 10% воды в пробе.

Для определения содержания бора в присутствии водорода А. Л. Якубовичем и Е. И. Зайцевым [61], как уже отмечалось, предложена методика двойных измерений с воздушным промежутком между детектором и пробой и без него. Они же предлагают определять водород посредством двойных измерений в плоском и в кольцевых слоях.

В связи с тем, что водород в основном рассеивает нейтроны, на результаты анализа в значительной степени оказывает влияние толщина слоя пробы. Чтобы влияние водорода было меньше, толщину слоя необходимо по возможности уменьшать. Г. В. Остроумовым были проведены

Таблица II—7

	1	Αΰα	. погрешно	сть определения бора (%)		
Методика измерения	5	% B	10 % B	15 % B		
СНУ с большими фигурными кассетами; диаметр 80 мм, вы- сота 10 мм		0,7	Опре	гделение невозможно		
СНУ с большими плоскным кассетами; диаметр 80 мм, вы- сота 5 мм		0,7	>	»		
СНУ с малыми плоскими кас- сетами; диаметр 45 мм, высо- та 7 мм		1,0	>2,0	Определение невозможно		
СНУ с малыми фигурными кас- сетами и воздушным зазором		0,5	Опре	пределение невозможно		
СНУ с малыми фигурными кас- сетами и парафиновым вкла- дышем		0,6	»	»		
Малые навески проб, не содер- жащих водорода (смеси кар- бида бора с песком)		0,7	1,2	1,5		
Малые навески проб, содержа- щих водород		0,8	2,0	Определение невозможно		
СНУ с малыми фигурными кас- сетами и вкладышем		0,4	0,8	1,5-1,8		

Сопоставление различных методик определения высоких концентраций бора нейтронными методами

определения бора в пределах от 4 до 40%  $B_2O_3$  в тонких слоях проб с различной влажностью (от 0 до 20%). Навеска пробы в 1 г распределялась по тарелочке площадью 10 см<sup>2</sup>. Относительная ошибка определения бора составила  $\pm 10\%$  [36].

В связи с тем, что рассматриваемый вопрос имеет важное значение, авторами проведены специальные теоретические и экспериментальные исследования [54].

Рассчитать поток нейтронов, прошедших через пробу, легче всего для плоской геометрии, поэтому мы расчеты и эксперименты проводили специально для плоских проб.

Скорость счета *N* потока медленных нейтронов *n*, вышедших из коллиматора и прошедших через плоскую пробу толщиной *x*, может быть определена из соотношения [54]

$$N = n \int_{E_0}^{E_k} \Phi(E) \, \varepsilon(E) \, e^{-x \, \varepsilon \left( \frac{(E)}{\mu_{H_2O} + \mu_{T1}} + \mu_{\Sigma}^{(E)} \right)} \, dE \,. \tag{II-8}$$

Здесь  $\Phi(E)$  — спектр нейтронов;  $\varepsilon(E)$  — эффективность детектора медленных нейтронов;  $\rho$  — плотность пробы;  $\mu_{H_{2}O}^{(E)}$  — массовый коэффициент рассеяния медленных нейтронов на водороде, входящем в состав воды, которая содержится в пробе;  $\mu_{\Sigma}^{(E)}$  — то же, на ядрах атомов всех остальных породообразующих элементов;  $\mu_{n}^{(E)}$  — массовый коэффициент поглощения медленных нейтронов рассматриваемым элементом;  $E_0$  — нижняя граница энергетического интервала (обычно энергия тепловых нейтронов);  $E_k$  — верхняя граница энергетического интервала. Она определяется величиной энергии нейтронов, с которой начинается интенсивное поглощение медленных нейтронов рассматриваемым элементом, в данном случае для бора  $E_k \approx 380$  *эв*, для лития  $E_k \approx 100$  *эв*.

Спектр нейтронов в однородной замедляющей среде в различных областях энергий аппроксимируется различными выражениями (см. § 4 гл. 1). Так, для диапазона энергий от тепловых до нейтронов с фермиевской границей спектра он выражается максвелловским распределением (I—41), а для нейтронов с энергией 0,17 эв и выше — фермиевским (I—42).

Формулы (I—41) и (I—42) справедливы для однородной безгранич-

ной поглощающей среды. В экспериментах же обычно используется замедлитель ограниченных размеров с плоской поверхностью раздела. В работе [69] (см. раздел I) приводится спектр нейтронов, вышедших с поверхности плоского слоя чистой воды толщиной 10 см. Сравнение этого спектра с формулами (I—41) и (I—42) показано на рис. II—12. Кривые, полученные по формулам, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Поэтому оказалось возможным использовать эти соотношения для аппроксимации спектра нейтронов, выходящих с плоской поверхности замедлителя, который использовался авторами.

В качестве приемников медленных нейтронов в ННМ применяются борные или литиевые детекторы. Эффективность регистрации этих детекторов обусловлена сечением захвата медленных нейтронов бором или литием. Из-



Рис. 11—12. Соноставление спектра, полученного экспериментально (сплошная кривая) и по формулам (1—41) и (1—42) (пунктир).

вестно, что сечения захвата бора и лития подчиняются закону  $1/\sqrt{E}$  и массовое макроскопическое сечение  $\Sigma$  для них может быть представлено в виде выражений:

$$\sum_{B} = \frac{a_{B}}{\sqrt{E}} = \frac{6.65}{\sqrt{E}}; \qquad (II-9)$$

$$\sum_{\rm LI} = \frac{a_{\rm LI}}{\sqrt{E}} = \frac{1}{\sqrt{E}} \,. \tag{II-10}$$

Поскольку от формулы (II—8) требуется, чтобы она определяла скорость счета с точностью до постоянной, вместо функции  $\varepsilon(E)$  можно взять (II—9) и (II—10), имея в виду, что они справедливы в указанных ранее интервалах энергии.

Величину коэффициента  $\mu_{H_2O}^{(E)}$  для рассматриваемого диапазона энергий нейтронов можно взять постоянной, зависящей не от энергии, а только от содержания в пробе воды ( $P_{H_2O}$ ):

$$\mu_{H_2O}^{(E)} = \sum_{H_2O} \cdot P_{H_2O} = 1,52 P_{H_2O}.$$
(II-11)

Величина коэффициента  $\mu_n^{(\mathcal{E})}$  имеет следующие значения для бора и лития:

$$\mu_{\rm B}^{(E)} = \underline{\Sigma}_{\rm B} (E) P_{\rm B} = \frac{a_{\rm B} P_{\rm B}}{\sqrt{E}} = \frac{6,65P_{\rm B}}{\sqrt{E}}; \qquad (II-12)$$

$$\mu_{LI}^{(E)} = \sum_{Li} (E) P_{LI} = \frac{a_{LI} p_{Li}}{\sqrt{E}} = \frac{P_{Li}}{\sqrt{E}} . \qquad (II-13)$$

Величина коэффициента  $\mu_{\Sigma}^{(E)}$ , как и  $\mu_{H_2}^{(E)}$ , не зависит от энергии и может быть представлена в виде

$$\mu_{\Sigma}^{(E)} = \sum_{\Sigma} \cdot P_{\Sigma}. \tag{II-14}$$

Приводим значения массовых макроскопических сечений ходим се

C O F Na Mg Al Si P S (K Ca) F

 $0,2356 \quad 0,145 \quad 0,108 \quad 0,0785 \quad 0,0841 \quad 0,0301 \quad 0,0483 \quad 0,066 \quad 0,0207 \quad 0,0534 \quad 0,0517 \quad 0,124 \quad 0,0517 \quad 0,$ 

Видно, что значения сечения основных породообразующих элементов малы, причем они постоянны.

Наши расчеты проведем для случая определения в породах бора. Выражение (II—8) запишем в следующем виде:

$$N = a_{\rm B} n e^{-x \rho (\Sigma_{H_2} O \cdot P_{H_2} O + \Sigma_{\Sigma} \cdot P_{\Sigma})} (I_1 + I_2). \tag{II-15}$$

Здесь

$$I_{1} = 571 \int_{0.025}^{0.17} E \cdot e^{-\left(E/E_{0} - x_{P} \frac{a_{B} \cdot P_{B}}{\sqrt{E}}\right) dE}; \qquad (II-16)$$

$$I_{2} = 7,5 \cdot 10^{-3} \int_{0,17}^{380} e^{-x\rho a_{\rm B}} \frac{\rho_{\rm B}}{\sqrt{E}} \frac{dE}{E^{3/2}} .$$
 (II-17)

Первый интеграл через элементарные функции не выражается, по-

<sup>\*</sup> Даны сечения для тепловых нейтронов из-за того, что значения для других энергий отсутствуют.

этому его необходимо определять численно. Второй интеграл может быть сведен к выражению вида

$$I_2 = \frac{0.015}{B} \left( e^{-0.0513B} - e^{-2.425B} \right), \qquad (II-18)$$

где  $B = x \rho a_{\rm B} \cdot P_{\rm B}$ .

При  $P_B = 0$  выражения (II—16) и (II—17) приобретают вид:

$$I_{1} = 571 \left[ 2E_{0}^{2}e^{-1} - \left( E_{0}E_{k} + E_{0}^{2} \right)e^{-E_{k}/E_{0}} \right] = 0,358; \quad (II-19)$$
$$I_{2} = 0,015 \left( 2,425 + 0,0513 \right) = 0,0356. \quad (II-20)$$

Если на пути потока нейтронов поместить кадмиевый фильтр (нижняя граница энергетического интервала  $E_0$  станет равной 0,4 *эв*), то выражение для скорости счета надкадмиевых нейтронов, аналогичное (II—15), примет вид:

$$N_{\rm Cd} = 7,5 \cdot 10^{-3} a_{\rm B} n_{\rm Cd} e^{-x_{\rm P}(\sum_{\rm H_2O} \cdot P_{\rm H_2O} + \sum_{\Sigma} \cdot P_{\Sigma})} \int_{0,4}^{380} e^{-x_{\rm P}a_{\rm B}} \frac{P_{\rm B}}{\sqrt{E}} \frac{dE}{E^{3/2}} =$$
  
=  $a_{\rm B} n_{\rm Cd} e^{-x_{\rm P}(\sum_{\rm H_2O} \cdot P_{\rm H_2O} + \sum_{\Sigma} \cdot P_{\Sigma})} I_3;$  (II-21)  
 $I_3 = \frac{0,015}{B} (e^{-0,0513B} - e^{-1,58B}).$ 

Если взять отношение выражений (II—15) и (II—21), определяющих скорости счета медленных и надкадмиевых нейтронов, то получим

$$M = \frac{Nn_{Cd}}{N_{Cd}n} = \frac{I_1 + I_2}{I_3} = \frac{I_1 + I_2 + I_3}{I_3} = 1 + \frac{I_1 + I_2'}{I_3} = 1 + \frac{\frac{0.015}{B}(e^{-1.58B} - e^{-2.425B}) + I_1}{\frac{0.015}{B}(e^{-0.0513B} - e^{-1.58B})} \cdot$$
(II-22)

Видно, что выражение (II—22) зависит не от содержания в пробе водорода и других рассеивающих элементов, а только от содержания бора.

Результаты расчета скоростей счета медленных N и надкадмиевых нейтронов  $N_{Cd}$ , а также отношения M этих скоростей показаны на рис. II—13— II—15. Присутствие в пробе воды ведет к уменьшению скорости как медленных, так и надкадмиевых нейтронов (см. рис. II—13 и II—14). Поэтому для раздельного определения бора и водорода необходимо строить палетки типа тех, которые изображены на этих рисунках.

Экспериментальные исследования проводились на установке НРУ-2 (см. § 2 гл. 7). В блоке-замедлителе НРУ-2 помещался источник нейтронов активностью 8,6 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек. Кассета с исследуемой пробой вставлялась в гнездо замедлителя. Для уменьшения мешающего потока нейтронов верхняя плоскость блока покрывалась слоем карбида бора и кадмия, что обеспечивало поступление нейтронов на пробу главным образом со стороны окна, имеющего размер кассеты с пробой. Кассета изготовлялась из стали и имела днаметр 60 мм и высоту 12 мм. Пробы представляли собой смесь песка и карбида бора. В качестве приемника излучения использовался радиометр типа СРП-2 с детектором тепловых нейтронов типа Т-1 диаметром 35 мм. Регистрация скорости счета производилась при помощи пересчетной установки ПС-10000 («Флокс»).



Рис. 11—13. Расчетные кривые, показывающие зависимость скорости счета медленных нейтронов от содержания бора для различных ох.

Шифр кривых — влажность пробы (в %).



Рис. 11—14. Расчетные кривые, показывающие зависимость скорости счета надкадмиевых нейтронов от содержания бора для различных рх.

Шифр кривых — влажность пробы (в %)



Рис. 11—15. Расчетная кривая зависимости  $M = N/N_{Cd}$  от содержания бора для проб с различным значением  $\rho x$ .





В связи с тем, что на результаты измерений значительное влияние может оказывать мешающий нейтронный фон, скорость счета всегда будет завышена на некоторую величину. Поэтому при построении экспериментальных кривых из результатов всех измерений вычитался отсчет, соответствующий измерению с пробой, содержащей карбид бора. Считалось, что скорость счета в этом случае обусловливалась только мешающими нейтронами.



Рис. 11—17. Зависимость скорости счета надкадмиевых нейтронов от содержания бора в пробах с различной влажпостью. Шифр кривых — влажность (в вес. %).



Результаты экспериментов — завнсимость скорости счета медленных и надкадмиевых нейтронов для борсодержащих проб с различной влажностью, а также отношение скоростей счета медленных и надкадмиевых нейтронов — приводятся на рис. II—16 — II—18.

В целом экспериментальные кривые согласуются с расчетными. Значения величины *М* для проб с различным содержанием воды (см. рис. II—18) несколько отличаются друг от друга. Это различие обусловлено главным образом увеличением объемной плотности пробы за счет заполнения ее пор водой. Однако расхождения невелики и не выходят за пределы статистической погрешности, определяемой выражением [20, 50]

$$\sigma = \frac{N}{N_{\rm Cd}} \sqrt{\frac{N+N_{\rm Cd}}{NN_{\rm Cd}}} \,. \tag{II-23}$$

Результаты сопоставления экспериментальных и расчетных данных для проб, содержащих 10% воды, показаны на рис. II—19. Для надкадмиевых нейтронов согласование кривых хорошее. Аналогичные кривые для медленных нейтронов и величин *M* при концентрациях бора свыше 4% имсют значительное расхождение. Это расхождение, по мнению авторов, обусловлено тем, что наличие в пробе высоких концентраций бора приводит к нарушению экспоненциального закона ослабления потока тепловых нейтронов, который был принят нами при расчетах. Кроме



Рис. 11—19. Сопоставление расчетных (сплошные кривые) и экспериментальных (пунктир) данных для медленных и надкадмиевых нейтронов и величин отношения их скоростей счета (М).

того, это расхождение может быть вызвано такими факторами, как изменение спектра нейтронов при наличии больших концентраций бора и т. д. Тем не менее можно сделать вывод, что приведенные выше формулы могут быть использованы для выяснения качественных закономерностей при анализе проб ННМ.

Влияние влажности на результаты определения бора можно охарактеризовать следующими величинами. Присутствие 10% H<sub>2</sub>O при измерении по медленным нейтронам вызывает уменьшение скорости счета на 2%, что эквивалентно 0,3% бора. При измерениях по надкадмиевым нейтронам скорость счета снижается больше — на 22%. Это соответствует 4,5% бора в пробе. Приведенные выше данные относятся к пробе с нулевым содержанием бора («пустая» проба).

Следовательно, определение содержания поглощающих элементов в пробах с переменной влажностью следует вести по отношению скоростей счета медленных и надкадмиевых нейтронов.

Чтобы определить влажность проб, содержащих поглощающие элементы, предварительно необходимо строить семейства градунровочных кривых для различных концентраций воды в пробах.

Необходимо также учитывать, что увеличе-

ние толщины пробы повышает точность определения влажности, но снижает точность определения бора. Поэтому толщина проб в таких случаях должна быть оптимальной.

## § 7. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ, МЕШАЮЩИХ ОПРЕДЕЛЕНИЮ БОРА В ПРОБАХ

Кроме водорода, на результаты определения бора в пробах могут оказывать влияние другие элементы, встречающиеся в природе совместно с бором, имеющие высокие сечения поглощения и рассеяния тепловых нейтронов.

Так, например, при анализе проб, отобранных на скарновых железорудных месторождениях с борномагнетитовой, борнолюдвигитовой или борноашаритовой минерализациями, на результаты определений бора будет оказывать влияние железо (см. раздел I—[6], а также работу [37]). Известно, что железо имеет эффективное сечение поглощения тепловых нейтронов, равное 2,43 *барн*, и помимо этого обладает значительным сечением рассеяния — 11,8 *барн*.

При анализе проб из осадочных соленосных месторождений бора результаты будут искажаться из-за присутствия в пробах хлора, который имеет сечение поглощения тепловых нейтронов 31,6 и сечение рассеяния 15 *барн*.

Аналогично такое же искажающее влияние на результаты анализов на бор могут оказывать и другие элементы с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов. Сведения о сечениях захвата и рассеяния некоторых элементов приводятся в приложении 1. Величину концентрации элемента  $(c_i)$ , эквивалентного по поглощению тепловых нейтронов определенному количеству бора (c) и т.д., можно оценить исходя из макроскопических сечений:

$$c_i = c \frac{\Sigma}{\Sigma_i} , \qquad (II-24)$$

где  $\Sigma_i$  и  $\Sigma$  — макроскопические сечения поглощения определяемого и известного элементов.

Пользуясь этим соотношением, можно рассчитать, что 15,65% железа эквивалентно по поглощению тепловых нейтронов 0,01% бора, а этому же количеству бора эквивалентно 0,76% хлора. Поэтому при исследовании борсодержащих проб, отобранных на скарновых железорудных месторождениях, где содержание железа может достигать 30—40 и даже 60%, необходимо учитывать влияние железа. То же самое можно сказать и об осадочных соленосных отложениях, где содержание хлора может доходить до 40—50%. Вообще же количество элемента, эквивалентного по своим поглощающим свойствам другому элементу, необходимо определять экспериментально для данного типа месторождения и для данной геометрии измерения.

Способы определения железа и хлора в борсодержащих пробах и учет их влияния на результаты определения бора предложены Г. В. Остроумовым [36, 37]. Определение железа в пробах можно проводить по двойным измерениям с плоскими и кольцевыми кассетами [39]. Сопоставление этих измерений показывает, что разница отношений

$$\frac{N_{\Pi_0}}{N_{\kappa_0}} - \frac{N_{\Pi}}{N_{\kappa}}$$

тем больше, чем выше содержание железа в пробе. Здесь  $N_{\pi_0}$  и  $N_{\kappa_0}$  — отсчеты при измерении пробы, не содержащей бора, соответственно в плоском и кольцевом слоях;  $N_{\pi}$  и  $N_{\kappa}$  — то же, для анализируемой пробы.

Учет влияния хлора на результаты определения бора в порошковых пробах можно вести следующим образом [36]. Проба вначале анализируется на установке по обычной методике. Затем из нее берется навеска в 10 г и помещается в воду. Считается, что весь хлор переходит в раствор, а борные минералы выпадают в осадок. Далее раствор отбирается пипеткой и в нем на той же установке определяется хлор. Предварительно прибор должен быть проградуирован и порошковыми борными, и жидкими хлорными эталонами. Результат приводится к сухому порошку, и вводится поправка.

## § 8. МЕТОДИКА АНАЛИЗА ДРУГИХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРОБАХ

ННМ-т применяется для определения лития, хлора, марганца, кадмия, ртути, редких земель и некоторых других элементов. Массовые макроскопические сечения этих элементов в сопоставлении с бором приведены в табл. II—8. В ней же приведены и концентрации элементов, эквивалентные по поглощающим свойствам бору. Как уже говорилось, за минимально определяемую концентрацию бора в навесках 50—100 г обычно принимают величину 0,02% (порог чувствительности); из нее мы и исходили при расчетах. Однако заметим, что для проб весом 2—3 кг порог чувствительности может быть повышен до 0,003% бора. В соответствии с этим примерно в 6 раз может быть повышен порог чувствительности и для других приведенных в таблице элементов. Для рассеи-

Таблица 11—8

Концентрации	элементов,	эквивалентные	по	101	лощению	тепловых	нейтронов
		концентрации	0,02	0%	бора		

Химический элемент	N ассовые м	Эквивалситные концентрации,		
	поглощения	расссяния	полное	26
Бор	42,10	0,222	42,32	0,02
Литий	6,17	0,122	6,29	0,136
Хлор	0,554	0,272	0,826	1,52 (1,02*)
Марганец	0,132	0,023	0,155	6,4
Железо	0,027	0,119	0,146	31,3 (5,8)
Кадмий	17,721	0,038	17,769	0,0475
Ртуть	1,080	0,060	1,140	0,783
Индий	0,988	0,011	0,999	0,855
Гадоливий	147,200	_	147,200	0,0057
Самарий	33,00	0,02	33,02	0,0258
Европий	17,480	0,032	17,512	0,0486
Диспрозий	4,070	0,370	4,440	0,21
Водород (в воде)	0,198	32,500	32,698	(0,026)

\* В скобках приведены концентрации, рассчитанные по полным сеченным расссивателей.

вателей в этой таблице, кроме того, приведены расчеты, сделанные на основе сопоставления полных массовых макроскопических сечений этих элементов с массовым макроскопическим сечением поглощения бора.

Интий. Среднее содержание лития в горных породах по весу составляет 6,5 · 10<sup>-3</sup>%. Промышленный интерес представляют концентрации  $\sim 0,1 \div 1,5$ %. В природных соединениях литий встречается в виде двух стабильных изотопов с массовыми числами 6 (7,52%) и 7 (92,48%).

Макроскопическое массовое сечение лития меняется по закону  $\Sigma \approx \frac{1}{V\overline{E}}$  (см. рис. I—29). Для тепловых нейтронов массовое макроскопи-

ческое сечение в естественной смеси изотопов равно 6,17  $cM^2/r$  (71 барн), а для лития-6 — 94,5  $cM^2/r$  (1084 барн).

Для анализа в пробах лития в других перечисленных элементов могут применяться нейтронные установки (см. § 1 гл. 6).

В работе [60] описано применение для этой цели установки РАП-2м. В силу того, что концентрации лития в пробах невелики, для повышения точности и чувствительности анализа необходимо либо повышать активность нейтронного источника, либо увеличивать время замера по сравнению с анализом борных проб, либо увеличивать толщину проб. Эти положения справедливы также при анализе ННМ на все другие перечисленные химические элементы, а также при анализе низких концентраций бора в пробах (ниже 0,1%).

Градуировочная кривая для лития показана на рис. II-20 [60]. В этой работе отмечается, что чувствительность определения лития составляет 0,05% (т. е. ниже расчетной, см. табл. II—8) при точности до ±10 отн. %. Расхождение расчетных и экспериментальных данных для порога чувствительности объясняется тем, что при анализе проб на литий были выбраны специальные условия замеров. Анализ борных проб при этих условиях измерений также должен был бы повысить порог его чувствительности примерно в 3 раза, т.е. до величины ~0,008%.

**Хлор.** Среднее содержание хлора в горных породах равно 0,045%. Максимальное его содержание в поваренной соли (галите) достигает 60,5%. Природный хлор состоит из смеси двух стабильных изотопов с массовыми числами 35 (75,4%) и 37 (24,6%). Эффективное сечение захвата хлором тепловых нейтронов равно 32,6 *барн* (0,554 *см<sup>2</sup>/г*). Из сопоставления массовых макроскопических сечений хлора и бора

(см. табл. 11—8) явствует, что концентрация в породе 0,02% бора эквивалентна содержанию в ней примерно 1 ÷1,5% хлора.

Для определения низких концентраций хлора толщину проб следует брать по возможности наибольшей (при прочих равных условиях), что позволит повысить как чувствительность ННМ-т к содержанию хлора в породах, так и его точность.

Марганец. Среднее содержание марганца по весу в горных породах равно 0,09%. Максимальное содержание марганца в богатых рудах может достигать 63%. Природный марганец состоит из одного стабильного изотопа с массовым числом 55 (100%). Сечение захвата тепловых нейтронов марганцем равно 13,2 барн (0,132 см<sup>2</sup>/г).



Рис. 11—20. Градупровочный график при анализе на литий. Вес пробы 20 г.

Возможности применения ННМ-т для определения марганца в пробах рассматриваются в работе [30].

Из сопоставления массовых макроскопических сечений марганца и бора (см. табл. II—8) следует, что концентрация в породе 0,02% бора эквивалентна 6,4% марганца. Поэтому при определении в пробах пород низких концентраций марганца по ННМ-т необходимо использовать толстые пробы.

Несмотря на то, что ННМ-т при определении марганца обладает невысокой чувствительностью и точностью по сравнению с НА ([57], а также раздел I, [78]), он значительно более экспрессен и может быть рекомендован для анализа руд.

Железо. Среднее содержание железа в горных породах по весу равно 5,1%. Максимальные его концентрации в рудах могут достигать примерно 70%. Природное железо состоит из четырех стабильных изотопов с массовыми числами 54 (5,84%), 56 (91,68%), 57 (2,17%) и 58 (0,31%).

Массовые макроскопические сечения рассеяния и поглощения железа равны соответственно 0,027 и 0,119 *см<sup>2</sup>/г.* Таким образом, по поглощению нейтронов 0,02% бора эквивалентно 31,3% железа. Если же сопоставлять поглощающие свойства бора одновременно с поглощающими и рассеивающими свойствами железа, то те же 0,02% бора будут эквивалентны 5,8% железа.

Применение ННМ-т для определения железа в рудах рассматривается в работе [37]. Расхождение между данными анализа железа по ННМ-т и химического анализа — от 0,1 до 11,1% — в днапазоне концентраций железа 27--67%.

Кадмий. Среднее содержание кадмия в земной коре по весу равно 5.10<sup>-5</sup>%. В полиметаллических рудах содержание кадмия может достигать 0,02—0,09%. В природных соединениях кадмий встречается в виде восьми стабильных изотопов с массовыми числами 106 (1,24%), 108 (0,871%), 110 (12,32%), 111 (12,67%), 112 (24,15%), 113 (12,21%), 114 (28,93%) и 116 (7,61%).

Макроскопическое массовое сечение кадмия для тепловых нейтронов равно 17,72 см<sup>2</sup>/г (3315 барн). Зависимость сечения кадмия от энергии показана на рис. 1—22.

В. Н. Балашевым [2] для анализа сфалеритовых проб на кадмий была создана специальная установка с источником активностью 1,4·10<sup>6</sup> нейтр/сек и сцинтилляционным счетчиком, состоящим из люминофора типа ЛДН-1 (ВУФ-2) и ФЭУ-19м. Замедлителем нейтронов служил бак емкостью около 1 м<sup>3</sup>, заполненный водой. Регистрация импульсов со сцинтилляционного счетчика велась с помощью установки типа ПСТ-100 («Волна»). Проба засыпалась в цилиндрические кассеты высотой 2,5 и 5 ом и надевалась на люминофор. Вес таких проб достигал 7 кг.

Для того чтобы нейтроны не попадали в детектор с торца (со стороны источника, где отсутствовала проба), на их пути устанавливался слой кадмич.

Градуировочные кривые в виде функции  $N_i/N_0 = f(Cd)$  приведены на рис. II—21. Здесь  $N_i$  и  $N_0$  — соответственно скорости счета при *i*-ом и нулевом содержании кадмия в пробе. Увеличение толщины пробы и содержания в ней влаги ведет к смещению кривых вверх. Влияние влажности на результаты измерений кадмия может быть исключено путем измерения отношения скоростей счета тепловых и надтепловых нейтронов (см. § 5 гл. 6).

Чувствительность определения кадмия по ННМ-т равна примерно 0,05% (см. табл. II—8). Эти же значения получаются из анализа данных работы [2]. В работе же [61] показано, что эта величина может быть повышена до 0,01%.



Рис. 11—21. Градупровочные графнки при анализе на кадмий. 1 — сухая проба телційной 2,5 см; 2 — влажная проба (5—7% влаги) той же толщины; 3 — сухая проба толщиной 5 см.





В связи с корреляционной связью между содержанием кадмия и ципка в сфалеритах по дапным определения кадмия в пробах можно оценивать содержание в них цинка [2].

Ртуть. Среднее содержание ртути в горных породах по весу равно 7 · 10<sup>-6</sup>%. Содержание ее в рудах может достигать 0,01—8%. Природная ртуть состоит из семи стабильных изотопов с массовыми числами 196 (0,14%), 198 (10,02%), 199 (16,84%), 200 (23,13%), 201 (13,22%), 202 (29,80%) н 204 (6,85%).

Массовое макроскопическое сечение ртути для естественной смеси изотопов равно 1,08 *см<sup>2</sup>/г* (360 *барн*). Чувствительность определения ртути в пробах примерно равна 0,8% (см. табл. II—8).

Н. Г. Малышевой [29] показано, что определение ртути в пробах руд и рудных концентратов можно вести в диапазоне от 0 до 80% с абсолютной точностью 0,21—0,26% при работе с полоний-бериллиевым источником активностью 2,8·10<sup>5</sup> нейтр/сек. Применение источников большей активности позволит увеличить точность определения ртути ННМ-т. Причем анализ низких концентраций проб (не выше 5%) следует вести в толстых слоях толщиной 20 мм, а высоких концентраций (свыше 5%) — в тонких слоях толщиной 2 мм, чтобы избежать самопоглощения образца. Градуировочный график для концентраций ртути от 0 до 5% приведен на рис. II—22.

При анализе толстослойных проб на результаты определения ртути оказывает влияние изменение в ней концентраций водорода. Исключить влияние водорода на результаты анализа можно путем измерения отношения скоростей счета тепловых и надтепловых нейтронов.

Концентрация воды в количестве до 20—25% в тонких слоях [29] не влияет на результаты определения ртути.

Иногда определять ртуть в рудных пробах мешают железо ( $\sigma = 2,5 \, \text{барн}$ ), сурьма ( $\sigma = 5,7 \, \text{барн}$ ) и мышьяк ( $\sigma = 4,3 \, \text{барн}$ ), поэтому при разработке методики анализа проб на ртуть необходимо учитывать влияние этих элементов [44, 45].

Возможности анализа ртути на установке РАП-2м («Нейтрон») рассматриваются в работе [1].

В [30] отмечается, что применение ННМ-т для анализа проб на ртуть позволяет повысить производительность анализа примерно в 60 раз по сравнению с производительностью химического анализа.

Редкие земли. Из редкоземельных элементов наиболее высокими сечениями захвата тепловых нейтронов обладают гадолиний — 39 000 барн (147,2 см<sup>2</sup>/г), самарий — 8250 барн (33 см<sup>2</sup>/г), европий — 4370 барн (17,48 см<sup>2</sup>/г) и диспрозий — 1100 барн (4,07 см<sup>2</sup>/г). Средние содержания этих элементов в горных породах по весу равны соответственно  $1 \cdot 10^{-3}$ ;  $7 \cdot 10^{-4}$ ;  $1,2 \cdot 10^{-4}$  и  $4,5 \cdot 10^{-4}$ %. В рудах концентрации этих элементов могут достигать следующих значений: гадолиний ~ 0,1  $\div 1,5$ %, самарий — 0,01 $\div 1,2$ %, европий — 0,02 $\div 0,2$ % и диспрозий ~ 0,005 $\div 0,6$ %. Концентрации в пробах гадолиния и самария в несколько раз превышают содержания европия и диспрозия. Поэтому суммарное содержание в пробах редких земель в основном будет определяться макроскопическими сечениями гадолиния (в первую очередь) и самария.

В [41] отмечается, что в естественной смеси редкоземельных элементов на долю поглощения гадолиния приходится большая часть тепловых нейтронов. Поэтому в этой работе суммарную концентрацию редких земель предлагается определять по гадолинию, содержание которого в пробах коррелируют затем с общим содержанием редкоземельных элементов.

Определение редких земель в пробах велось на установке РАП-2м с полоний-бериллиевым источником активностью ~6.10<sup>4</sup> нейтр/сек. В пробах наряду с редкоземельными элементами находятся радиоактивные элементы. Поэтому для исключения влияния естественной радиоактивности на результаты анализа ННМ-т в усгановке РАП-2м использовался люминофор, созданный на основе сернистого цинка с примесью бора. Он, как известно, менее чувствителен к гамма-излучению по сравнению с литиевым силикатным стеклом, применяемым в РАП-2м. Навеска проб с концентрациями редких земель от 0,02 до 6-7% выбиралась равной 100 г, а при концентрации редких земель от  $6\div7$  до  $15\div17\%$  — равной 25 г.

Результаты сопоставления данных ННМ-т по определению редких земель с данными химического анализа показаны на рис. II—23 [41]. Этот график построен по результатам анализа 180 проб с содержанием редких земель от 2 до 17%. Погрешность определения для 130 проб ока-



Рис. 11—23. Сопоставление данных химического анализа (ось абсцисс) с данными ННМ-т (ось ординат) (в %) по определению в пробах суммы редких земель ΣTR<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. залась меньше  $\pm 10$  отн. %, для 25 проб  $\pm 15$  отн. % и 21 пробы  $\pm 20$  отн. %. Кроме того, было проанализировано еще 70 проб с концентрациями редких земель от 0,02 до 1,5%. Точность анализа в этом случае не выходила за пределы  $\pm 25 \div 30$ %. Указанные погрешности практически соизмеримы с погрешностями химического анализа. Чувствительность определения редких земель по этой методике равна 0,02%. Производительность анализа в смену достигает 50 проб.

В работе [60] отмечается, что при определении концентрации редких земель по гадолинию чувствительность метода может достигать  $n \cdot 10^{-4}$ %. По данным же табл. II—8 — примерно  $6 \cdot 10^{-3}$ %.

В некоторых пробах концентрации самария превышают концентрацию гадолиния. Так, в [1] отмечается, что в пробах, подвергнутых анализу, концентрации самария составляли 3,8%, а гадолиния — 1,2%. Нетрудно показать, что массовое макроскопическое сечение, обусловленное концентрацией этих элементов, равно  $\Sigma_{\Sigma} = \Sigma_{Sm} \cdot C_{Sm} + \Sigma_{Gd} \cdot C_{Gd} = (3,2\cdot33+1,2\cdot147,2)\cdot10^{-2}=2,825 \ cm^2/c$ . Эта величина соответствует концентрации в пробе 1,92% гадолиния.

В работе [41] показано также, что ННМ-т может быть использован для анализа штуфных проб на редкие земли.

Определять в пробах редкоземельные элементы можно с помощью и других ядерных методов, таких как ННМ-р, НА и т. д.

# ГЛАВА 7

## НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

К настоящему времени разработаны две модификации этого метода. Модификация, основанная на использовании ампульных источников нейтронов (ННМ-р), предложена Б. С. Вахтиным, В. Я. Жаворонковым, Е. М. Филипповым [56]. Разработкой этого метода занимались Б. С. Вахтин и Е. М. Филиппов, затем к этой группе присоединился А. В. Новоселов. Эта методика отрабатывалась применительно к определению в пробах пород серебра и бора. Вторая модификация — импульсный ИННМ-р с применением мигающего пучка циклотрона. Предложена Т. Л. Тейлором и В. В. Хавенсом [71] и опробована ими для определения индия в олове.

В связи с тем, что циклотроны пока еще недоступны геофизикам, мы в настоящей главе остановимся исключительно на своих работах по ННМ-р с ампульными источниками.

#### § 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Ряд химических элементов в области медленных и промежуточных нейтронов имеет высокие резонансные сечения захвата и рассеяния нейтронов. Некоторые параметры таких элементов приведены в табл. I—26 и II—9.

С уменьшением энергии нейтронов (примерно от 1 Мэв и ниже) эффективное сечение элементов может резко меняться, что приводит к появлению отдельных пиков, называемых резонансными. В области резонансной энергии сечение велико, так как кинетическая энергия нейтрона равна или близка к энергии одного из уровней составного ядра. Энергия возбуждения промежуточного ядра равна сумме кинетической энергии нейтрона и энергии связи нейтрона в ядре. Сечение реакции (*n*, *x*) в области резонанса можно определить из дисперсной формулы Брейта — Вигнера

$$\sigma(n, x) = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma n \Gamma x}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^3} . \tag{II-25}$$

Здесь  $\lambda = \lambda/2\pi = h/mv$ ; h — постоянная Планка; mv — импульс нейтрона; E — энергия нейтрона;  $E_0$  — энергия нейтрона при резонансе;  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_x$  — ширина уровня для процессов захвата частицы n и испускания частицы  $x(\Gamma)$  — полная ширина уровня,  $\Gamma/2$  — ширина на половине высоты резонанса).

В области энергии нейтронов до нескольких электрон-вольт резонансы связаны в основном с захватом нейтронов, так как здесь радиационная ширина  $\Gamma_{\tau}$  больше нейтронной  $\Gamma_{\mu}$ . Если же  $\Gamma_{\mu}$  больше  $\Gamma_{\tau}$ , то резонанс будет в основном резонансом рассеяния. Поскольку Г меняется в зависимости от атомного веса элемента и энергии нейтрона, резонансы рассеяния должны встречаться, как уже отмечалось, на легких ядрах и при больших энергиях нейтронов (см. раздел I, [84]). Установлено, что для элементов с атомным весом приблизительно до 100 преобладают резонансы рассеяния (например, кобальт-59 при энсргии 134 эв имеет резонанс рассеяния с сечением 7000 барн, марганец-55 при энергии 346 эв ---1950 барн). При более высоких значениях атомных весов появляются резонансы поглощения: у родия-103 при энергии нейтрона 1,26 эв резонанс поглощения с сечением 4850 барн, у серебра-109 при 5,23 эв — 12500 барн, у индия-115 при 1,45 эв — 28500 барн и т. д. При захвате ядрами атомов этих элементов медленных нейтронов могут возникать их радиоактивные изотопы, имеющие различные периоды полураспада и характеризующиеся как различными видами излучения, так и энергиями. Используя эти свойства изотопов, можно проводить идентификацию элементов с высокими резонансными сечениями путем измерений наведенной активности самой пробы, например, по измерению периодов полураспада, виду излучения или величине его энергии. Однако при этом на результаты наблюдений оказывают влияние другие элементы, находящиеся в исследуемой пробе. Кроме того, бета-излучение из таких проб выходит с поверхностного слоя толщиной примерно 1 мм. Следовательно, более удаленные слои пробы при этом не несут информации об Резонансные параметры некоторых элементов

Элемент (се ние захвал тепловых но тронов, бар	ент (сече- захвата вых ней- ов, бари – ра, барк – и потоконано и потоконано и потоконано и потоконано и потоконано и потоконано потоконо по потоконо по по по по по по по по по по по по по		Возникающий изотоп и период его полураспада	Энергия бет частиц, Мэ (%)	а- в Энергия гам- ма-квантов, Мэв (%)					
1		2	3	4	5	6	7	8		
Марганец (13,2)	Марганец 25 (13,2)		$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		12,7	Марганец-56 (2,576 час)	2,81(50) 1,04(30) 0,65(20)	$2,13(12,5) \\1.81(18,75) \\0.845(68,75)$		
Кобальт (3	7)	07	134	7000	0,66	Кобальт-60м (10,5 мин)	1,56(0.28)	1,33(0,28) 0.059(~100)		
					34	Кобальт-60 (5,24 года)	0,306 (~100	) <b>1,33(100)</b> 1,17(100)		
Мышьяк(4,	2) 3	3	47 95	1000 70	4,2	Мышьяк-76 (26,8 час)	$ \begin{vmatrix} 2,95(52,5) \\ 2,40(31,5) \\ 1,75(6,5) \\ 1,20(6,0) \\ 0,35(2,5) \end{vmatrix} $	$ \begin{vmatrix} 2.05(1.25) \\ 1.40(1.25) \\ 1.20(8.6) \\ 0.64(8.6) \\ 0.55(41) \end{vmatrix} $		
			35 54	1750 200	8,5	F.ром-80м (4,5 <i>час</i> )	_	0.048		
5 roy (11)		135	35	750 580		Бром-80м (4·10- <sup>9</sup> сек) Бром-80 (18 <i>мин</i> )	0,866(2,7) 1,9(78) 1,38(14)	$ \begin{array}{c} 0,036\\ 0,62(14)\\ 0.51(54) \end{array} $		
Бром (11)	11) 35		) (35)				1,7	Бром-82 (35,84 час)	0,465	$ \begin{array}{c} 1,47(15) \\ 1.31(30) \\ 1.03(30) \\ 0.82(25) \\ 0.77(85) \\ 0.69(30) \\ 0.61(40) \\ 0.55(80) \end{array} $
Молибден (2,5)	42		47	900	0,031	Молибден-99 (66 час)	$\begin{array}{c} 1,23(85)\\ 0,87(\sim1)\\ 0,45(14) \end{array}$	0,78(2,5) 0,74(17,5) 0,37(слаб.) 0,18(97,5) 0,14(2)		
Родий (150)	45	1,	,26	4850	140   I	Годий-104м (4,41 мин) Родий-104 (44 сек)	$\begin{array}{c c}0,48(0,12)\\0,30(0,26)\\2,44(98)\\1,88(1,85)\\0,64(0,11)\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,077(10)\\ 0,051(38)\\ 1,24(0,08)\\ 0,556(0,11) \end{array}$		
Серебро (62)	47	5 30 70	,2  1 ,5 ,8	2 500 85 290	110 0	Серебро-110 (24,2 сек)	2,82(40) 2,24(60)	$0,656(60) \\ 0,60(0,22)$		
		16,6 41,5 51,4		640 190 480	45 0	Серебро-108 (2,42 мин)	1,65(93,8) 1,03(1,9)	0,62(0,80) 0,51(0,28) 0,43(0,28)		
		1, 3 9	45 2 ,9 ,0	8 500 820 1000	2,35	<sup>4</sup> ндий-114 (72 сек)	1,98(98,9) 0,675(0,15)	$\begin{array}{c} 1,3(0,13)\\ 0,655\\ 0,556\\ 0,51\end{array}$		
Индий (190)	49				155 I	Індий-116м <sub>2</sub> (2,17 сек)	_	0,164		

1	2	3	4	5	6	7	8
					Нидий-116м <sub>1</sub> (54 <i>мин</i> )	1,0(42) 0,87(38) 0,60(18) 0,34(2)	2,09(25) 1.487(21) 1.274(75) 1,085(54) 0,406(25) 0.137(3)
					Индий-116 (13,4 сек)	3,29(100)	_
		6,2	1350	3,9	Сурьма-122м2 (3,3 мин)	—	0.075(10)
Cumuna (5.5)	51				Сурьма-122м <sub>1</sub> (1,8·10 <sup>-6</sup> сек)	-	0,061(4)
					Сурьма-122 (2,75 дня)	1,97(30) 1,4(63) 0,74(4)	$\begin{array}{c} 1.256(0,8) \\ 1.152(0,8) \\ 0.693((3,6) \\ 0.563(73) \end{array}$
				1,085	Сурьма-124м2 (21 мин)	2,5	0,0185
					Сурьма-124м1 (1,3 мин)	3,2(100)	0,012
Йод (6,7)	53	20,5 31,4 37,7 46,3	350 1750 2000 800	5,6	Йод-128 (25 мин)	2,12(76) 1,665(15,5) 1,14(2,0)	0,99(0,29); 0,75:0,31; 0,54(1,78); 0,455(17,16)
Цезнії (2,9)	55	5,9	2500	26 (29)	Цезий-134м (3,15 час)	_	$\left \begin{array}{c}0,137(0,8)\\0,128(31,3)\end{array}\right $
Самарий (8250)	62	0,0962 0,87 3,4	15000 2100 500	37	Самарий-153 (47 час)	0,803(20) 0,700(46) 0,630(33)	0,518(9) 0,103(17,5)
		4,9 19,5	500 1900		Самарий-155 (21,9 <i>мин</i> )	1,55(~50) и др.	0,246(100) 0,105(100)
Европий (4370)	63	0,46 1,05 1,75 2,45 3,3 7,2 11,8 19,5	11000 1500 300 3000 3550 1400 900 500	3360	Европий-152 (9,1 <i>час</i> )	1,88(70) 1,55(2) 0,57(1,8) 0,19(1,2)	$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$
		1,93	300	1	Гадолиний-159 (18 час)	1,65(99) 0,60(0,5) 0,30(0,5)	1,04(0.8) 1,174(0,3)
Гадолиний (39 000)	64			1,5	Гадолиний-161 (3,73 мин)	1,6(90) 1,54(7) 1,44(3)	0,532÷0.05 (сложная)

1	2	3	4	5	6	7	8
		1,7 8,0	1000 250	770	Диспрозий-165м (1,25 мин)	1,02(0,5) 0,87(3)	0,108
Диспрозий (1100)	66				Циспрозий-165м (2,36 час)	1,28(84) 1,19(14) 0,305(14) и др.	1 ,08-÷-0,095 (сложная)
Гольмий (64)	67	3,96 12,8	5000 2500	60	Гольмий-166м (27,3 час)	1,84(52) 1,77(47) 0,40(1)	1 ,81;1 ,55; 1 ,36;0 ,08 (слабая)
Эрбий (166)	68	0,46 5,98	2500 700	1,3	Эрбий-171 (7,52 час)	1,485(2,3) 1,065(91,5) 0,575(3,6)	0,42;0,308; 0,295 0,176;0,126; 0,118;0,113; (43,5)
Тулий (130)	69	3,9 14,4 17,6	16 500 1000 500	130	Тулий-170 (129 дней)	0,97(78) 0,866(22)	0,084(8,5)
		0,6	160	19,2	Иттербий-175 м (0,072 сек)	_	0,495
Иттербий (36)	70				Иттербий-175 (4,2 дня)	0,468(80) 0,355(5) 0,072(15)	0,397(6) 0,283(3) 0,145;0,137 0,114
		$0,142 \\ 1,55 \\ 2,65 \\ 5,3$	350 135 900 1700	35 35	Лютеций-176 (3.71 час)	3 <sup>+</sup> 1,315(42) 1,222(58)	1,14; 1,06 0,089
Лютеций (108)	71	11,414,120,624,031,0	1000 2000 350 550 500				
	1	1,095	5000		Гафний-179м (19 сек)	_	0,217;0,160
Гафний (105)	72	2,38 5,7 7,8 13,7	6000 1100 1000 140	-	Гафний-180м (5,5 час)	_	0,415;0,322 0,215;0,088; 0,051
				3,5	Гафний-181 (42,4 дня)	0,41(100)	$\begin{array}{c} 0,481(84) \\ 0,345(12) \\ 0,135(12) \\ 0,132(29) \end{array}$
Тантал (21,3	) 83	4,28 10,36 13,95 20,7 3,24,2 35,9 39,4 100,0	12 500 3000 570 200 900 1000 1000 225	21	Тантал-182м (16,3 мин)		0,356(0,42) 0,319(5,1) 0,184(56,1) 0,172(52,8) 0,147(47,2)

1	2	3	4	5	6	7	8
Вольфрам (19,2)	74	4,15 7,8	700 200		Вольфрам-183м (5,3 <i>сек</i> )	_	$\begin{array}{c} 0,160(15,9)\\ 0,108(21,7)\\ 0,102(31,9)\\ 0,099(11,6)\\ 0,053(3,9)\\ 0,046(7,5) \end{array}$
				0,65	Вольфрам-185м (1,6 <i>мин</i> )	-	0, 175;0,125; 0, 100;0,075
Рений (84)	75	2,18 4,4 5,92 7,18	3500 390 90 250	47	Рений-188м (19 мин)	_	0,105 0,0635
	10				Рений-188 (16,74 час)	2,116(80) 1,96(16,7) н др.	1,959;0,155 (сложная)
Придий (430)	77	0,654 1,25 5,3 9,07	4100 5500 5000 260	370	Иридий-192м (1.45 <i>мин</i> )	1,511(0,007) 1,185(0,008) 0,898(0,0025)	0,613;0,316; 0,296; 0,058(0,01)
				80	Иридий-194м (0,032 сек)	_	0,067
					Иридий-194 (19,7 час)	2,24(70) 1,91(6) 0,93(6) 0,43(3)	2,116—0,293 (сложная)
Золото (98)	79	4,94 60,3	30600 550	96	Золото-198 (2,7 дня)	$\begin{array}{c}1,37(0,025)\\0,96(99,9)\\0,280(0,075)\end{array}$	1,088(0,16) 0,676(0,80) 0,412(96)
Уран (7,6)	92	6,75	7000		Уран-239 (23,54 мин)	1,21(100) $1,14(\sim 0)$	0,0736

определяемом элементе. При активации же тонкослонстых проб в них мало наводится радиоактивных изотопов. Рассматриваемый метод ННМ-р свободен от всех этих недостатков.

Физическая сущность HHM-р заключается в следующем. При облучении исследуемого вещества потоком замедленных нейтронов от какого-либо нейтронного источника в этом веществе нейтронный поток ослабляется за счет поглощения нейтронов ядрами атомов элементов, входящих в состав вещества. Если в этом веществе присутствуют элементы с высокими резонансными сечениями поглощения исйтронов, то нейтроны с энергией, соответствующей энергии этого резонанса, испытывают наиболее сильное поглощение. Установив на пути потока нейтронов, выходящих из облучаемого вещества, детектор, регистрирующий нейтроны в области резонанса определяемого элемента, можно по степени активации этого детектора узнать, присутствует ли указанный элемент в веществе. В качестве детектора резонансных нейтронов наиболее целесообразно использовать радиоактивные индикаторы, изготовленные из материала определяемого элемента. Так, например, если в пробе определяется серебро по изотопу серебро-110, образующемуся главным образом в результате захвата серебром-109 нейтронов с энергией в области 5,23 эв, то в качестве детектора резонансных нейтронов в этом случае необходимо использовать радиоактивный индикатор, изготовленный из серебра или из другого материала, имеющего резонансный максимум вблизи этой области энергии. Детектор из серебра, в частности, может быть использован для определения в пробе золота в случае отсутствия в ней серебра. Резонанс поглощения нейтронов у золота приходится на энергию 4,94 эв, т. е. перекрывается с резонансом серебра 5,23 эв. На практике при определении в подобных рудах золота в качестве индикатора нейтронов, как это будет показано, удобнее использовать серебро. Это обусловлено тем, что при захвате нейтронов серебром возникают более короткоживущие изотопы, чем при захвате нейтронов ядрами золота.

По измерениям радиоактивности детектора резонансных нейтронов можно судить о содержании в изучаемой среде того или иного элемента. Таким образом, в основу ННМ-р положено свойство некоторых элементов избирательно захватывать нейтроны в отдельных областях спектра. Более подробно этот вопрос рассматривается в § 2 гл. 3, а также в литературе (раздел I [1, 35, 84], раздел II [19, 34, 51, 64, 66, 67]).

В качестве источников нейтронов при ННМ-р могут быть использованы обычные ампульные источники нейтронов или различные нейтронные генераторы непрерывного или импульсного действия, соответствующие каналы ядерных реакторов и размножителей нейтронов. Вопросы оптимизации пучков нейтронов в этих установках освещаются в работе [35].

В лабораторных и полевых вариантах рассматриваемого метода в качестве замедлителя быстрых нейтронов могут быть использованы вода или парафин. В скважинных, а также и полевых модификациях в качестве замедлителя нейтронов может служить сама порода.

Для устранения активации ядер элементов потоком тепловых нейтронов на пути потока медленных нейтронов в лабораторных установках необходимо устанавливать кадмиевые, борные или другие фильтры.

Для того чтобы исключить влияние мешающих элементов, которые поглощают медленные нейтроны других групп энергий, исследуемый образец должен быть облучен потоком только резонансных нейтронов. Это можно осуществить посредством фильтров, также изготовленных из матерпала определяемого элемента. Фильтр этот, так же как и кадмиевый или борный, устанавливается на пути потска медленных нейтронов. Схема определения элемента с высоким резонансным сечением поглощения нейтронов может быть представлена в следующем виде (рис. II—24). Вначале исследуемый образец в течение определенного времени облучается потоком медленных нейтронов, прошедших через кадмиевый фильтр, называемый далее пороговым, и измеряется наведенная активность  $(N_1)$  детектора резонансных нейтронов. Затем на пути потока нейтронов дополнительно устанавливается фильтр или система фильтров, состоящая из материала, включающего определяемый элемент (в дальнейшем называемый нами резонансным фильтром), и снова измеряется наведенная активность детектора нейтронов (N2). Разность скоростей счета при первом и втором замерах  $\Delta N = N_1 - N_2$  характеризует величину потока резонансных нейтронов, падающего на исследуемую среду. Если в исследуемой пробе присутствует определяемый элемент, то поток резонансных нейтронов, достигших детектора, уменьшится и актпвация детектора резонансных нейтронов станет меньше. Следовательно, по изменению величины наведенной активности детектора можно судить о содержании в исследуемой пробе элемента с высоким резопансным сечением поглощения нейтронов. Такая методика

позволяет свести к минимуму влияние других элементов, находящихся в пробе, так как их сечение в области резонансов весьма мало по сравнению с сечением для «резонансного» элемента.

Типичные спектры нейтронов, прошедших через кадмиевый и резонансный фильтры и пробу, содержащую элемент с высоким резонансным поглощением нейтронов, приводятся на рис. II—25. Показана величина наведенной активности фольги-детектора, обусловленная разностью величин поглощения нейтронов в резонансном фильтре и пробе. Площадь, заключенная между кривыми 1 и 2, пропорциональна содержанию в пробе элемента с высоким резонансным сечением поглощения нейтронов.

Применение фильтра из материала определяемого элемента можно рассматривать, повторяем, как облучение пробы отрицательным источником резонансных нейтронов. Вычитание замера с резо-

Рис. 11-24. Схема, поясняющая сущность ННМ-р.



мый образец; 4 — детектор резонансных нейтронов; 5 — кадмиевый фильтр.

нансным фильтром из замера с кадмиевым фильтром приводит к тому, что вместо отрицательного источника резонансных нейтронов получается положительный источник.

Основное преимущество ННМ-р перед методом нейтронного активационного анализа (НА) заключается в однозначности результатов. При НА в пробе под воздействнем нейтронов одни и тот же элемент может образовываться из различных материнских элементов, т. е. результаты могут быть неоднозначными. При ННМ-р пеодпозначность определения того или иного элемента исключается, так как проба облучается потоком резонансных цейтронов, а детектор имеет высокую эффективность регистрации также резонансных нейтронов. Влияние других элементов при этом значительно снижается.



Рис. II—25. Спектры нейтронов с различной энергней Е при использовании различных поглотителей.

а: 1 — спектр потока медленных нейтронов (условно показая одинаковым для нейтронов всех энергий); 2 — спектр нейтронов, прошедших через кадмий; 3 — область нейтронов, «выеленияя» резонансным фильтром; 4 — то же, пробой: б — спектр нейтронов после прохождения через кадмиевый и резонансный фильтром; в — резонансный спектр, выделяемый фильтром (1); пробой (2); 3 — область, определяющая наведениую активность фольги-детектора.

ННМ-р имеет еще и то преимущество, что в отличие от НА здесь исключается самопоглощение излучения наведенной активности (в основном бета-излучення) в самой пробе, что будет показано ниже.

#### § 2. НЕЙТРОННО-РЕЗОНАНСНЫЕ УСТАНОВКИ

Для проведения исследований по ННМ-р в лаборатории ядерной геофизики ИГиГ СО АН СССР было разработано и опробовано три типа нейтронно-резонансных установок: НРУ-1, раздел I [15], НРУ-2 [8, 9, 55]

и НРУ-3 [12]. Все эти установки в основном применялись для определения серебра в пробах, поэтому описание их будет дано применительно к решению этой задачи.

Схематическое устройство установок НРУ приведено на рчс. II— 26÷II—28. Все они состоят из следующих основных элементов: замедлителя (парафинового или водяного), источников нейтронов и гнезда для размещения пробы с фольгами, выполняющими роль фильтров и детекторов.

В установке НРУ-1 (см. рис. II—26) парафиновый замедлитель имеет следующие размеры: диаметр 45 и высота 27 см. В осевой части



цилиндрических стаканов с двойными стенками, между которыми засыпается проба. Высота кассеты 10 *см*, расстояние между стенками 6 или 12 *мм*.

Внутри кассеты помещается детектор, изготовленный из серебряной фольги и имеющий вид полого цилиндра. Вокруг кассеты по окружности располагаются три или четыре нейтронных источника общей активностью  $1,8 \cdot 10^6$  нейтр/сек. Толщина слоя замедлителя между кассетой и источником меняется от 2 до 6 см. Для устранения влияния мешающего потока нейтронов сверху и снизу кассеты устанавливаются дискообразные защитные экраны, имеющие вид цилиндрических дисков толщиной 7 мм, изготовленные из листового кадмия толщиной 0,4 мм и заполнешные материалом, содержащим серебро. Кассета с пробой, фильтр и фольга-детектор устанавливаются в канал замедлителя при помощи дистанционного приспособления длиной около 50 см.

Измерение наведенной активности фольги-детектора осуществляется с помощью одиннадцати газоразрядных бета-счетчиков типа СТС-6, расположенных по окружности и размещенных в свинцовом домике с толщиной стенок 2 сля. Скорость счета регистрируется при помощи установки типа Б-2.

В установке HPУ-2 (см. рис. II—27, *a*) в качестве замедлителя нейтронов используется бак с водой диаметром 60 *см* и высотой 55 *см*, в котором в специальном держателе помещается нейтронный источник. Держатель крепится на конце стержня, глубину погружения которого можно изменять. В верхней части бака-замедлителя имеется продольный желоб, оканчивающийся гнездом для установки кассеты с пробой. Кассета с фильтром и фольгой-детектором резонансных нейтронов помещается в обойму и при помощи дистанционного приспособления длиной около 1 *м* устанавливается в гнездо замедлителя. С наружной части замедлителя желоб оканчивается направляющими длиной около 40 *см.* Чтобы уменьшить прямой фон и тем самым уменьшить активацию детектора мешающим нейтронным потоком, идущим из замедлителя мимо пробы, на верхнюю плоскость детектора укладывались защитные экраны из серебряной и кадмиевой фольги, а на нижней плоскости крышки ба-

ка-замедлителя была устроена бор-кадмиево-серебряная защита с окном по размеру кассеты. Защита состояла из слоя карбида бора, смешанного с колларголом (толщина слоя около 1 см), покрытого листовым кадмием толщиной 0,5 *мм.* Вокруг бака устанавливалась защита из бетонных блоков с окном для установки кассеты в гнездо замедлителя.

В установке НРУ-2 применялся нейтронный источник активностью 1.10<sup>7</sup> нейтр/сек. Пробы при этих исследованиях засыпались в дискообразные кассеты диаметром 62 мм и высотой до 16 мм. Вес пробы составлял около 50 г. Толщина слоя замедлителя между источниками и кассетой с пробой была выбрана равной 3 см. Кадмиевый фильтр имел толщину 0,4—0,5 мм. Регистрация наведенной активности осуществлялась с помощью двух сцинтилляционных счетчиков (см. рис. II—27, б), между которыми располагалась фольга-детектор. Оба счетчика одинаковы по устройству, и каждый из них состоит из пластмассового сцинтиллятора днаметром 75 мм и высотой 2 мм, оптически соединенного с фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-52. Выходы обоих фотоумножителей соединены со входом пересчетной установки типа ПС-10000 («Флокс»), которая для повышения стабильности работы включается в сеть через стабилизатор напряжения типа СНЭ-220-0,75. Высокое напряжение для питания фотоэлектронных умножителей подается от двух высоковольтных стабилизаторов BC-22 и BC-16. Питание эмиттерных повторителей, согласующих высокоомный выход фотоэлектронных умножителей с низкоомным входом пересчетной установки, осуществлялось от батареи типа 11,5-ПМЦГ-У-1,3.

Установка НРУ-3 (рис. II—28) принципиально мало отличается от установки НРУ-2. Только вместо водяного замедлителя в ней применяется парафиновый блок диаметром 45 *см* и высотой 30 *см* и кассеты **с** 



Рис. 11-27. Схема лабораторной установки НРУ-2.

— собственно установка: I — замедлитель нейтронов (вода); 2 — бор-кадмиево-серебряная заa -а — собственно установка: 1 — замедлитель нейтронов (вода); 2 — бор-кадмисво-серебряная защита; 3 — стержень держателя; 4 — держатель источника нейтронов; 5 — источник нейтронов; 6 — фильтр; 7 — защитный экран из кадмия; 8 — то же, из серебра; 9 — фольга-детск тор; 10 — кассета с пробой; 11 — обойма кассеты; 12 — дистанционное приспособление для установки и извлечения пробы; 13 — направляющие;
 б — блок-схема регистрирующего устройства НРУ-2: 1 — фольга-детектор; 2 — пластмассовый сщинтиллятор; 3 — фотоэлектронный умножитель; 4 — пересчетная установка; 5 — стабилизатор напряжения; 8 — батарея для питания эмиттери и привериителя.

терного повторителя.

пробой больших размеров. Внутри замедлителя помещаются две ампулы плутоний-бериллиевых источников общей активностью 8,6 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек. На верхней плоскости замедлителя имеется прямоугольный желоб, оканчивающийся гнездом, в которое на время активации помещается установочная рамка. В рамке находится кассета с пробой, фольга-детектор, фильтр и защитный экран. Желоб снаружи оканчивается направляющими, которые позволяют быстро и удобно производить установку рамки в гнездо замедлителя. Кассеты имеют вид прямоугольных коробок площадью 150×120 мм и высотой 10 и 20 мм. Фольга-детектор и фильтры также соответствующей площади. Для удобства работы фольга-детектор укрепляется в металлической обойме с дистанционным устройством и на время активации укладывается в фиксированном положении на кассету с пробой. Сверху на нее помещается защитный экраи, изготовленный из нескольких слосв кадмиевой фольги и одного слоя серебряной фольги толщиной 0,1 мм. Сбщая толщина экрана около 1 мм. В качестве поро-



Рис. 11-28. Схема установки НРУ-3.

а — собственно установка: 1 — парафин; 2 — нейтронный источник; 3 — кассета с пробой; 4 — фильтр; 5 — рамка для размещения кассеты и фильтра; 6 — защитный экран; 7 — фольга-детектор; 8 — рукоятка детектора; 9 — установочный стержень; 10 — направляющие; 6 — блок-схема регистрирующего устройства НРУ-3; 1 — кассеты со счетчиками; 2 — фольга-детектор; 3 — пересчетная установка; 4 — стабилизатор напряжения; 5 — высоковольтный стабилизатор.

гового фильтра используется кадмиевая фольга толщиной 0,75 мм, в качестве резопансного — серебряная. Толщина слоя замедлителя 3 см.

Для измерения наведенной активности фольги-детектора использовалась кассета с двумя рядами газонаполненных бета-счетчиков типа СТС-6 (14 штук). Расстояние между рядами составляло 10 мм. Между рядами счетчиков имеется паз, в который на время измерения устанавливалась обойма с фольгой-детектором. Для уменьшения естественного фона кассета со счетчиками помещалась в домик, выложенный из свинцовых кирпичей типа БС-50. Питание счетчиков осуществлялось от высоковольтного стабилизированного выпрямителя типа ВСВ-1 напряжением 400 в. Регистрация импульсов производилась посредством пересчетной установки типа ПС-10000 («Флокс»). Другие установки типа HPУ описываются в работах [81, 82, 85].

### § 3. ОЦЕНКА ОПТИМАЛЬНЫХ ТОЛЩИН ФОЛЬГИ-ДЕТЕКТОРА И РЕЗОНАНСНОГО ФИЛЬТРА

При выборе оптимальной толщины фольги-детектора необходимо учитывать его эффективность к регистрации резонансных нейтронов и «прозрачность» к излучению наведенной активности изотопа, по которому ведется идентификация элемента.

При выборе оптимальной толщины резонансного детектора можно воспользоваться формулой, выражающей зависимость поглощения нейтронов с определенной энергией от толщипы слоя вещества:

$$f = 1 - e^{-\frac{A_{0} z z(E)x}{A}} = 1 - e^{-\Sigma(E)x}.$$
 (11-26)

Здесь  $\rho$  — плотность элемента;  $\sigma(E)$  — эффективное сечение поглощения нейтронов; x — толщина слоя вещества.

На рис. II—29 приводятся расчетные кривые поглощения нейтронов в серебре, причем при построении кривой 1 бралось эффективное сечение нейтронов для резонанса в области 5,23 эв (величина сечения равна 12 500 барн), а при построении кривой 2 использовалось сечение для резонансного интеграла (1160 барн) (раздел I [19, 84]). Кривая 3 соответствует поглощению нейтронов с энергией 16,6 эв (сечение поглощения 640 барн). Расчет свидетельствует о том, что для нейтронов с энергией 5,23 эв фольга-детектор толщиной 0,1 мм обладает почти 100%-ной эф-

фективностью. Действительно, выражение (II—25) характеризует эффективность детектора к нейтронам определенных групп энергий. Эффективность его к интегральному потоку составляет 50%, а к нейтронам второго резонанса — 20%.

Поскольку пас интересовал вопрос о разработке методики определения серебра по серебру-110, имеющему высокое сечение поглощения нейтронов, естественно, оптимальная толщина фольги-детектора выбиралась для регистрации нейтронов с энергией 5.23 эв.

Детектор толщиной, например. 0,5 мм приблизительно в 5 раз превышает оптимальную толщину, необходимую для регистрации нейтронов с энергией 5.23 эв, но увеличи-



Рис. II—29. Зависимость функции  $f = 1 - e^{-\Sigma \operatorname{Ag} x}$  от толщниы серебряной фольги: I - для иейтронов с энергией 5,23 эв: 2 - для

г – для нептропов с энергиен 3,25 эв. 2 – для резонансного изтеграла: 3 – для нейтронов с энергней 16,6 эв.

вает эффективность регистрации интегрального потока нейтронов до 97%. Увеличение толщины детектора, кроме того, уменьшает эффективность регистрации наведенной активности в том случае, если источник нейтронов расположен по одну сторону фольги-детектора, а его наведенная активность измеряется с двух сторон (как, например, на установках типа HPV). Если толщина фольги-детектора сопоставима с длиной пробега частиц регистрируемого излучения, в данном случае бета-излучения, то эффективность регистрации этого излучения уменьшится за счет самопоглощения излучения в самом детекторе.

Длину пробега *R* бета-частиц в веществе можно рассчитать по формуле Блейлера — Цюнти:

$$R = \frac{1}{2} (0,571 E_0 - 0,161). \tag{II-27}$$

Здесь  $E_0$  — начальная энергия бета-частицы. Как известно, образующиеся при облучении медленными нейтронами изотопы серебро-110 и серебро-108 испускают бета-частицы с энергией 2,82; 2,24; 1,65 и 1,03 *Мэв* (см. табл. II—9). Сделав вычисления по формуле (II—27), получим следующие значения длин пробега: для  $E_0=2.82$  *Мэв* R=0,3 см, для  $E_0=$ =2.24 *Мэв* R=0,106 см, для  $E_0=1,65$  *Мэв* R=0,074 см и для  $E_0=1,03$  *Мэв* R=0,0418 см. Таким образом, чтобы избежать самопоглощения бета-излучения в фольге-детекторе, его толщину следует брать менее 1 мм.

С целью подтверждения этих расчетов был проведен ряд экспериментов на установке НРУ-2. Детектором бета-частиц служил торцовый счетчик типа СИ-2Б. Испытывались фольги-детекторы толщиной 0,1 и 0,5 мм. Опыт заключался в измерении наведенной активности этих детекторов, облученных в одинаковых условиях. Облучение производилось как медленными нейтронами, так и нейтронами, прошедшими через фильтры. Для каждого вида облучения определялось два значения скорости счета:  $N_1$  — когда к счетчику располагалась та сторона фольгидетектора, которая во время облучения была обращена к источнику, и  $N_2$  — когда к счетчику располагалась другая сторона детектора. (В таких условиях находится, например, в установке HPУ-2 второй счетчик, к которому обращена неактивированная сторона фольги-детектора.)

Результаты измерений приводятся в табл. II—10. При измерении детектором толщиной 0,5 *мм* суммарная скорость счета (для двух по-

Таблица II—10

					-		
	Толщина, мм						
Вил облучения и измерения	0, 1			0,5			
	Средняя ско- рость счета за вычетом фона	$\frac{N_2}{N_3}$	$\frac{N_{\rm Cd} - N_{\rm CdAg}}{N_{\rm Cd}}$	Средняя скорость счета за вы- четом фона	$\frac{N_2}{N_1}$	$\frac{N_{\rm Cd} - N_{\rm CdAg}}{N_{\rm Cd}}$	
По медленным нейтро- нам (N <sub>1</sub> , N <sub>2</sub> )	8115 7057	0,86		13329 10499	0,77		
По надкадмиевым $(N_1, N_2)$	4315 3377	0,74		6804 4405	0,65		
По надкадмиево-серебря ным (N <sub>1</sub> , N <sub>2</sub> )	2445 2113	0,85		4189 3276	0,78		
По серебряным (N <sub>1</sub> , N <sub>2</sub> )	2068 1264	0,61	0,45 0,37	2615 1129	0,43	0,38 10,34	

Сопоставление	результатов	измерений	наведенной	активности	фольг-детекторов
	при различ	ных услови	ях облучения	и измерени	R

ложений детектора) приблизительно на 30% больше, чем для детектора толщиной 0,1 мм, но степень поглощения бета-излучения в первом детекторе больше. В среднем оба эти конкурирующих процесса почти компенсируют друг друга. Это подтверждается также результатами, полученными при измерениях на установке HPУ-3 с фольгой-детектором толщиной 0,5 мм (см. рис. II—38). Точность и чувствительность определения серебра с этим детектором практически такие же, как и при использовании детектора толщиной 0,1 мм.

По нашему мнению, при анализе проб на серебро HHM-р достаточно применять фольги-детекторы толщиной 0,1 *мм*. Такую же толщину фольг следует брать и при определении золота по серебру в случае, когда серебро в пробе отсутствует. При анализе HHM-р на серебро и золото, когда они совместно находятся в пробе, толщина детектора должна быть больше, поскольку должны быть зарегистрированы не только нейтроны с энергией 5,23 *эв*, но и нейтроны второго резонанса с энергией 16,6 *эв*. Детектор из серебра толщиной 0,5 *мм* имеет эффективность регистрации нейтронов с энергией 16,6 *эв* около 70% (см. рис. II—29). Видимо, толщина детектора порядка 0,3—0,5 *мм* является оптимальной, так как дальнейшее увеличение ее приводит к самопоглощению в ней и нейтронов первого резонанса серебра и бета-излучения наведенной активности.

При определении высоких концентраций бора толщина фольги-детектора 0,1 *м.и* наиболее подходит, так как определение бора ННМ-р целесообразно вести по короткоживущему изотопу — серебру-110.

Оптимальная толщина резонансного фильтра должна быть такой, чтобы этот фильтр был по возможности непрозрачным к резонансным

нейтронам; в этом случае разность скоростей счета при измерении с пороговым кадмиевым и резонансным фильтрами будет наибольшей, что повысит точность метода. Для наших исследований наиболее подходил резонансный фильтр толщиной 0,1 *мм*.

## § 4. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕРЕБРА В ПРОБАХ

Среднее содержание серебра в горных породах равно  $1 \cdot 10^{-5}$ %. В рудах содержание серебра может быть от  $10^{-3}$  до 5%. Серебро в природе встречается в виде двух стабильных изотопов с массовыми числами 107 (51,35%) и 109 (48,65%). Захват медленных нейтронов ядрами этих изотопов приводит к реакциям  $Ag^{107}$  (n,  $\gamma$ ),  $Ag^{108}$  и  $Ag^{109}$  (n,  $\gamma$ ),  $Ag^{110}$ . Серебро-110 имеет период полураспада 24,2 сек и испускает бетачастицы с энергией 2,82 *Мэв* (40%) и 2,24 *Мэв* (60%), а также гамма-кванты с энергией 0,656 *Мэв* (60%). У серебра-108 период полураспада 2,42 мин, испускаются бета-частицы с энергией 1,65 *Мэв* (93,8%) и 1,03 *Мэв* (1,9%), а также наблюдается гамма- и позитронное излучение.

Сечение захвата тепловых нейтронов серебром равно 62 *барн*, а массовое макроскопическое сечение — 0,372 *см<sup>2</sup>/г*.

Изотоп серебра Ag-109 в области нейтронов с энергией 5,23 эв имеет большой резонанс с сечением 12 500 барн (70,25 см<sup>2</sup>/г), показанный на рис. I—29. Изотоп серебра Ag-107 в области нейтронов с энергией 16,6 эв имеет также высокое резонансное сечение — 640 барн (3,595 см<sup>2</sup>/г).

Таким образом, определять серебро в пробах ННМ-р можно, используя тот или иной резонанс и измеряя наведенную активность фольги-детектора либо по серебру-110, либо по серебру-108.

Однако наибольший интерес для практики представляет методика, основанная на резонансе серебра-109, и именно потому, что сечение захвата резонансных нейтронов у серебра-109 гораздо выше, чем у серебра-107. Кроме того, период полураспада у серебра-110, образующегося из серебра-109, более приемлемой величины при разработке экспрессанализа по сравнению с серебром-108, образующимся из серебра-107. Поэтому при разработке методики определения серебра в пробах авторы большее внимание уделили исследованиям по методике, основанной на использовании короткоживущего изотопа.

Измерение потока нейтронов с помощью серебряной фольги-детектора можно вести по методике однократных замеров с выделением интегральных потоков и по методике двукратных замеров с выделением дифференциальных (резонансных) потоков нейтронов.

Измерение интегральных потоков велось:

а) без использования фильтров — в случае отсутствия в пробах других элементов с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов;

б) с использованием пороговых фильтров (кадмия) — при наличии в пробе элементов с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов и отсутствии элементов с высокими резонансными сечениями для нейтронов с энергией выше 0,4 эв;

в) с применением пороговых и дополнительных резонансных фильтров, например индия и др., — в случае наличия в пробе элементов с высокими сечениями поглощения тепловых и резонансных нейтронов с энергией в области от 0,4 до  $\sim$  4 эв.

Измерение резонансных потоков велось:

а) с применением порогового фильтра (первый замер) и порогового и резонансного фильтров основного элемента (второй замер) — в слу-

чае присутствия в пробе мещающих элементов с высокими резонансными сечениями;

б) с применением порогового фильтра и дополнительных резонансных фильтров с резонансными сечениями в области энергий  $0,4 \sim 4$  эз (первый замер) и с применением порогового дополнительного и основного резонансного фильтров (второй замер) — с целью повышения точности определения скорости счета резонансных нейтронов. Выше уже отмечалось, что применение дополнительных фильтров позволяет в принципе отсчет  $N_1$  и  $\Delta N = N_1 - N_2$  сделать практически соизмеримыми. Кроме того, эта методика обеспечивает возможность подавления резонансов других мешающих элементов для нейтронов с энергней свыше 5,23 эв.

В заключение отметим следующее: несмотря на то, что методика однократных замеров сводится к регистрации интегральных потоков, она все равно является методикой ННМ-р в связи с тем, что в качестве детектора нейтронов при этих исследованиях использовались резонансные фольги-детекторы, регистрирующие преимущественно резонансные нейтроны.

В целом методика анализа серебра в пробах сводится к таким операциям. В течение некоторого времени  $(t_{ob,1})$  проба и фольга-детектор облучаются потоком нейтронов, а затем, спустя некоторое время  $(t_{nep})$ , производится измерение наведенной активности фольги-детектора в течение  $(t_{nsm})$ . При выборе времени облучения  $(t_{ob,7})$  и измерения  $(t_{nsm})$  в нашем случае учитывался период полураспада. Время же перерыва  $(t_{nep})$  при этом сводилось к минимуму.

Все исследования по разработке методики определения серебра велись на искусственных пробах (смесь песка или известняка, или гипса с колларголом — 70% серебра и 30% белка).

### 1. Методика,

## основанная на использовании короткоживущего изотопа

Определение серебра по этой методике велось на всех трех типах установок: НРУ-1, НРУ-2 и НРУ-3.

Результаты определения серебра в пробе из песка на установке НРУ-1 по надкадмиевым и резонансным нейтронам (с использованием кадмия и основного резонаисного фильтра) приведены на рис. II—30. Времена ( $t_{oбa}$ ) и ( $t_{nam}$ ) равиялись 1 мин, а время ( $t_{nep}$ )—5 сек. Для сопоставления результатов ННМ-р по определению серебра с данными ННМ-т и НА были поставлены специальные исследования, результаты которых приведены также на рис. II—30, где по оси абсцисс отложены концентрации серебра, а по оси ординат — разности скоростей счета

$$\Delta N = \Delta N^{0} - \Delta N^{i} = \left(N_{1}^{0} - N_{2}^{0}\right) - \left(N_{1}^{i} - N_{2}^{i}\right). \tag{II-28}$$

Здесь  $N_1^0$  и  $N_1^i$  — отсчеты соответственно для пустой пробы и пробы с *i*-м содержанием серебра при отсутствии резонансного фильтра;  $N_2^0$  и  $N_2^i$  — то же, при наличии резонансного фильтра.

Определение в пробах серебра ННМ-р по интегральной и дифференциальной методикам имеет явные преимущества перед определением по тепловым нейтронам и методом нейтронного активационного анализа. Измерения с одним только кадмиевым фильтром можно проводить, как уже отмечалось, когда в изучаемой пробе отсутствуют мешающие элементы, такие как кадмий, индий, нередко встречающиеся вместе с серебром. В том случае, если в пробе эти элементы присутствуют, серебро необходимо определять с помощью резонансного фильтра.
Чувствительность определения серебра на НРУ-1 составляет 0,5% в случае, если мешающие элементы отсутствуют, и 1,5% — когда они присутствуют, точность определения равна соответственно 0,2—0,7 и 0,8—1,5% Аg.

Методика определения серебра в в пробах на НРУ-2 аналогична методике анализа на НРУ-1, описанной выше. Времена ( $t_{ob,1}$ ) и ( $t_{изм}$ ) были выбраны равными 1 *мин*. Время ( $t_{иер}$ ) составляло 5—10 сек.

Зависимость скорости счета от содержания серебра в пробе при ис-

Рис. 11—30. Зависимость скоростей счета от содержания в пробе серебра по результатам одноминутных измерений на НРУ-1:

1 — по наведенной активности самой пробы; 2 — по резонансным нейтронам; 3 — по надкадмневым нейтронам; 4 — на установке НИХ-2м по тепловым нейтро. нам.



пользовании только одного порогового кадмиевого фильтра показана на рис. II—31. Чувствительность определения серебра по этой методике равна  $\sim 0.2\%$ , а точность — 0.1—0.2%. Результаты определения серебра по методике с выделением резонансных нейтронов приведены на рис. II—32. Как видно, зависимость скорости счета ( $\Delta N$ ) от содержания серебра является линейной в пределах от 0 до 2,5%. Чувствительность и точность определения серебра по этой методике составляют приблизительно 0,5%.

Для определения более низких концентраций серебра (от 0,05 до 0,25%) на НРУ-2 были изготовлены из кадмия специальные кассеты толщиной 0,4 *мм*, причем верхняя часть кассеты, обращенная к фольге-детектору, закрывалась бумагой для внесения меньших искажений в поток резонансных нейтронов, идущих из пробы к фольге-детектору.

В качестве вмещающей серебро среды использовался мелко истертый известняк, с помощью которого можно получать более однородные смеси, не уменьшающиеся в первоначальном объеме из-за различного рода встряхиваний. Для получения проб с различным содержанием серебра к известняку также добавлялся колларгол. Толщина слоя пробы составляла 16 мм, диаметр кассеты — 62 мм.

Регистрация наведенной активности фольги-детектора производилась посредством одного сцинтилляционного счетчика. Времена  $t_{95.1}$  и  $t_{\rm HM}$  составляли по 2 мин,  $t_{\rm HEP} = -10$  сек.

Для того чтобы избавиться от мешающих нейтронов в области энергий 0,4—4 эв, использовался дополнительный фильтр из индия, который устанавливался при первом и втором замерах и поглощал нейтроны в области 1,45 эв. Результаты измерений приведены на рис. II—33. Видно, что характер зависимости  $\Delta N$  от содержания вещества для всего рассматриваемого диапазона концентраций серебра (0—0,25%) является липейным.

Точность и чувствительность метода определяются исключительно статистическим разбросом и равны  $\pm 0,05$  абс. %. Эта величина соответствует 500 *г/т* серебра, содержащегося в руде.

Повышение чувствительности может быть достигнуто за счет увеличения толщины проб. С этой целью дальнейшие исследования велись на установке HPУ-3. Толщина проб при этих исследованиях была выбрана равной 10 и 20 мм. Методика измерений на установке HPУ-3 характеризовалась выбором следующих времен:  $t_{oб.1} = t_{H3M} = 2$  мин,  $t_{nep} = 10$  сек. В качестве проб использовались искусственные смеси, изготовленные из мелко истертого гипса и колларгола с содержанием серебра 0,00; 0,05; 0,10; 0,15 и 0,20%. Результаты измерения этих проб приводятся на рис. II—34 н II—35 даны результаты измерений с использованием только порогового кадмиевого фильт-



Рис. 11—31. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания серебра при измерениях на НРУ-2 с использованием только кадмиевого фильтра.



Рис. 11—32. Зависимость скорости счета резопансных нейтронов от содержания серебра при измерениях на НРУ-2.

ра, а на рис. II—36 и II—37 — с использованием как порогового, так и резонансного фильтра. Соответственно на рис. II—34 и II—38 по оси ординат отложены величины  $\Delta N = N^0 - N^i$  (разность отсчетов пустой и серебросодержащей пробы), а на рис. II—36 и II—37 —  $\Delta N = \Delta N^0 - \Delta N^i -$ разность скоростей счета резонансных нейтронов пустой ( $\Delta N^0 = N_{\rm Cd}^0 - N_{\rm CdAg}^0$ ) и серебросодержащей пробы ( $\Delta N^i = N_{\rm Cd}^i - N_{\rm CdAg}^i$ ).

При одних и тех же условиях измерения (одинаковая геометрия, временные параметры, одно и то же количество повторных измерений) наибольшей чувствительностью обладает методика измерений с пороговым фильтром для кассет высотой 20 мм. Чувствительность этой методики составляет 0,01% Ag, точность 0,007—0,01% Ag. Для кассет высотой 10 мм эти величины равны соответственно 0,03 и 0,015% Ag. При использовании дополнительного резонансного фильтра чувствительность и точность уменьшаются до 0,03 и 0,02% для кассет высотой 20 мм и до 0,04 и 0,02% для кассет высотой 10 мм.

На установке НРУ-3 велись также исследования с фольгой-детектором толщиной 0,5 *мм*, пробы имели толщину 10 *мм* (рис. II—38).

Сопоставление этих кривых с кривыми, полученными при использовании детектора толщиной 0,1 *мм* (см. рис. II—35 и II—37) показывает, что применение более толстой фольги-детектора снижает чувствительность и точность определения серебра. Так, если чувствительность и точность при использовании детектора толщиной 0,1 *мм* составляли для методики измерений с пороговым фильтром соответственно 0,03 и 0,015% Аg, то для детектора толщиной 0,5 *мм* они равны 0,07 и 0,05% Ag.



Рис. II—33. Зависимость скорости счета резонансных нейтронов от содержания серебра при использовании дополнительного фильтра из индия.



Рис. II—35. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания серебра при использовании кадмиевого фильтра по измерениям на НРУ-3 (высота кассет 20 мм).



Рис. 11—37. Зависимость скорости счета резонансных нейтронов от содержания серебра по измерениям на НРУ-3 (высота кассет 20 мм).



Рис. 11—34. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания серебра при использовании кадмиевого фильтра по измерениям на НРУ-3 (зысота кассет 10 мм).



Рис. 11—36. Зависимость скорости счета резонансных исйтронов от содержания серебра по измерениям на ИРУ-3 (высота кассет 10 м.м).



Рис. II—38. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания серебра по измерениям на НРУ-3 при использовании фольги-детектора толщиной 0,5 мм.

нэмерения с кадмиевым фильтром;
 то же, с кадмиевым и резонансным фильтрами.

Те же параметры при определении серебра по резонансным нейтронам для детектора толщиной 0,1 *мм* составляют 0,04 и 0,02% Ag, а для детектора толщиной 0,5 *мм* — 0,14 и 0,08% Ag.

#### 2. Методика,

#### основанная на использовании долгоживущего изотопа

Эта методика может найти применение в случае содержания в пробах серебра и других элементов, резонансы которых перекрываются с резонансом серебра-109 (5,23 эв). Таким элементом, мешающим определению серебра в пробах по этому резонансу, может служить золото, имеющее резонанс в области энергий нейтронов 4,94 эв.

Исследования по определению серебра в пробах с использованием долгоживущего изотопа серебра-108 (T=2,42 мин) были проведены на установке НРУ-1 [56].

В качестве проб, содержащих серебро, использовалась смесь песка с колларголом. Время облучения было выбрано равным 18 *мин*, что составляет 7,4 *T*, т. е. активация проводилась практически до насыщения. Интервал времени ( $t_{\rm uep}$ ) составлял 1 *мин*. За это время активность короткоживущего изотопа серебра-110 уменьшилась до 18% от начальной величины. Время  $t_{\rm изм}$  также составляло 18 *мин*, что давало возможность зарегистрировать почти полностью всю наведенную активность определяемого изотопа и, кроме того, уменьшить влияние ошибок, связанных с неточностью выдерживания интервалов времени между отдельными операциями при установке и извлечении пробы и детектора в процессе работы.

Облучение каждой пробы проводилось дважды: первый раз с кадмиевым фильтром толщиной 0,4 *мм*, второй — с кадмиево-серебряным фильтром (толщина серебряной фольги 0,1 *мм*). Результаты полученных данных приводятся на рис. II—39. Как видно, зависимость скорости сче-

та от содержания серебра в диапазоне от 0 до 15% Ag является линейной. При этом толщина пробы может быть 6—12 *мм*.

Чувствительность определения серебра по этой методике составляет около 2%, точность  $\pm 1$ % Ag.



Рис. 11—39. Зависимость скорости счета резонансных нейтронов от содержания серебра.

1 — при толщине слоя пробы 6 мм; 2 — то же, при толщине слоя 12 мм.



Рис. II—40. Зависимость скорости счета надкадмиевых нейтронов от содержания серебра в пробах.

1 — при толщине слоя пробы 6 мм; 2 — то же, при толщине слоя 12 мм. Зависимость скорости счета от содержания серебра при использовании только порогового кадмиевого фильтра для тех же измерений показана на рис. II—40. Чувствительность и точность методики определения серебра при использовании пороговых фильтров выше соответствующих величии, полученных при использовании резонансных фильтров, равны 1,0 и 0,5%. Однако такая методика, как уже отмечалось, может быть применена при определении серебра в пробах, не содержащих мешающих элементов.

Сопоставление различных методик определения серебра ННМ-р приводится в табл. II—11. В ней даны также результаты определения серебра с выделением короткоживущего изотопа по методике, изложенной в § 6 этой главы.

Таблица II—11

	00001.420	enne pusin m		- F erie	Feela unit b
Диапазон оп- ределения, % Ад	Вес пробы, г	Время акти- вации; время измерения, мин	Абс. ошибка (σ), % Ад	Чувствитель- ность (2σ), % Ад	Используемые фильтры (пороговый/резонансный)
	Уст	ановка Н	РУ-1 (исто	чник 2·10 <sup>6</sup> не	йтр/сек)
1-15	200	1; 1	0,8-1,5	1,5	Кадмий/серебро
1-15	200	1; 1	0,2-0,7	0,5	Кадмий
1-15	200	1; 6	0,4-1,0	1,0	С выделением Ag-110; кадмий/серебро
1-15	200	1; 6	0,15-0,4	0,3	С выделением Ag-110; кадмий
1-15	200	18; 18	1,0	2,0	Толщина пробы 6 <i>мм</i> ; кадмий/серебро
1	200	18; 18	0,4	0,6	Толщина пробы 6 <i>мм</i> ; кадмий
1-15	400	18; 18	0,9	2,0	Толщина пробы 12 <i>мм</i> ; кадмий/серебро
1-15	400	18; 18	0,3	0,6	Толщина пробы 12 <i>мм</i> ; кадмий
	Уст	ановка Н	РУ-2 (исто	чник 1·10 <sup>7</sup> ней	ітр/сек)
0 - 2,5	50	1; 1	0,25	0,5	Кадмий/серебро
0-2,5	50	1; 1	0,13-0,2	0,2	Кадмий
0-0,25	50	2; 2	0,04	0,1	Кадмий-индий/серебро
0-0,25	50	2; 2	0,04	0,1	Кадмий-индий
	Уст	ановка Н 1	РУ-З (источ	ник 8.6·10 <sup>6</sup> не	йтр/сек)
0-0,2	400	2; 2	0,02	0,03	Кадмий/серебро
0-0,2	400	2; 2	0,01	0,01	Кадмий
0-0,2	200	2; 2	0,02	0,04	Кадмий/серебро
0-0,2	200	2; 2	0,015	0,03	Кадмий

Сопоставление различных методик определения серебра ННМ-р

В случае, если мешающие элементы в пробе отсутствуют, определение серебра в концентратах может проводиться с точностью 0,15—0,4 и чувствительностью 0,3% на НРУ-1. Присутствие мешающих элементов снижает точность и чувствительность до 0,4—1,0% для тех же условий измерения.

Определение низких концентраций серебра, не содержащих мешающих элементов, наиболее целесообразно проводить на НРУ-3 — точность и чувствительность составляют 0,01%. Присутствие мешающих элементов снижает точность и чувствительность в 2—3 раза.

Повысить точность и чувствительность можно главным образом за счет увеличения потоков нейтронов. Для того чтобы ориентировочно оценить возможности увеличения чувствительности при работе с более мощными потоками нейтронов, необходимо знать величину потока нейтронов на используемой установке.

Абсолютная величина потока тепловых нейтронов может быть определена путем измерения наведенной активности фольг, имеющих большое сечение активации тепловыми нейтронами, например, из индия или серебра (см. формулы (1—72), (1—73), (1—76) и (1—77).

Величина потока нейтронов, определенная по индиевой фольге, составляет 2,9 · 10<sup>2</sup> нейтр/сек, а по серебряной — 6,0 · 10<sup>2</sup> нейтр/сек.

Таким образом, определения потоков тепловых нейтронов по двум фольгам из двух различных активирующихся материалов показали удовлетворительную сходимость результатов. Можно считать, что поток нейтронов в блоке-замедлителе НРУ-3 (а также, видимо, и в НРУ-2) равен приблизительно величине 5 · 10<sup>2</sup> нейтр/см<sup>2</sup> · сек.

В работе [3] говорится, что при использовании потоков нейтронов 5.10<sup>6</sup> нейтр/см<sup>2</sup>·сек от нейтронных размножителей типа HP-1 чувствительность определения серебра составляет 8.10<sup>-4</sup>%, а при использовании каналов ядерных реакторов и химической обработке проб — до 10<sup>-7</sup>% [3, 43, 63].

Если считать, что увеличение потока нейтронов на два порядка дает выигрыш в чувствительности на один порядок, а за чувствительность нами принималась величина  $2\sigma$  ( $\sigma$  — абсолютная погрешность измерения), то при использовании нейтронного размножителя (увеличение потока нейтронов на четыре порядка по сравнению с потоком в НРУ-3) можно определять ННМ-р серебро с чувствительностью  $10^{-4}$ %, а при использовании ядерного реактора (увеличение потока на десять порядков) до  $10^{-7}$ %.

Следовательно, ННМ-р определения серебра имеет чувствительность на единицу потока нейтронов не меньшую, чем метод НА, но обладает рядом преимуществ, главным из которых является селективность.

Весьма эффективно при этих и других исследованиях использование замедленных пучков нейтронов от генераторов нейтронов. Вопросы оптимизации пучков нейтронов в генераторах рассматриваются в работе [35].

#### § 5. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ КАДМИЯ И ИНДИЯ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕРЕБРА

Выше уже отмечалось, что одним из главных преимуществ HHM-р является его селективность при определении элементов с высокими резонансными сечениями поглощения нейтронов и отсутствие влияния других элементов, приводящих к появлению в пробе радиоактивных изотопов, мешающих определению искомого элемента по HA.

При определении серебра главными мешающими элементами могут

быть кадмий и индий, которые нередко встречаются в природе вместе с серебром. С целью выяснения их влияния были проведены специальные эксперименты с пробами, содержащими, кроме серебра, еще кадмий и индий.

Кадмий встречается [32] в полиметаллических свинцово-цинковых рудах, содержащих серебро, в виде примесей в количествах до 0,01— 0,02%. Индий находится также в виде примесей главным образом в железистых разностях сфалерита и нередко в полиметаллических рудах. Содержание его может достигать 0,01%.

Для экспериментов нами использовались пробы с содержанием 0,00; 0,20; 0,50 и 1,00% серебра. По ним вначале были получены градуировочные кривые на HPV-3; при этом использовался не только пороговый, по и резонансный фильтр. Затем во все пробы добавлялась окись кадмия в таком количестве, чтобы содержание кадмия в пробах достигало 0,04%, что соответствует нормальному содержанию кадмия в необогащенных пробах с высоким содержанием серебра (например, для проб с содержанием 0,2 и 0,5% серебра) или следам кадмия в обогащенных пробах.

Результаты измерений показали, что присутствие кадмия в пробе не влияет на ход градуировочных кривых. Это объясняется тем, что применяемый пороговый кадмиевый фильтр имеет толщину 0,75 мм и полностью поглощает тепловые нейтроны. Добавление такого небольшого количества кадмия не сказывается на результатах измерений, так как опо равноценно увеличению толщины фильтра на 10<sup>-3</sup> мм. Сечение кадмия к резонансным нейтронам с энергией 5,23 эв невелико — около 5 барн.

После того как пробы, содержащие серебро и кадмий, были измерены, в них добавлялась окись индия в количестве, необходимом для доведения содержания индия в пробе до 0,04%. Такая концентрация индия также соответствует богатому его содержанию в необогащенных пробах и нормальному — в обогащенных, содержащих серебро.

Измерения показали, что присутствие индия снижает скорость счета при использовании как только порогового, так и порогового и резонансного фильтров. Однако разность скоростей счета, обусловленияя резонансными нейтронами, остается постоянной в пределах статистического разброса (табл. II—12).

Концентрация индия 0,04 % в данном случае эквивалентна содержанию серебра  $\sim 0,06$  %, т.е. содержание 0,01 % индия эквивалентно примерно 0,015 % серебра.

Таким образом, при определении серебра в пробах, содержащих кадмий в небольших количествах (в виде примесей), анализы по ННМ-р можно проводить с использованием только порогового фильтра. Если же в пробе присутствует индий, то определять серебро необходимо облучением пробы резонансными нейтропами с использованием как порогового, так и резонансного фильтра.

#### § 6. РАЗДЕЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА В ПРОБАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОЛЬГ-ДЕТЕКТОРОВ ИЗ СЕРЕБРА

Среднее содержание золота в горных породах равно 5 · 10<sup>-7</sup>%. Содержание золота в рудах может достигать примерно 10<sup>-5</sup>÷5·10<sup>-4</sup>%. Природное золото состоит из одного стабильного изотопа с массовым числом 197. Захват медленных нейтронов золотом приводит к образованию радноактивного изотопа золота-198 с периодом полураспада 2,7 дня.

Conocrass	сере	ебра, кадмий	и индий	оо, содержа	щих, кроже
Примесь	Метод измерения, фильтры	Средняя ско	рость счета (ил сереб	<i>мп/2мин</i> ) при со Бра, %	одержаниях
		0,00	0,20	0,50	1,00
	Пороговый	45022	43760	42725	40601

#### лла проб солейжащих VROMO **Negvillator** измепеций полученных

		0,00	0,20	0,50	1,00
	Пороговый	45022	43760	42725	40601
Нет	Пороговый и резонанс- ный	28492	28408	28141	27742
	По резонансным нейтро- нам	—	1178±191	1946 <u>+</u> 187	3670 <u>+</u> 183
	Пороговый	45075	43775	42788	40615
0,04 % кадмия	Пороговый и резонанс- ный	28506	23386	28192	27711
	По резонансным нейтро- нам	-	1180 <u>+</u> 192	1974 <u>+</u> 189	3366 <u>+</u> 188
	Пороговый	44688	43425	42369	40229
0,04 % нндия	Пороговый и резонанс- ный	28185	28135	27787	27385
	По резонансным нейтро- нам	-	1113 <u>+</u> 189	1920-188	$3632 \pm 187$

Этот изотоп испускает бета-частицы с энергией 1,371 (0,025%); 0,960 (99,9%) и 0.280 (0,075%) Мэв, а также гамма-квантыс энергией 1,089 (0,16%); 0,676 (0,82%) и 0,412 (99,8%) Мэв.

Массовое макроскопическое сечение захвата тепловых нейтронов золотом 0,294 см<sup>2</sup>/г (98 барн). В области энергий нейтронов 4,94 эв золото имеет резонанс 30 600 барн (95 см²/г). Сечения золота и серебра для нейтронов с энергией 0,1-:-1000 эв показаны на рис. II-41.

Для определения золота в пробах в настоящее время применяется метод НА с использованием главным образом ядерных реакторов. В связи с большим периодом полураспада золота-198, а также необходимостью выдержки облученной пробы для того, чтобы избавиться от излучения мешающих элементов, образующихся в пробе в процессе ее активации, общие затраты времени на один анализ составляют примерно 10 суток [3, 28].

Наличие у золота резонанса в области энергий нейтронов 4,94 эв дает возможность воспользоваться им с привлечением методики ННМ-р. Однако применение для этих целей фольг-детекторов из золота невыгодно из-за большого периода полураспада золота-198. Поэтому методика ННМ-р, как и НА, при определении золота также требует на анализ больших затрат времени. Однако перекрытие резонансов золота и серебра (см. рис. II-41) позволяет, как уже говорилось, использовать серебро для определения золота. Максимальное сечение перекрытия у золота и серебра равно примерно 6000 барн.

Изменение концентрации золота и серебра в пробах приводит к изменению площади перекрытия на кривых их макроскопических сечений. Для подтверждения этого производились специальные расчеты (рис. II—42). С увеличением толщины фольг от нуля до  $\sim$  0,01 *мм* площадь перекрытия резко возрастает и при толщине фольг 0,01 *мм* достигает примерно 35% для серебра и 12% для золота. Дальнейшее увеличение толщины фольг приводит к пебольшому увеличению площадей перекрытия. Так, например, при толщине фольг 0,1 *мм* площадь перекрытия увеличивается примерно до 42% для серебра и до 18% для золота.

Одновременное присутствие в пробах золота и серебра мешает их раздельному определению. Однако наличие у серебра второго резопанса в области энергий 16,6 эв (см. рис. II—41) позволяет использовать его для определения в пробах одного серебра. Этому благоприятствует тот факт, что у золота в этой области энергий резонанс отсутствует. Кроме того, захват нейтронов в области энергий первого (5,23 эв) и второго (16,6 эв) резонансов приводит к образованию двух различных изотопов:



Рис. 11-41. Эффективные нейтронные сечения золота и серебра.



Рис. 11—42. Зависимость отпосительных величин площадей перекрытия серебра и золота от толщины фольг.

 $S_{\Sigma} =$ общая площадь перекрытня;  $S_i =$ площадь под резонансной кривой соответственно для серебра или золота.

серебро-110 и серебро-108, имеющих различные периоды полураспада.

Таким образом, активация серебра по короткоживущему изотопу серебро-110 зависит от содержания в пробах как золота, так и серебра, а активация долгоживущего изотопа серебро-108 — только от содержания в пробе серебра. Возможность выделения каждой из этих компонент позволила разработать методику раздельного определения в пробах золота и серебра по активации серебряных фольг-детекторов. Суть такой методики сводится к получению двух отсчетов: первого  $(N_1)$  спустя время  $t_1$  от начала измерения (при этом t<sub>1</sub> выбирается таким, чтобы короткоживущий изотой за этот промежуток времени не распался, т.е. не больше 1-2 T), и второго  $(N_2)$  спустя время  $t_2$  от начала измерения, когда влиянием коротко-

живущего изотопа можно пренебречь [4]. При проведении исследований времена  $t_1$  и  $t_2$  были выбраны равными соответственно 1 и 6 лим. Представим наведенную активность фольги-детектора в виде

$$I(t) = I_{\kappa} e^{-\lambda_{\kappa} t} + I_{\pi} e^{-\lambda_{\pi} t} , \qquad (11-29)$$

где  $I_{\kappa}$  и  $I_{\chi}$  — активность, обусловленная короткоживущим и долгоживущим изотопами;  $\lambda_{\kappa}$  и  $\lambda_{\pi}$  — постоянные распада этих изотопов; t — время.

Проинтегрируем это выражение по времени в интервалах от 0 до  $t_1$  и от 0 до  $t_2$  и определим скорость счета N:

$$N_{1} = \int_{0}^{t_{1}} I(t) dt = \frac{I_{\kappa}}{\lambda_{\kappa}} \left(1 - e^{-\lambda_{\kappa} t_{1}}\right) + \frac{I_{1}}{\lambda_{1}} \left(1 - e^{-\lambda_{\lambda} t_{1}}\right); \quad (II-30)$$

$$N_{2} = \int_{0}^{t_{2}} I(t) dt = \frac{I_{\kappa}}{\lambda_{\kappa}} \left(1 - e^{-\lambda_{\kappa'_{2}}}\right) + \frac{I_{\pi}}{\lambda_{\pi}} \left(1 - e^{-\lambda_{\pi'_{2}}}\right), \qquad (\text{II}-31)$$

ИЛН

$$N_1 = a_1 I_{\kappa} + a_2 I_{\lambda}; \tag{II}-32)$$

$$N_2 = b_1 I_{\kappa} + b_2 I_{\lambda}. \tag{II-33}$$

Здесь

$$a_1 = \frac{1 - e^{-\lambda_{\rm B} t_1}}{\lambda_{\rm K}} = 0,477; \qquad (11-34)$$

$$a_2 = \frac{1 - e^{-\lambda_{\mathcal{A}} t_1}}{\lambda_{\mathcal{A}}} = 0,872;$$
 (II--35)

$$b_1 = \frac{1 - e^{-\lambda_{\rm K} l_2}}{\lambda_{\rm K}} = 0,582;$$
 (II--36)

$$b_2 = \frac{1 - e^{-\lambda_x t_2}}{\lambda_a} = 2,86.$$
 (II-37)

Из выражений (II—32) и (II—33) определяем I<sub>к</sub>:

$$I_{\kappa} = \frac{\begin{vmatrix} N_1 & a_2 \\ N_2 & b_2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} a_1 & a_2 \\ b_1 & b_2 \end{vmatrix}} = \frac{N_1 b_2 - N_2 a_2}{a_2 b_2 - a_2 b_1} .$$
(11-38)

Подставив в (II—38) значения коэффициентов  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$  и  $b_2$ , получим формулу для расчета наведениой активности короткоживущего изотопа для  $t_1 = 1$  мин и  $t_2 = 6$  мин:

$$I_{\rm K} = 3,35, N_1 - 1,02 N_2.$$
 (11-39)

По этой методике вначале были проведены исследования с пробами, содержащими только серебро. Толщина слоя пробы в кассете составляла 6 мм. Общая активность нейтронных источников была равна ~2,0.10<sup>6</sup> нейтр/сек.

Измерения проводились по описанной выше методике на установке HPУ-1. Проба и детектор облучались в течение 1 *мин*. За это время детектор активируется до 82% от максимально возможного в дашном случае насыщения по короткоживущему изотопу и до 25% — по долгоживущему. После облучения фольга-детектор извлекалась из кассеты и устанавливалась в домик с одиннадцатью газопаполненными счетчиками типа СТС-6. Время  $t_{nep}$  составляло 10 сек. Измерение активности фольги-детектора, как уже говорилось, производилось в два этапа: спустя 1 *мин* снимался нервый отсчет  $N_1$  (для этого установка Б-2 выключалась на 2 сек) и спустя 6 *мин* — второй  $N_2$ . Отсчеты использовались для выделения активности короткоживущего изотопа. Обработка результатов наблюдений производилась по формуле (II—39).

Результаты экспериментальных исследований в сопоставлении их с данными НА показаны на рис. II—43. Как видно, определять серебро в случае отсутствия в пробе других элементов с зысокими резонансными сечениями лучше всего только с пороговым фильтром. Методика определения серебра по ННМ-р также обладает явными преимуществами по сравнению с НА.

Если пробы содержат только одно серебро, отношение короткоживущей  $I_{\kappa}$  и долгоживущей  $I_{\mu}$  активностей серебра постоянно:  $I_{\kappa}/I_{\pi} =$ 

=const. В случае, если в пробе присутствуют серебро и зслото, это отношение меилется.

Нами проведены специальные эксперименты на установке НРУ-2 с фольгами из золота толщиной 0,04 мм и серебра — 0.035 мм. Диаметр фольг равнялся 62 мм. Детектором резонансных нейтронов служила серебряная фольга толщиной 0,5 мм и диаметром также 62 мм, помещенная в кадмиевый экран толщиной 0,75 мм. Активность применяемого источника составляла 8,6 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек. В качестве регистратора бета-частиц использовался торцовый счетчик

I — замеры по НА; 2 — измерение по резонансным нейтронам с использованием калмиевого и серебряного фильтров; 3 — замеры по надкадмиевым нейтронам.



Рис. 11—43. Зависимость скорости счета нейтронов на НРУ-1 от содержания в пробах серебра с выделанием короткоживущей компоненты.

типа СИ-2Б, который питался напряжением 1620 в от высоковольтного стабилизатора типа ВС-22. Импульсы с выхода счетчика подавались на вход установки Б-2.

Измерения проводились по пяти образцам: 1) два листа серебряной фольги (100% Ag), 2) один лист серебряной фольги (100% Ag), 3) два листа серебряной и один лист золотой фольги (59,5% Au), 4) один лист серебряной и один лист золотой фольги (71,2% Au) и 5) один лист золотой фольги (71,2% Au) и 5) один лист золотой фольги (100% Au). Активация длилась 5 мин. За это время серебро активировалось по короткоживущему изотопу (серебру-110) до насыщения, а по долгоживущему (серебру-108) — до 77%. Времена  $i_1$  и  $t_2$  были выбраны соответственно 20 сек и 3 мин. Значения  $I_{\kappa}$  и  $I_{\alpha}$  рассчитывались по формулам:

$$I_{\kappa} = 6,7 N_1 - 0,987 N_2; \qquad (II-40)$$

$$I_{1} = 0,78N_{2} - 1,92N_{1}. \tag{II-41}$$

Здесь  $N_1$  и  $N_2$  — скорости счета (с вычетом фона) для времен  $t_1$  и  $t_2$ . Результаты экспериментов даны в табл. II—13. С увеличением содержания золота в образце отношение  $I_{\kappa'}I_{\Lambda}$  уменьшается с 9,5 до 7,0. Если же

Таблица 11-13

Результаты экспериментов по выявлению возможностей определения золота HHM-р при совместном нахождении в пробе серебра и золота

№ о браз- ца	Содержание серебра (% Ag) и золота (% Au) в образце	$N_1$	I <sub>K</sub>	N 2	/ <sub>д</sub>	$\frac{I_{\rm K}}{I_{\rm g}}$	<u>І<sub>к</sub> Ід</u> (среднее)
1	Ag — 100 %	2101 2110 2081	7901 7900 7744	6257 6286 6280	847 852 903	9,32 9,20 9,58	9,3
2	Ag — 100%	2293 2337 2340 2301 2326	8646 8811 8827 8690 8745	6806 6936 6942 6815 6929	902 923 923 898 940	9,58 9,54 9,56 9,96 9,27	9,58
3	Ag—40,5% Au — 59,5%	1786 1757 1818 1779 1784 1822	6518 6351 6660 6466 6467 6698	5520 5492 5593 5525 5558 5558 5582	876 876 872 894 910 856	7,44 7,26 7,63 7,23 7,11 7,82	7,42
4	Ag — 28.8% Au — 71,2%	1907 1878 1894 1909 1897 1895	6983 6816 6900 7000 6926 6904	5867 5842 5865 5868 5860 5860 5869	915 951 938 912 928 940	7,63 7,16 7,36 7,68 7,45 7,34	7,44
5	Au — 100%	2049 2077 2034 2045 2111 2039 2046	7425 7588 7303 7407 7780 7370 7417	6387 6417 6408 6377 6448 6374 6387	1047 1078 1093 1048 1076 1037 1053	7,09 7,04 6,72 7,06 7,04 7,08 7,01	7,0

в образце содержится только одно серебро (образцы 1 и 2), отношение  $I_{\kappa}/I_{\pi}$  остается постоянным и равным при данных условиях измерения 9,3—9,5.

Постоянство отношения  $I_{\kappa}/I_{\star}$  для проб, содержащих только серебро, демонстрирует также табл. II—14. В ней приводятся результаты измерений, полученные на установке HPУ-3 с пробами, состоящими из смеси гипса и колларгола и содержащими от 0,15 до 1,15% серебра. Время

Таблица II—14

Содержание Ад, %	$\frac{I_{\rm K}}{I_{\rm R}}$	I <sub>к</sub> / I <sub>д</sub> (среднее)	Содержание Ад, %	$\frac{I_{\rm K}}{I_{\rm A}}$	I <sub>к</sub> / I <sub>д</sub> (среднее)
0,00	18,0 17,6	17,7	0,30	17,8 17,8 17,8	17,8
	17,6 17,6		0,56	18,4 18,2 18,3	18,2
	18,0			18,2	
0,15	18,1 18,2 18,1	8.1	1,15	18,3 18,2 18,3 18,3	18,3

Значения величины /к//лдля проб, содержащих различное количество серебра

активации, а также времена  $t_1$  и  $t_2$  оставались такими же, как и в экспериментах с образцами из золотой и серебряной фольг. Как это видно из таблицы, отношение  $I_{\kappa}/I_{\lambda}$  для всех проб, содержащих серебро, имеет величину около 18.

Как показали наши измерения с пробами, содержащими серебро, доля наведенной активности за счет второго резонанса составляет примерно 4—5%. от общей активности фольги-детектора. Для повышения этой величины, а следовательно, и для увеличения степени изменения отношения  $I_{\kappa}/I_{\pi}$  можно использовать метод «сэндвича» [78], т. е. располагать между пробой и фольгой-детектором серебряные фольги определенной толщины. Тогда первая фольга  $d_1$ , находящаяся ближе к источнику нейтронов, будет поглощать в основном нейтроны первого резонанса, а вторая  $d_2$ — второго. При работе с фольгами  $d_1 = 0,4$  мм и  $d_2 = = 0,1$  мм нам удалось по измерению наведенной активности второй фольги-детектора увеличить вклад второго резонанса серебра примерно до 10%. Бо́льшего увеличения доли активации второго резонанса можно добиться путем выбора оптимальной геометрии облучения (совокупность замедлителя, пробы и детектора). Это должно привести к повышению точности раздельного определения серебра и золота в пробах.

Чувствительность ННМ-р на золото может быть грубо оценена лишь косвенно. В § 4 настоящей главы отмечалось, что чувствительность определения серебра на установке НРУ-3 равна 0,01% серебра. В связи с тем, что сечение золота для резонансных нейтронов серебра составляет величину порядка 6000 *барн*, чувствительность ННМ-р к золоту при определении его в пробах, не содержащих серебра, с помощью детектора из серебряной фольги будет примерно в два раза пиже, т. е. около 0,02% Аu (при прочих равных условиях). Более точно эта величина может быть оценена специальными экспериментальными исследованиями. Как уже отмечалось ранее, поток тепловых нейтронов в установках НРУ-2 и НРУ-3 равен приблизительно 5 · 10<sup>2</sup> нейтр/см<sup>2</sup> · сек. Применение более мощных потоков нейтронов, например таких, какие получаются в ядерных реакторах (10<sup>12</sup> нейтр/см<sup>2</sup> · сек), позволит определять золото в пробах с такой же чувствительностью, как методом НА, — 10<sup>-7</sup>% [3, 28], но при гораздо меньших затратах времени на производство анализа (вместо 8—10 суток при методе НА 8—10 мин при методе ННМ-р). Серебряную фольгу-детектор при этом следует помещать внутрь пробы. Аналогично анализируются ННМ-р и другие элементы с высокими резонансными сечениями при облучении в каналах ядерных реакторов и размножителей нейтронов. Чувствительность и точность ННМ-р при определении серебра и золота, находящихся совместно, может быть установлена также только после исследований на пробах, содержащих оба элемента.

#### § 7. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОКИХ КОНЦЕНТРАЦИЙ БОРА В ПРОБАХ ПО РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ДЕТЕКТОРОМ ИЗ СЕРЕБРА

Точность определения высоких концентраций бора с применением вкладыша невелика, порядка 13 отн. % для 15% бора [10]. Кроме того, время, требуемое для анализа пробы по методике, описанной в работе [10], составляет 15—20 мин. Сократить время анализа, а также повысить точность можно путем увеличения активности источника нейтронов, что весьма нежелательно. Поэтому авторы пошли по пути «уменьшения сечения» поглощения бора способом регистрации нейтронов в области резонанса серебра. Известно, что в области резонансных нейтронов серебра сечение бора (см. рис. 1—29) сильно падает, достигая 54 барн. Следовательно, по регистрации резонансных нейтронов серебра можно определять высокие концентрации бора.

Если облучать пробу толщиной x и плотностью  $\rho$  потоком медленных нейтронов и регистрировать нейтроны с помощью фольги из серебра, величина наведенной активности серебра с точностью до постоянной будет определяться из соотношения [52]

$$N = e^{-x_{\mathsf{P}} \sum_{i=1}^{m-1} \sum_{i} P_{i}} \int_{E_{\tau}}^{E} \Phi(E) \sum_{\mathrm{Ag}} (E) e^{-x_{\mathsf{P}} \sum_{\mathrm{B}} P_{\mathrm{B}}} dE. \qquad (\mathrm{II}-42)$$

Здесь  $\sum_{i}$  — макроскопическое массевсе сечение *i*-го элемента (кроме бора);  $\sum_{B}$  — то же, для бора;  $P_i$  — концентрация *i*-го элемента в пробе (кроме бора);  $P_B$  — то же, бора. В силу того, что для всех породообразующих элементов величины макроскопических сечений в области интепсивного захвата нейтронов от тепловых ( $E_i$ ) до медленных с энергией  $E \approx 380$  зв практически постоянны, экспонента для породообразующих элементов вынесена за знак интеграла. Величина же макроскопического сечения захвата нейтронов бором в рассматриваемом днапазоне энергий

подчиняется закону  $B = \frac{0.005}{VE}$ .

Макроскопическое сечение захвата нейтронов фольгой серебра  $\sum_{Ag}(E)$  по существу является величиной, характеризующей эффективность регистрации нейтронов рассматриваемым детектором.  $\Phi(E)$  — величина потока нейтронов. Для разных диапазонов энергий нейтронов она описывается различными соотношениями: (I—41) и (I—42).

Приведенные функции, характеризующие спектр, справедливы для однородных сред; на практике же облучать пробы приходится из плоского замедлителя. Спектр потока нейтронов на краю такого замедлителя, как уже отмечалось, близок к рассматриваемому.

При пропускании нейтронов через различные фильтры, устанавливаемые на пути потока нейтронов перед пробой, под интеграл (II—42) дополнительно необходимо вводить следующие функции:  $\sum_{Cd}(E)$  — макроскопическое сечение кадмия (при пропускании нейтронов через кадмий);  $\sum_{Cd}(E) \sum_{In}(E)$  — при пропускании нейтронов через кадмий и пидий и т. д.

В связи с тем, что функции  $\sum_{Cd} (E)$ ,  $\sum_{Cd} (E) \sum_{In} (E)$  и т. д. сложным образом зависят от эпергии, интегралы в выражении (II—42) могут быть рассчитаны лишь числению [52]. Расчеты по формуле (II—42) рассматриваются ниже.

Эксперименты по определению высоких концентраций бора в пробах производились на установке НРУ-2 [9, 12, 55]. Пробы составлялись из смеси песка с карбидом бора в концентрациях 0; 5; 10 и 15% и засыпались в стальные кассеты диаметром 62 и высотой 8 мм.

Для того чтобы сократить время измерения пробы, проводился лишь один вид измерения — в отсутствие резонансного фильтра. Примеиялся только пороговый фильтр, состоящий из кадмия и индия или из кадмия, индия и серебра. Роль пидия и серебра здесь сводилась к обрезанию нейтронов низких энергий (при использовании индиевого фильтра в нем дополнительно поглощались нейтроны с энергией в области 1,45 эв, а при использовании индиево-серебряного — еще и в области 5,23 эв).

Методика измерения и все временные параметры оставались такими же, как и при определении серебра.

Результаты проведенных исследований показаны на рис. II—44. Здесь по оси ординат отложены величины  $\Delta N = N_9 - N_i$ , где  $N_0$  — скорость счета для пустой пробы и  $N_i$  — то же, для борсодержащей. Для сравнения на этом же рисунке приводятся результаты определения бора по общему потоку медленных нейтронов и надкадмиевых. Заметим, что  $N_T = N_M - N_{Cd}$ . При использовании кадми-

ево-индиевого (CdIn) или кадмиево-индиево-серебряного (CdInAg) фильтра зависимость скорости счета от содержания бора в диапазоне от 0 до 15% почти лииейна. Таким образом, высокие концентрации бора можно определять ННМ-р посредством одного измерения с точностью 0,1—0,2% В.

Если построить зависимость скорости счета серебряных нейтронов от содержания бора (т. е. если из замеров с кадмиево-индиевым фильтром вычесть замеры с кадмиево-индиево-серебряным фильтром), получим прямую линию для всего исследованного диапазона (рис. II—45).

м — но медленным нейтронам; т — по тепловым; 1 с использованием фильтра из кадмия; 2 — то же, из кадмия и индия; 3 — то же, из кадмия, индия и серебра.



Рис. 11—44. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания бора при различных измереинях.

Однако точность определения бора при этом уменьшается до 0,3% за счет использования разности показаний.

Результаты сопоставления расчетных данных с экспериментальными показаны на рис. II—46 [52]. При облучении проб потоками нейтронов к детектору поступают не только нейтроны, прошедшие через пробу, но и нейтроны, минующие пробу. Таким образом, наведенная активность серебряной фольги обусловливается не только содержанием в пробе бора,



но и фоном. Поэтому на рис. II—46 по оси ординат наносились значения  $\frac{N_0 - N_i}{N_0 - N_{15}}$ , где  $N_0$ — замер пробы с нулевой концентрацией бора;  $N_i$ — то же, с *i*-ой концентрацией бора;  $N_{15}$ — то же, с концентрацией бора 15%. Следовательно, фон, входящий одновременно в  $N_0$ ,  $N_i$  и  $N_{15}$ , вычитался. Такая методика обработки экспериментальных значений позволила сравнить их с расчетными, лишенными фона.

Рис. 11—45. Зависимость скорости счета от содержания бора при регистрации серебриных нейтронов.

Совпадение расчетных результатов с экспериментальными результатами вполне удовлетворительное.

Регистрировать наведенную активность фольги-детектора можно также при помощи торцовых бета-счетчиков, например, типа

СБТ-16, СИ-2Б и др., обладающих высокой эффективностью регистрации бета-излучения и отличающихся от сцинтилляционных счетчиков лучшей стабильностью и быстрее входящих в режим (за 15—20 мин). Нами проведена серия экспериментов на установке НРУ-2, причем в качестве регистрирующего устройства служил блок, состоящий из двух торцовых бета-счетчиков типа СИ-2Б, совмещенных приемными окнами. Расстояние между окнами составляло 10 мм. Оба счетчика питались напряжением 1620 в от высоковольтного стабилизатора типа ВС-22.



Рис. 11—46. Сопоставление расчетных кривых с экспериментальными замерами (точки с разбросом). а — облучение пробы потоком медленных нейтронов; б то же, потоком нейтронов, пропущенных через кадмий; в то же, через кадмий и серебро; г — через кадмий, индий и серебро; д — разность отсчетов, замеренных с кадмием и кадмием и серебром; е — то же, с кадмием и кадмием, индием и серебром.



Рис. 11—47. Зависимость скорости счета нейтронов от содержания бора при использовании торцовых бета-счетчиков типа СИ-2Б.

Импульсы регистрировались пересчетной установкой типа Б-2. Времена  $t_{\rm oбл}$ ,  $t_{\rm пзм}$  и  $t_{\rm nep}$  оставались теми же (см. § 4 настоящей главы). Использовался только пороговый фильтр из кадмия и индия.

Градуировочная кривая, полученная при измерениях проб, содержащих 5,0; 10,0 и 15,0% бора, показана на рис. II—47. Становится ясным, что торцовые бета-счетчики типа СИ-2Б вполне могут использоваться для регистрации наведенной активности фольги-детектора при определении высоких концентраций бора ННМ-р с точностью 0,2% В.

#### Таблица II—15

Методика определения, фильтр	Точность ( при содерж	определения бо кании в пробе	ора (в %) бора (в %)
	5	10	15
По медленным нейтронам Пороговый из кадмия Пороговый из кадмия и индия	0,2 0,1 0,1	$0,5 \\ 0,25 \\ 0,1$	1,2 0,8 0,2
ребра	0,2	0,3	0,4
зонансный из кадмия и индия, ре-	۰,3	0,3	0,3
чик СИ-2Б)	0,2	0,2	0,2

Газличные методики определения высоких концептрации оора птим-	Различные методики	определения	высоких	концентра	аций бо	opa	HHM-r
--	--------------------	-------------	---------	-----------	---------	-----	-------

В табл. II—15 сопоставлены точности определения высоких концентраций бора различными модификациями ННМ-р. Как видно, наиболее низкая точность при облучении пробы потоком медленных нейтронов (в отсутствии каких-либо фильтров). Она равна 0,2% В для концентрации 5% В и с увеличением содержания бора уменьшается до 0,5—1,0% В.

Наиболее высокая точность отвечает замерам с использованием порогового фильтра из кадмия и индия. Так, в диапазоне концентраций от 5 до 15% В она составляет 0,1—0,2%, если применяется сцинтилляционный или торцовый бета-счетчик типа СИ-2Б.

При определении бора по серебряным нейтронам, т. е. когда применяются и пороговый и резонансный фильтры, увеличивается абсолютная ошибка определения бора в 1,5—2,0 раза и, кроме того, повышаются затраты времени на производство одного анализа в 2 раза. Следовательно, наиболее оптимальной методикой определения высоких концентраций бора является методика с использованием порогового фильтра изкадмия и индия.

В заключение отметим, что нейтронно-резонансные установки могут применяться для следующих целей: HPУ-1 — для определения серебра в концентратах с чувствительностью 0,3% в отсутствие мешающих элементов и 0,1%, когда они присутствуют; HPУ-2 — для определения серебра с чувствительностью 0,1%, кроме того, для определения в пробах высоких концентраций бора (от 5 до 15%); установка HPУ-3 — для определения серебра с чувствительностью 0,01% в отсутствие мешающих: элементов (индий и др.) и 0,03 — в случае, когда они присутствуют.

#### § 8. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОКИХ КОНЦЕНТРАЦИЙ БОРА В ПРОБАХ В ПРОЦЕССЕ ИХ ОБЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БОРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Описанная в предыдущем параграфе методика определения в пробах высоких концентраций бора обладает одним существенным недостат-



Рис. 11—48. Установка для определенны высоких концентраций бора методом спектрометрии резонансных нейтронов. 1 – водяной бак-замедлитель. 2 – источник нейтронов, 3 – защита из индия в карбида бора: 4 – свинцоная плига, к которой крепится гилиза раднометра. 5 – кожух гилизи радиометра, 6 – гилиза раднометра CPI-2 с детектором тепловых нейтронов, 7 – кассега с пробой. 8 – филитр. 9 – дистанционное приспособление для установки и извлении проб. 10 – направляющие для установки кассеты с пробой в гиездо бака замедлителя, 11 – блок тросика: 12 – тросик для вертикального перемещения гилизы раднометра внутри кожуха во время смены кассеты, 13 – пулыг ралиометра СРП-2. 14 – пересчетиая установка ПС-10000, 15 – стабилизатор напряжения СНЭ-220-0.75. ком — с ее помощью невозможно вести измерения в процессе облучения пробы. Однако определение высоких концентраций бора в пробах при использовании резонансных фильтров и борных детекторов может быть осуществлено в процессе облучения пробы. С целью выяснения возможностей этой разновидности ИНМ-р поставлены специальные эксперименты [7, 53]. Для их проведения была приспособлена установка 11РУ-2 (рис. II—48).

Чтобы измерять поток нейтронов в процессе облучения пробы, на бак-замедлитель устанавливалась гильза раднометра СРП-2 с детектором тепловых нейтронов типа Т-1. Ручка кожуха жестко крепилась к свинцовой плите, которая устанавливалась на баке. Кассета с пробой устанавливалась в гнездо блока с помощью дистанционного приспособления, причем во время установки кассеты гильза могла перемещаться в кожухе по вертикали с помощью тросика, перекинутого через

блок. Применяемый источник нейтронов имел активность 10<sup>7</sup> нейтр/сек. Скорость счета измерялась при помощи раднометра типа СРП-2, импульсы от которого поступали на вход пересчетной установки типа ПС-10000 («Флокс»), включенной в сеть через стабилизатор напряжеиия типа СНЭ-220-0,75. Измерения проводились дважды: сначала с пороговым интегральным фильтром, затем при втором замере к этому фильтру добавлялся резонансный. В качестве резонансных поглотителсй были опробованы индий и серебро. Выбор этих элементов объясияется следующими причинами. Как видио из рис. I—29, индий имеет несколько резонансных максимумов поглощения медленных нейтронов. Главный резонанс величиной 28 500 барн приходится на нейтроны с энергией 1,45 эв. Сечение поглощения этих нейтронов бором составляет 102 барн.

Серебро также имеет несколько резонансов, главнейший из них — 12 500 барн для нейтронов с энергией 5.23 эв. В области этой энергии бор имеет сечение 54 барн. Следовательно, регистрируя нейтроны в областях энергий 1,45 и 5,23 эв, мы тем самым «снижаем сечение» бора соответственно в 7,4 и 14 раз по сравнению с сечением поглощения тепловых нейтронов, устраняя явление насыщения при определении его высоких концентраций.

Рис. 11—49. Зависимость скорости счета нейтронов, поглощенных в образце, от концентрации в нем бора.

Измерения серебряной фольгой-детектором нейтронов, пропущенных через кадмий (1) и кадмий с индием (2); измерения с детектором типа T-1 нейтронов, пропущенных через кадмий (3) и кадмий с нидием (4); резонасные нейтроны индия (5) и серебра (6).



Оптимальная толщина замедлителя при этих исследованиях была выбрана равной 3 см.

Результаты сопоставления полученных данных с данными измерений потока нейтронов серебряной фольгой-детектором показаны на рис. II—49. При работе с детектором типа T-1 получаются более низкие скорости счета, чем при работе с серебряными фольгами-детекторами, что обусловлено главным образом более низкой эффективностью регистрации нейтронов детектора T-1 по сравнению с серебряными детекторами. Дифференциальные скорости счета нейтронов в области индиевого и серебряного резопансов при работе с детектором типа T-1 еще ниже, чем при измерении надкадмиевых и надкадмий-индиевых нейтронов.

Результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных по определению высоких концентраций бора в пробах с детектором типа T-1 при выделении резонансных нейтронов индия и серебра приведены на рис. II—50. Расчеты проводились по формуле

$$\Delta N = \int_{0,17}^{380} e^{-\Sigma} C_{d} c_{d} \left(1 - e^{-\Sigma} I_{\Pi} v_{\Pi}\right) e^{-\Sigma} n^{x_{n}} \frac{dE}{E \sqrt{E}}.$$
 (II-43)

Естественно, что для серебряного фильтра берутся значения  $\sum_{Ag}$  и  $x_{Ag}$ .

Расчетные данные качественно хорошо согласуются с экспериментальными (см. рис. II—50).

При переходе от тепловых нейтронов (см. рис. II—44) к индиевым и серебряным для концентраций бора от 10 до 15% скорость счета уменьшается соответственно в 3,4—4,2 раза для индия и в 7—10 раз для серебра (см. рис. II—49 и II—50). При переходе от индиевых нейтронов к серебряным скорость счета для того же диапазона уменьшается в 2,2— 2,4 раза. Эта величина может быть получена расчетным путем, если выражение (II—7) записать в следующем виде:

$$1 - \frac{N}{N_0} = e^{-xpc\Sigma}$$
. (II-44)

Для показателей экспоненты меньше единицы правую часть (II—44) можно разложить в ряд и, ограничившись первыми двумя членами, представить как

$$\frac{N}{N_0} = x \rho c \sum = \frac{x \rho c A_0 \sigma}{A} \quad (\text{II}-45)$$

Из (II—45) отношение скоростей счета индиевых и серебряных нейтронов

$$\frac{N_{\text{In}}}{N_{\text{Ag}}} = \frac{\sigma_{\text{In}}(B)}{\sigma_{\text{Ag}}(B)} = \frac{102}{54} \approx 2$$
, (II-46)



Рис. 11—50. Сопоставление экспериментальных (пунктир) и расчетных (сплошная линия) данных по измерению высоких концентраций бора в пробах с использованием резонансных фильтров из индия и серебра.

т.е. вполне согласуется с экспериментально полученными значеннями.

С увеличением энергии регистрируемых нейтронов степень целинейности кривых уменьшается, а крутизна кривых в области высоких концентраций бора увеличивается, хотя скорость счета при этом уменьшается (см. рис. II—49 и II—50). Так, концентрация бора 10% может быть определена по серебряным нейтронам с точностью ± (1,2 ÷ 1.5), по индиевым ± (0,2÷2,5)%, а по тепловым ± (4,5÷5,0)% (см. рис. II—44). При использовании серебра в качестве резонансного фильтра

кривая линейна практически для всего диапазона концентраций бора, встречающихся в природе.

Точность определения бора рассматриваемым методом можно повысить, если принять более эффективные детекторы по сравнению с детектором типа T-1. Для определения высоких концентраций бора следует регистрировать нейтроны с энергией выше  $\sim 1$  эв. В качестве фильтров могут быть использованы комбинированные экраны из кадмия, эрбия и самария. Возможно, при этом удастся создать устройство, позволяющее в процессе одного замера определять содержание высоких концентраций бора в пробах пород.

Потоки резонансных нейтронов можно измерять с помощью не только борных, но и литиевых детекторов. Литий, так же как и бор, поглощает медленные нейтроны в широком диапазоне энергий (см. рис. I—29). Поэтому, кроме детектора T-1, нами применялся литиевый люминофор диаметром 30 и толщиной 4 *мм*, изготовленный Государственным оптическим институтом (г. Ленинград). Было установлено, что с литиевыми стеклами скорости счета резонансных нейтронов получаются более низкими по сравнению со скоростями счета, полученными с детектором T-1. Это объясняется тем, что в целом эффективное сечение захвата литием нейтронов примерно на порядок ниже, чем у бора, и, в частности, в области резонансов индия и серебра оно достигает соответственно 9,5 и и 5,6 *барн*, в то время как для бора в этой области оно равно 102 и 54 *барн*.

Таким образом, на основе применения пороговых и резонансных фильтров можно создать методику определения высоких концентраций бора в процессе облучения пробы и измерения потоков нейтронов, прошедших через нее, с помощью борных детекторов.

Помимо определения серебра, золота и бора ННМ-р может быть применен также для анализа целого ряда других элементов с высокими резонансными сечениями захвата нейтронов (см. табл. II—9). В частности редкоземельных элементов [75]. Другие области применения ННМ-р рассматриваются в работах [80—85], а также [104, см. раздел I].

### ГЛАВА 8

#### НЕЙТРОННЫЕ ГАММА-МЕТОДЫ И НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ

#### § 1. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОД НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ (НГМнр)

НГМнр основан на регистрации гамма-излучения, возникающего в реакции (*n*, *n'*, γ). Этот метод используется в основном для анализа элементов первой четверти системы Д. И. Менделеева.

Такая ограниченность сферы применения метода связана главным образом с тем, что с увеличением массы ядра возрастает число возбуждаемых уровней, что, в свою очередь, приводит к усложнению спектра возникающего при этом гамма-излучения. Поэтому в породах сложного состава становится практически невозможным выявить элементы с большим атомным весом.

При облучении пород потоками быстрых нейтронов с помощью НГМир прежде всего можно определять углерод ( $E_{\gamma} = 4, 43, M_{\Im\beta}$ ), кислород ( $E_{\gamma} = 6, 1 \ M_{\Im\beta}$ ), магний ( $E_{\gamma} = 1, 39 \ M_{\Im\beta}$ ), алюминий ( $E_{\gamma} = 2, 21 \ M_{\Im\beta}$ ), кремний ( $E_{\gamma} = 1,78 \ M\mathfrak{B}$ ), серу ( $E_{\gamma} = 2,23 \ M\mathfrak{B}$ ), кальций ( $E_{\gamma} = 3,74 \ M\mathfrak{B}$ ), железо ( $E_{\gamma} = 0,84 \ M\mathfrak{B}$ ) и некоторые другие элементы.

Для реализации НГМнр в лабораторных условиях применяются ампульные источники нейтронов и генераторы нейтронов.

#### 1. Применение ампульных источников

В работе [65] приводятся результаты определения железа в пробах руд большого объема.

При неупругом рассеянии нейтронов на ядре железо-56 преимущественно возникают гамма-кванты с энергией 0,84 *Мэв*. Для энергии нейтронов 4,25 *Мэв* сечение реакции  $Fe^{56}$  (*n*, *n'*,  $\gamma$ )  $Fe^{56}$  равно 1,36 барн. Эта величина примерно соответствует средним величинам энергий нейтронов полоний- и плутонийбериллиевых источников, которые, как это явствует из табл. I—2, имеют среднюю энергию, равную соответственно 4,3 и 4,5 *Мэв*.

Схематическое устройство установки, использованной в работе [65] для анализа в пробах железа по НГМнр, показано на рис. II—51. Облучение проводилось с помощью нейтронов от плутоний-бериллиевого источника активностью 0,5 кюри (1.10<sup>6</sup> нейтр/сек). Пробы засыпались в луцитовые кассеты размером  $30 \times 20 \times 3$  см. Гамма-излучение измерялось сциптилляционным счетчиком, в котором люминофором служил кристалл йодистого натрия диаметром 3,8 и толщиной 2,5 см, активированного таллием, спектр излучения — 400-канальным анализатором.

Спектр гамма-излучения, полученный при облучении пробы с содержанием 71,1% железа, показан на рис. II—52. Проба измерялась в течение 50 *мин*. При десятиминутном замере абсолютная ошибка 1,6%.

В связи с тем, что в ряде руд железа может встречаться марганец, при длительных замерах по реакции  $Mn^{55}(n, \gamma) Mn^{56}$  образуется марганец-56 с периодом полураспада 2,576 ч. При распаде излучаются гамма-кванты с энергией 0,845 *Мэв* (68,75%). Это излучение мо-



Рис. 11—51. Схема установки для анализа железа в пробах НГМнр (размеры в см).

1 — детектор; 2 — свинец; 3 источник нейтронов: 4 — проба; 5 — фильтр из свинца толщиной 2 мм.





жет быть помехой при определении железа по НГМнр. Чтобы излучение в пробах не наводилось, их размеры не следует брать слишком большими. В противном случае нейтроны могут замедляться и может происходить реакция (n,  $\gamma$ ) на марганце. Вблизи установки НГМнр также не должны присутствовать посторонние предметы, в которых нейтроны могли бы замедляться и диффундировать в пробу.

#### 2. Применение генераторов нейтронов

Гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов измеряется по методике, основанной на применении образцов большого объема с кольцевой геометрией (рис. II—53), и методике, основанной на применении

малых образцов (рис. II—54). Защитный конус может быть изготовлен из вольфрама, свинца или полиэтилена. Вес и размеры образцов выбираются на основе потока нейтронов, параметров детектора, а также концентрации в пробе исследуемого и мешающего элементов. Кольцевой слой образца по толщине обычно несколько сантимстров, общий вес несколько сот граммов. Вес малых образцов должен быть от нескольких граммов до десятков граммов.

Все устройство в процессе измерений следует располагать вдали от стен и других предметов. Держатели конуса, детектора, образца и т. д.



Рис. 11—53. Схема устройства для измерения гамма-излучения образдов кольцевой геометрии.



Рис. 11—54. Схема устройства для измерения малых образцов, устанавливаемых на расстоянии 25 см от источника нейтронов. 1 — источник нейтронов; 2 — вольфрам; 3 — свинец; 4 — проба; 5 — люминофор; 6 — фотоумножитель.

должны быть по возможности легче. Эти требования обусловливаются необходимостью сведения к минимуму фона от всех посторонних предметов, которые могут создавать помехи при анализе НГМнр.

НГМнр с генератором нейтронов применялся для определения содержания углерода и кислорода в пробах углей весом 200—300 г [70]. Анализировался углерод и кислород путем сравнения результатов измерения гамма-спектров с эталонными. Точность определения углерода при этом была достигнута равной ±1%, а кислорода ±3%.

#### § 2. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОД РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

Этот метод основан на реакции  $(n, \gamma)$ , которая преимущественно происходит при захвате тепловых нейтронов. Таким образом, для реализации НГМ приходится специально замедлять нейтроны, испущенные источником быстрых нейтронов, до тепловых энергий. Этот метод, как и НГМнр, в основном применяется для определения элементов с невысоким атомным весом, так как увеличение массы ядра также ведет к увеличению уровней возбуждения ядер и к усложнению спектра гамма-излучения.

В лабораторных условиях НГМ может базироваться как на ампульных источниках, так и на нейтронных размножителях, ядерных реакторах и нейтронных генераторах.

#### 1. Применение ампульных источников

Одна из установок, использованных для анализа НГМ железа в пробах, показана на рис. II—55.

При захвате железом тепловых нейтронов по реакции  $Fe^{56}(n, \gamma) Fe^{57}$ возникают гамма-кванты с энергией 1,63 (6,1%); 1,72 (6,4%); 5,92

<sup>1 —</sup> пучок заряженных частиц; 2 — мишень; 3 — защитный конус; 4 — люминофор; 5 фотоумножитель; 6 — образец.

(8,7%); 6,03 (7,9%); 7,28 (5,3%) и 7,64 (31,5%) *Мэв*. Сечение этой реакции равно 3,1 *барн* (0,0333 *с.u<sup>2</sup>/г*). Наиболее интенсивно гамма-излучение с энергией 7,64 *Мэв*; эта энергия и используется для анализа железа в пробах НГМ.

В работе для анализа железа применялся плутоний-бериллиевый источник с выходом 1 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек. Детектором служил кристалл йодистого натрия диаметром 4,4 и толщиной 5,1 см, активированный таллием, и фотоумножитель. Чтобы кристалл не активировался нейтронами, его снаружи окружали слоем кадмия. Гамма-излучение радиационного захвата кадмия имеет в основном энергию около 0,5 Мэв, поэтому оно не мешает определению железа.

Из породообразующих элементов, содержащихся в рудах железа, помехой его в определении может быть марганец и алюминий. Марганец, как известно, обладает высоким сечением радиационного захвата нейтронов — 12,6 барн (0,137 см/г) и испускает жесткие гамма-кванты с энергией, близкой к 7,64 Мэв. Так, например, у марганца имеются линии с энергией 7,04 (9,1%); 7,15 (5,5%) и 7,26 (12,3%) Мэв. Поэтому при совместном нахождении в рудах железа и марганца их необходимо подвергать дополнительному анализу. Марганец при этом может быть определен по НА. Алюминий также вступает в реакцию (n, y) и испускает гамма-кванты с энергией 7,7 *Мэв* (30%). Однако макроскопическое массовое сечение этой реакции для алюминия в



Рис. 11—55. Схема установки (размеры в см). 1 — проба; 2 — детектор; 3 источник нейтронов; 4 — парафин.

5 раз ниже, чем для железа (см. табл. IV—3). Кроме того, алюмниий в рудах железа содержится в небольших количествах и поэтому не мешает определению железа. Определению железа в рудах может мешать изменение пористости и влажности пробы. Для устранения этого фактора предлагается измерять отношение скоростей счета, обусловленных содержанием в пробе железа ( $E_{\gamma} = 7,64 \, M_{36}$ ) и кремния ( $E_{\gamma} = 5 \, M_{36}$ ). Однако это целесообразно лишь в том случае, если концентрация их элементов в рудах взаимосвязана. В противном случае в качестве опорных следует использовать гамма-кванты других энергий. Наилучший результат можно ожидать при регистрации какой-либо другой линии железа.

При работе с источником  $1,2 \cdot 10^7$  нейтр/сек в отсутствие в пробе мешающих элементов железо может быть определено с точностью до 1%.

Реакция  $(n, \gamma)$  может быть использована для определения железа в вагонетках по методике просвечивания (НГМп) и т. д.

НГМ применяется также для определения в рудах никеля. Среднее содержание никеля в горных породах по весу равно  $8 \cdot 10^{-3}$ %. Содержание никеля в рудах может достигать 0,26-5%. Сечение реакции  $(n, \gamma)$  на никеле равно 4,6 барн  $(0,047 \ cm^2/c)$ . Захват пейтронов в этой реакции приводит к возникновению жестких гамма-квантов с энергией 6,84 (10,8%); 8,51 (12,3%) и 8,996 (28%) Мэв. Из этих линий для анализа никеля удобно использовать последнюю. В связи с тем, что никель встречается в совместных железо-никелевых рудах, определению в них никеля будет мешать железо. С этой целью измерение спектра радиационного захвата гамма-лучей удобнее всего вести в двух областях энергий:  $E_1=7,4-8,2$  Мэв и  $E_2=8,6-9$  Мэв. Чувствительность определения никеля при этом может составлять 0, 3%.

Весьма значительный объем исследований по дальнейшей разработке НГМ проведен во ВНИИЯГГ М. Г. Крутиковым [79]. Гамма-излучение при захвате тепловых нейтронов возникает не только в реакции  $(n, \gamma)$ , но и в других реакциях. Так, например, при захвате бором-10 тепловых нейтронов реакция  $(n, \alpha)$  может идти по двум направлениям. В 93 случаях из 100 она проходит с образованием возбужденного лития-7, переход которого в стабильное состояние через время 5,2·10<sup>-14</sup> сек приводит к образованию гамма-квантов с энергией 0,479 *Мэв*. По регистрации этого гамма-излучения, естественно, можно судить о содержании бора в пробах.



Рис. II—56. Схема аппаратурного спектра. I—спектр «пустой» пробы (песок); 2—то же. при содержании в песке бора. Возможности определения бора в пробах пород по регистрации гамма-квантов с энергией 0,479 *Мэв* рассматриваются в работе [23]. Измерения производились на установке СНУ (см. § 1 гл. 6). Для регистрации гамма-излучения в ней использовался датчик радиометра СРП-2 с кристаллом йодистого натрия. Кристалл снаружи экранировался слоем кадмия толщиной 0,5 *мм* для того, чтобы он не активировался тепловыми нейтронами.

Для исключения влияния наведенной активности гильзы вместо алюминиевого корпуса дат-

чика радиометра СРП-2 в экспериментах использовался картон. В установке применялся полоний-бериллиевый источник нейтронов, испускавший 5.10<sup>5</sup> нейтр/сек. Расстояние между источником и пробой

в замедлителе выбиралось равным 5—7 см. Гамма-излучение измерялось амплитудным анализатором типа АИ-100-1 («Радуга»). Питание счетчика осуществлялось от высоковольтного стабилизированного выпрямителя.

В качестве проб использовалась смесь сухого кварцевого песка с бурой. Такие пробы толщиной 1,5 *г/см*<sup>2</sup> помещались в фигурные кассеты из оргстекла. Скорость счета, полученная при облучении пробы с чистым песком, принималась за фон (рис. II—56). Приращение площади над фоновой кривой бралось в качестве функции от содержания в пробах бора (рис. II—57).

Чувствительность определения бора по рассматриваемой методике примерно такая же, как и при ННМ-т, и равна  $\sim 0,03\%$  бора. В отличие от ННМ-т метод НГМ позволяет селективно определять бор при наличии в пробе других поглощающих элементов, таких как литий, хлор и т. д.

Размножители нейтронов и генераторы нейтронов для НГМ к настоящему времени еще не применялись.

#### 2. Применение ядерных реакторов

Для облучения проб пород и руд используются выведенные из реактора пучки тепловых нейтронов. На пути таких пучков размещаются пробы, а сбоку пучка в специальных свинцовых домиках — детекторы гамма-излучения. Обычно для этих целей используют сцинтилляционные счетчики, регистрация излучения от которых осуществляется с помощью амплитудных анализаторов [22].

В работах [25, 26, 73] описывается возможность применения реактора с пучком 10<sup>7</sup> нейтр/см<sup>2</sup> сек для анализа в рудах хрома и ртути.

Среднее содержание хрома в горных породах по весу равно 0,02%. Содержание его в рудах может достигать 3,5—40%. Природный хром состоит из смеси четырех стабильных изотопов с массовыми числами 50

(4,31%), 52(83,76%), 53(9,55%)и 54 (2,38%). Все эти изотопы хрома вступают в реакцию  $(n, \gamma)$ . Однако наибольший интерес представляют реакции на изотопах хрома-52 и хрома-53. Сечения реакции на ядрах этих изотопов равны соответственно 0,73 и 17,5 барн. Захват тепловых нейтронов хромом-52 приводит к возникновению гамма-квантов с энергией 0,75 (3%); 6,65 (4,2%) и 7,93 (11%) Мэв, а захват нейтронов хромом-53 — к образованию гаммаквантов с энергией 0,84 (20%); 7,09 (3,4%); 8,49 (9%); 8,88 (20%) и 9,72 (7%) Мэв.

При регистрации жестких



Рис. 11—57. Зависимость приращения площади кривой над фодом (отн. ед.) от содержания в пробах бора (масштабы по оси абсцисс в интервале от 0 до 10% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> и в интервале 10—40% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> выбраны различными).

гамма-квантов с эпергией свыше 9,1 *Мэв* интенсивность гамма-излучения в основном обусловливается хромом. Эта величина, в частности, может быть оценена расчетным путем по формуле [73]:

$$n(E_{\gamma}) = f \sum P \eta \frac{i_{\gamma}}{100}, \qquad (II-47)$$

где f — величина потока тепловых нейтронов;  $\Sigma$  — макроскопическое массовое сечение реакции  $(n, \gamma)$ ; P — вес образца;  $\eta$  — распространенность изотопа;  $i_{\gamma}$  — выход гамма-квантов на 100 нейтронов.

По этой же формуле в работе [73] произведен расчет выхода гаммаквантов с энергией свыше 9 *Мэв* (табл. II—16). Реакция (*n*, *γ*) при регистрации жесткого излучения наиболее благоприятна для определения в пробах хрома и селена.

В работах [25, 73] показано также, что определение хрома в пробах можно вести по регистрации гамма-квантов с энергией свыше 8,3 *Мэв*.

Таблица 11-16

	====5		1 (, 1	/	
Элемент	Энергия гам- ма-квантов Е <sub>ч</sub> , Мэв	Колич. гамма- квантов в 1 сек	Элемент	Энергия гам- ма-квантов Е <sub>ү,</sub> Мэв	Количество гамма-кван- тов в 1 сек
Кремний Титан	20, 59 10, 64 9, 376 9, 189	$\begin{vmatrix} 1\\ 1\\ 17\\ 222 \end{vmatrix}$	Селен Стронций	10,483 9,882 9,172 9,22	$2, 4 \cdot 10^{3}  3 \cdot 10^{4}  2, 1 \cdot 10^{4}  716$
Хром Железо	9,72 9,295	$1,2.10^{5}$ 2,2.10 <sup>1</sup>	Молибден Кадмий Барий	9,06 9,15 9,04 9,23	$ \begin{array}{c c} 1193 \\ 623 \\ 5,1 \cdot 10^{\circ} \\ 369 \end{array} $

Выход гамма-квантов с энергией выше 9 Мэв из различных элементов, вступающих в реакцию  $(n, \gamma)$ 

Железо, содержащееся в пробе, при этом не мешает определению хрома. Зависимость регистрируемой скорости счета от содержания в пробах хрома носит линейный характер для диапазона 10—100% [25]. Последияя точка отвечает облучению металлического хрома.

При радиационном захвате хромом-54 тепловых нейтронов каскадно испускаются гамма-кванты с энергией 0,84 и 8,88 *Мэв.* Регистрируя эти

Сравнение чувствительностей нейтронного гамма-метода и нейтронного активационного анализа, отнесенных к единичной эффективности детектора и единичному потоку нейтронов

	Нейтр	онный гамма-	мстод	Нейтронный активационный анализ				
Элемент	массовое чис- ло изотопа, вступающего в реакцию	энергия реги- стрируемого гамма-излуче- ния, Мэв	чувствитель- н ость S <sub>1</sub>	массовое чис- ло образую- щегося изото- па	период полу- распада Т	энергия реги- стрируемого гамма-излу- чения	чувствитель- ность S <sub>2</sub>	S2/S1
Алюминий Барий Бериллий Бор Бром Ванадий Висмут Висмут Водород Вольфрам Гадолиний Галлий Галлий Галлий Галлий Сольмий Диспрозий Европий Железо Золото Индий Иридий Кальщий Бальнай Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Кальщий Сольта Кальщий Калы	$\begin{array}{c} 27\\ ?\\ 9\\ 10\\ ?\\ 51\\ 209\\ 1\\ 186\\ 157\\ ?\\ 177\\ 165\\ 264\\ 151\\ 56\\ 197\\ ?\\ 127\\ 113\\ 39\\ 40\\ 59\\ 28\\ 139\\ 24\\ 55\\ 63\\ \end{array}$	7,73 4,10 6,80 0,479 7,579 6,51 4,170 2,23 5,25 0,079 6,359 0,213 0,142 0,104 0,090 7,639 0,215 0,558 5,68 0,135 0,560 0,77 6,42 0,562 4,93 0,444 3,922 7,266 7,91	$\begin{array}{c} 100\\ 200\\ 400\\ 0,004\\ 200\\ 20\\ 40000\\ 0,8\\ 70\\ 0,002\\ 100\\ 0,9\\ 2\\ 0,002\\ 100\\ 0,05\\ 20\\ 400\\ 3\\ 8\\ 20\\ 0,02\\ 20\\ 400\\ 3\\ 8\\ 20\\ 0,02\\ 20\\ 30\\ 3\\ 100\\ 30\\ 200\\ 10\\ 20\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 28\\139\\\\80\\52\\-\\187\\159\\72\\179\\m\\166\\165\\152\\m\\59\\198\\116\\m\\194\\128\\115\\42\\49\\60\\31\\140\\27\\56\\64\\\end{array}$	2,3 мин 85 " 17,6 мин 3,8 " 24 час 18 " 14 " 19 сек 27 час 1,3 мин 9,3 час 45 дней 2,7 " 54 час 19 час 25 мин 54 час 12,5 " 8,8 мин 10,3 " 2,6 час 40 " 9,5 мин 2,6 час 12,8 "	$\begin{array}{c} 1,78\\ 0,165\\\\ 0,62\\ 1,433\\\\ 0,686\\ 0,364\\ 3,350\\ 0,160\\ 1,37\\ 0,108\\ 1,327\\ 1,289\\ 0,412\\ 1,09\\ 0,328\\ 0,412\\ 1,09\\ 0,328\\ 0,45\\ 0,523\\ 1,53\\ 3,10\\ 1,27\\ 1,264\\ 1,597\\ 0,843\\ 0,845\\ 1,34\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 400\\ 1000\\\\\\ 400\\ 30\\\\\\ 700\\ 10060\\ 500\\ 300\\ 60\\ 0,8\\ 30\\ 1\cdot 10^{7}\\ 60\\ 8\\ 100\\ 500\\ 3\cdot 10^{5}\\ 1\cdot 10^{4}\\ 600\\ 10\\ 4\cdot 10^{5}\\ 300\\ 30000\\ 10\\ 2\cdot 10^{4}\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 4\\ 5\\ -\\ 2\\ 1,5\\ -\\ 0\\ 10^7\\ 5\\ 333\\ 30\\ 9\\ 600\\ 5 \cdot 10^5\\ 0,66\\ 2,7\\ 12,5\\ 25\\ 1,5 \cdot 10^7\\ 500\\ 20\\ 3,3\\ 4000\\ 10\\ 150\\ 1\\ 1000\\ \end{array}$
Марганец Медь Молибден Мышьяк	55 63 92 75	7,26 7,91 0,77 7,05	10 20 10 300	64 99 76	2,6 4 <i>ac</i> 12,8 " 67 " 27 "	0,845 1,34 0,140 0,561	$     \begin{array}{r}       10 \\       2 \cdot 10^{4} \\       3 \cdot 10^{4} \\       500     \end{array} $	$1000 \\ 1000 \\ 1,7$

												1	1	1					
Патрий	×.	8		38	$\geq$	ĸ						23	0,475	20	24	15 yac	2,75	300	15
Пеодим		22	243	12	¢.	23	54		ž			5	0,695	1	147	11,6 дня	0,091	7.105	$7 \cdot 10^{5}$
Никель				с÷.		2.5						58	8,997	10	65	2,6 yac	1,48	2.104	2000
ŀІподий	×											93	6,85	3000	94 m	6,6 <i>мин</i>	0,042	300	0, 1
Олово .		8	14	1	4	10	÷.					?	9,35	10000	125 m	9,5 "	0,326	$2 \cdot 10^{5}$	20
Платина												196	0,35	30	199	31 "	0,540	3000	100
Празеоди	M											141	5,67	100	142	19 <i>час</i>	1,57	3000	30
Рений.	2	583	12		3	24	12			1 34		187	5,94	40	188	17 .,	0,155	100	2,5
Родий												103	6,20	10	104 m	4,4 MUH	0,077	20	2
Ртуть .												199	0,37	0,4	197	65 час	0,077	4000	·1 · 10 <sup>4</sup>
Самарий						-			2	6 83		1.19	0,338	0,01	153	47	0,103	100	10+
Селен .	•			÷	÷	÷		+		6 29	e a	76	6,586	50	75	120 дней	0,402	$2 \cdot 10^{6}$	·1 · 10 <sup>1</sup>
Cepa .	55	35	*	35	53	e.		÷	*	1.13	. e	5	5, 44	40	37 m	5,0 мин	3.09	$5 \cdot 10^{6}$	$1, 2 \cdot 10^{5}$
Серебро	ē.	÷.		i,	÷		÷					108	0,202	10	110 m	24,2 сек	0,340	700	70
Скандий	20	3	1	ų.	\$2	24	12	- 23	÷			45	8,18	7	46	84 OHN	1,19	3000	430
Строиций			10	8				(4)	E	1.5		86	7,53	400	87 m	2,8 440	0,388	500	1,25
Сурьма	8			<b>7</b> 0	+3		æ	*	0	6.28		;	6,50	400	122	2.8 дня	(), 564	$1 \cdot 10^{3}$	2,5
Таллий	6											3	5,63	100					-
Тантал		4	2	2				2			4	181	0,272	3	182	112 <i>дня</i>	1,22	101	$3, 3 \cdot 10^3$
Теллур	03						4					123	0,609	20	131	25 мин	0,147	101	500
Титан .	•			8		Se.		+				48	1,387	3	51	5.8 "	0,323	$2 \cdot 10^{1}$	$7 \cdot 10^{9}$
Тулий .		3		τ.					+			169	0,150	5	170	127 <i>deei</i> i	0,084	$7 \cdot 10^{3}$	140
Углерод	8	2	4		÷	4	2	10	۰.			12	4,95	1000					
Фосфор	•	94				(4			ŝ		- 22	31	0,43	70					
Фтор .	•	i,	(4)		(0)	3		83		19		19	1,36	1000	20	11 сек	1.632	3.104	30
Хлор .				*	13		×	2	÷			35	1,165	0,8	38	37 мин	3,75	4000	5000
Хром .	+			*	*:		St.					53	8,88	30	51	27 дней	0.323	$2 \cdot 10^{5}$	7000
Цезий.				ŝ,								133	0,120	60	134 m	2.9 yac	0,127	60	1
Церий	2	2										2	0,120	300	143	32	0,29	$4 \cdot 10^{4}$	133
Цинк .				6	- 61	14	÷	÷.				68	0,45	100	69 m	14	0,438	2.101	200
Цирконнії		÷										91	6,30	900	97	17	0,747	$4 \cdot 10^{5}$	440
Эрбий												5	0,828	0,8	171	7,5 "	3,08	400	500

гамма-кванты с помощью спектрометра совпадений, можно определять концентрации хрома в пробах. Предварительные исследования, проведенные в этом направлении, описаны в работе [73].

Измерения по определению в пробах селена в цитированных работах не проводились. В связи с малыми концентрациями селена в рудах (порядка 2 · 10<sup>-3</sup> — 1,0%) определение его НГМ можно вести, по-видимому, лишь в концентратах.

Из изотопов ртути наибольшим сечением захвата тепловых нейтронов в реакции  $(n, \gamma)$  обладает ртуть-199 — 2500 барн. Для естественной смеси изотопов это сечение понижается до 360 барн (1,08 см<sup>2</sup>/г). Захват ртутью-199 нейтронов приводит к образованию гамма-излучения с энергией 0,37 (40%); 1,73 (13%); 4,82 (10%); 5,99 (10%) и 6,4 (4,5%) Мэв. Здесь приведены наиболее интенсивные линии. Другие сведения о ртути см. в § 8 гл. 6.

Для анализа ртути в пробах в работе [26] применяли навески в 15 *г*. Чувствительность этих измерений достигала 0,1%.

В работе [21] описана возможность определения в редких землях гадолиния в количествах от  $5 \cdot 10^{-5}$  до 0,5% и самария от  $1 \cdot 10^{-3}$  до 0,1% по регистрации гамма-квантов с энергией соответственно 6,74 и 7,22 *Мэв*.

При работе с пучком  $3 \cdot 10^6 \, he \mu t p/cm^2 \cdot cek$  и сцинтилляционным счетчиком NaI(Tl) размером 7,5×7,5 *см* с навесками проб по 2—5 *г* можно определять водород с чувствительностью 0,1% (~0,01% H<sub>2</sub>O (см. раздел I, [57]). Там же показано, что НГМ может применяться для определения в пробах хлора, кремния, кобальта, магния, натрия, калия, алюминия, серы, а также вольфрама, меди, свинца и стронция.

В работе [27] на основе данных о чувствительности нейтронного активационного анализа сделан расчет значений величины чувствительности НГМ для 63 элементов (табл. II—17). В этой таблице величины чувствительностей приведены в относительных значениях. Перевод их в абсолютные может быть осуществлен по формуле

$$s = \frac{S_i}{\varepsilon_n} , \qquad (II-48)$$

где  $S_i$  — чувствительность метода (НГМ или НА) в отн. ед., согласно табл. II—17;  $\varepsilon$  — эффективность детектора; n — поток нейтронор (нейтр/с $m^2 \cdot ce\kappa$ ).

Таким образом, выбирая детектор излучения той или иной эффективности и реактор с определенным выходом потока, можно подсчитать абсолютную величину чувствительности метода.

Так, например, при измерениях кристаллом йодистого натрия толщиной 5 см, пользуясь формулой (I—87) и значениями массовых коэффициентов для этого люминофора, нетрудно показать, что эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 7,73 и 1,78 Мэв, возникающих при облучении алюминия (см. табл. II—17), равна соответственно 0,47 и 0,55.

Кроме того, если облучаемый образец расположен в канале реактора с потоком 10<sup>7</sup> нейтр/см<sup>2</sup> · сек (тепловых), чувствительности НГМ и НА, согласно II—17, составляют 2,1 · 10<sup>-5</sup> и 7,3 · 10<sup>-5</sup> соответственно. Следовательно, чувствительность НГМ в 3,5 раза превосходит соответствующую величину для НА. Аналогичная величина, равная 4, приведена в табл. II—17. Это обусловлено тем, что данные этой графы выведены из расчета равенства эффективностей детекторов при измерениях НГМ и НА.

Чувствительность НГМ при прочих равных условиях превосходит соответствующую величину НА во много раз.

Приведенные выше значения чувствительностей для алюминия рассчитаны без учета размера и веса образца. С учетом этих факторов формула (II—48) примет вид:

$$s = \frac{S_1 S_2}{\varepsilon \cdot n \cdot P}, \qquad (II-49)$$

где  $S_0$  — сечение образца, пєрпендикулярное потоку нейтронов; P — вес образца, c.

В работе [77<sub>1</sub>] описаны результаты определения бора в пробах, состоящих из смесей окислов бора (B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и самария (Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Измерения проводились с кристаллом йодистого натрия размером 7,5×7,5 см в потоке 1,8 · 10<sup>6</sup> нейтр/см<sup>2</sup> · сек. Длительность замера составляла 2 мин. При анализе навесок с содержанием бора 0,014 и 0,025 г была достигнута точность 4 · 10<sup>-4</sup> г.

#### § 3. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ НЕЙТРОННЫЕ МЕТОДЫ

#### 1. Нейтрон-протонный метод

Этот метод предложен И. Н. Плаксиным, Л. П. Старчиком и др. для определения содержания водорода в пробах.

Физические основы этого метода заключаются в следующем. Водород, как известно, является наилучшим рассеивателем быстрых нейтронов. При каждом соударении, испытывая упругие и неупругие рассеяния, нейтрон в среднем теряет энергию [15]

$$\overline{\Delta E} = \frac{2AE}{(A+1)^2} ,$$

где *А* — атомный вес элемента; *Е* — энергия нейтрона.

Наибольшее замедление нейтроны испытывают на ядрах водорода — протонах. Если нейтрон, энергия которого больше энергии молекулярной связи, сталкивается со связанным в молекуле ядром водорода, он выбивает протон из молекулы и передает ему некоторую энергию E, зависящую от угла вылета  $\varphi$  (угол между направлением вылета протона отдачи и направлением скорости нейтрона до столкновения). При лобовом столкновении ( $\varphi=0$  и  $E=E_{max}$ ) нейтрон передает протону всю свою энергию  $E_n$ (здесь  $E=E_n$ ). С увеличением угла энергия протона отдачи убывает, достигая нулевого значения при  $\varphi=90^\circ$ . Под углом  $\varphi>90^\circ$  ядер отдачи быть не может.

Если облучать водородсодержащую пробу быстрыми нейтронами и регистрировать вылетающие с поверхности этой пробы протоны, то увеличение водорода в пробе будет приводить к увеличению скорости счета протонов.

По сравнению с ННМ-т и ННМ-н рассматриваемый метод имеет то преимущество, что с его помощью можно определять содержание водорода или влажности в пробах, имеющих элементы, сильно поглощающие тепловые нейтроны (бор, литий, хлор, ртуть, редкие земли, кадмий и т. д.). У этих элементов в области быстрых нейтронов отсутствуют высокие сечения захвата. Поэтому указанные элементы в пробе не влияют на результаты определения в них влаги.

Для проверки возможностей этого метода были проведены измерения на установке, показанной на рис. II—58. Замедлителем служил парафиновый блок диаметром. 40 см. Источник нейтронов помещался в непосредственной близости от тарелочки с пробой (на расстоянии 23 мм). Активность применяемого источника равнялась 3 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек. Пробы составлялись из смеси песка с бурой; влажность создавалась искусственно: добавлялась вода. Диаметр тарелочек был выбран равным 60 мм, толщина пробы 0,5 мм.

В верхнем блоке установки помещался датчик типа П-349-2 с детектором протонов, состоящим из сернистого цинка, активированного серебром. Диаметр люминофора 55 *мм*. Люминофор сочленялся с фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-19 посредством светопровода. Рас-



Рис. 11—58. Общий вид установки для определения содержания водорода в порошковых пробах нейтрон-протонным методом.

1 — блок детектора; 2 — блок источника; 3 — гильза приставки П-349-2; 4 — фотоэлектронный умножитель со светопроводом; 5 — детектор альфа-частиц; 6 — тарелочка с пробой; 7 — источник нейтронов; 8 — пересчетная установка; 9 — высоковольтный стабилизатор; 10 — стабилизатор напряжияния.



Рис. 11—59. Зависимость скорости счета протонов от влажности пробы.

стояние между люминофором и тарелочкой с пробой выбиралось минимальным: 1— 3 мм. Вспышки сцинтилляций люминофора регистрировались с помощью фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-19, имеющегося в датчике. Высокое

напряжение для питания ФЭУ-19 подавалось с высоковольтного стабилизатора типа ВС-22. Импульсы фиксировались пересчетной установкой типа ПС-10000 («Флокс»).

На рис. II—59 приведена кривая, полученная при регистрации протонов отдачи для проб с различной влажностью. Кривая показывает приращение скорости счета влагосодержащих проб по сравнению с сухой пробой. Зависимость скорости счета от влажности пробы в диапазоне 0—15% воды имеет линейный характер. Точность метода при использовании источника активностью  $0,5 \cdot 10^6$  нейтр/сек  $\pm 1\%$  H<sub>2</sub>O. Чувствительность 2%. При измерениях с источником  $2 \cdot 10^6$  нейтр/сек можно добиться чувствительности определения влаги 0,5%, а водорода — 0,06%.

Измерения сухих проб по методу регистрации протонов отдачи показали, что увеличение содержания бора в пробе практически не увеличивает скорости счета (скорость счета увеличивалась примерно на 1% лишь для проб с содержанием 12 и 15% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>). Следовательно. влияние связанного водорода, содержащегося в буре, ничтожно, и им можно пренебречь.

Таким образом, метод регистрации протонов отдачи вполне применим для определения влажности борсодержащих пород.

НПМ может применяться для определения водорода в пробах нефтей и т. д.

При взаимодействии нейтронов с ядрами атомов ряда химических элементов возможна также реакция (n, p). Поэтому НПМ может применяться и для определения в породах, кроме водорода, и некоторых

других элементов (в отсутствие водорода). Так, реакция (n, p) проходит под действием тепловых нейтронов на хлоре  $Cl^{35}(n, p) S^{35}$  и азоте N<sup>14</sup>  $(n, p) C^{14}$ . Сечение первой реакции равно 0,2 барн, второй — 1,7 барн. При определении этих элементов НПМ в пробах источник нейтронов следует располагать в замедлителе на расстоянии 4  $\div$  5 см от пробы.

#### 2. Нейтронный альфа-метод

Ряд ядер атомов химических элементов вступает в реакцию  $(n, \alpha)$ . Следовательно, регистрируя альфа-частицы, можно реализовать НАМ. Этот метод применяется особенно при определении в породах бора и лития, которые вступают в реакцию  $(n, \alpha)$  под действием тепловых нейтронов:  $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ ;  $Li^6(n, \alpha)H^3$ . Сечения этих реакций для природных смесей элементов равны соответственно 755 барн (42,28 см<sup>2</sup>/г) и 71 барн  $(6,39 \ cm^2/г)$ .

Определение бора НАМ проводилось в 50-х годах В. К. Христиановым и Л. И. Шмониным с сотрудниками. Эти авторы в качестве счетчика ядер гелия и лития использовали импульсную ионизационную камеру. Содержание бора определялось от десятых долей до нескольких процентов. Время определения одной пробы занимало от 0,5 до нескольких часов [58].

В ИГД им. А. А. Скочинского [42] и в ВИМСе [24] также проводились определения бора по этой реакции. В качестве детектора альфачастиц применялся сцинтиллятор, изготовленный из сернистого цинка, активированного серебром. Было установлено [42], что зависимость скорости счета альфа-частиц от содержания бора является линейной в диапазоне от 0 до 20% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>.

Авторами этой работы были проведены исследования по определению более высоких содержаний бора — до 56% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> НАМ [11].

Общий вид установки для определения бора этим методом показан на рис. II-60. Установка состоит из двух цилиндрических парафиновых блоков диаметром 40 см, поставленных один на другой. В нижнем блоке помещается источник нейтронов активностью 5.10<sup>5</sup> нейтр/сек. На верхнюю плоскость этого блока при помощи держателя устанавливается тарелочка с пробой диаметром 60 мм. Толщина слоя пробы в тарелочке 0,5 мм. Толщина слоя замедлителя 3—4 *см*.

Регистрация альфа-частиц осуществлялась с помощью той же радиометрической установки, которая применялась для детектирования протонов.





 1 — блок источника; 2 — источник навъра методом.
 релочка с пробой; 4 — детектор альфа-частиц; 5 фотоэлектронный умножитель со светопроводом; 6 — блок детектора; 7 — гильза приставки тица п-349-2; 8 — рукоятка для установки тарелочки с пробой; 9 — пересчетная установка; 10 — высоковольтный стабилизатор; 11 — стабилизатор напряжения.

В качестве борсодержащих сред использовались смеси песка и борной кислоты с содержаниями 10; 20; 35 и 56,4 % В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>. Крупность зерна не превышала 0,01 *мм*. Результаты измерений приведены на рис. II—61. При увеличении концептрации бора в пробе вплоть до максимально встречающихся в природе скорость счета альфа-частиц увеличивается прямо пропорционально концентрации бора. Точность определения бора этим методом невысока — 4,0—4,5  $B_2O_3$  (~1,5% B).

В работе [60] показана возможность применения НАМ для определения лития в пробах. Определение концентрации лития в пробах ведется по регистрируемым альфа-частицам и тритонам. При работе с источником активностью 10<sup>5</sup> *нейтр/сек* была достигнута чувствительность 0,05%. Навеска проб выбиралась равной 0,5—0,7 *г*.

В связи с тем, что в НАМ и НПМ применяется практически одна и та же аппаратура, при необходимости определения в породах бора (или

N/No 3 2 1 0 30 50 B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,%

Рис. 11—61. Зависимость скорости счета альфачастиц от содержания бора. лития) и водорода оба эти метода можно комплексировать.

При совместном нахождении в пробах бора и лития их раздельное определение может быть осуществлено исходя из энергии частиц, возникающих в реакции  $(n, \, \epsilon)$ . Так, например, при облучении нейтронами лития возникают альфачастицы с энергией 2,73 *Мэв*, а при облучении бора — с энергией 1,49 *Мэв*. Применение алюминиевых фольг толщиной 0,8 *мг/см*<sup>2</sup> позволяет подавлять альфа-излучение бора и регистрировать в основном излучение лития [42]. Раздельная ре-

гистрация альфа-частиц лития и бора может быть осуществлена с помощью дискриминатора.

К преимуществам НАМ и НПМ можно отнести то, что для реализации этих методов требуются весьма малые навески проб —  $!-3 \epsilon$ . Кроме того, отпадает необходимость взвешивания пробы и введения поправки на вес, так как альфа-излучение и протоны идут главным образом от поверхности препарата. Практически устраняется и влияние таких мешающих элементов, как железо, хлор, поскольку они имеют малое сечение реакции  $(n, \alpha)$ .

Эффективность этих методов можно повысить путем увеличения размера и качества люминофора (а в соответствии с этим и диаметра тарелочки), активности применяемого источника.

К недостаткам НПМ и НАМ относится следующее.

Существенное влияние на результаты этих методов могут •казывать ядра отдачи серы, возникающие при облучении люминофора быстрыми нейтронами [42]. При воздействии нейтронов с энергией 11 *Мэв* энергия ядер отдачи серы составляет 1,3 *Мэв*, т. е. сравнима с энергией регистрируемых частиц. Однако при достаточно толстом слое замедлителя количество быстрых нейтронов бывает незначительно и этим эффектом тогда можно пренебречь. На результаты определения бора и лития НАМ могут оказывать влияние также и такие факторы, как наличие влаги в пробе (возникают протоны отдачи, что тоже ведет к увеличению скорости счета); большая крупность зерна пробы (альфа-частица может поглощаться в нем).

Помимо ампульных источников нейтронов, для реализации НАМ могут применяться ядерные реакторы и нейтронные генераторы. Подробно об этом см. в книге И. Н. Плаксина и Л. П. Старчика, раздел I [57].

#### 3. Нейтронно-осколочный метод

Регистрация с помощью импульсных ионизационных камер осколков деления некоторых тяжелых изотопов, образующихся под действием тепловых или быстрых нейтронов, позволяет осуществить еще одну разновидность нейтронных методов, а именно: нейтронно-осколочный метод (HOM). Этот метод анализа может быть применен главным образом для определения содержания в пробах урана.

Среднее содержание урана в горных породах по весу равно  $n \cdot 10^{-4}$ %. В рудах его содержание может достигать десятых долей процента. Природный уран состоит из двух радиоактивных изотопов с массовыми числами 238 (99,2739%,  $T = 4,51 \cdot 10^9$  лет) и 235 (0,7205%,  $T = 7,1 \cdot 10^8$  лет).

Уран-235, как известно, способен делиться под действием тепловых и быстрых нейтронов, а уран-238 практически делится только под действием быстрых нейтронов. Эффективное сечение деления урана-235 иод действием быстрых нейтронов с энергией 1—3 Мэв равно 1,3 барн. С уменьшением энергии нейтронов эффективное сечение возрастает и для тепловых нейтронов достигает 580 барн.

Порог деления урана-238 равен 1,4 *Мэв*, эффективное сечение для нейтронов с энергией 2—3 *Мэв* равно 0,55 *барн*. Хотя реакция деления урана-238 и является пороговой, однако с уменьшением энергии нейтронов от 1,4 *Мэв* и ниже уран-238 продолжает делиться со значительно меньшей вероятностью, чем на быстрых нейтронах. Так, например, эффективное сечение деления урана-238 на тепловых нейтронах меньше величины 5 · 10<sup>-4</sup> *барн*.

Помимо изотопов урана, под действием быстрых нейтронов спососен также делиться и торий-232. Порог его реакции деления равен 1,3 *Мэв.* Эффективное сечение деления для нейтронов с энергией 1,6— 6,0 *Мэв* 0,16 *барн*, для нейтронов с энергией 14,6 *Мэв* — 0,37 *барн*. Для тепловых нейтронов эффективное сечение деления 2.10<sup>-4</sup> *барн*.

Пробег осколков урана-235 в аргоне при нормальных атмосферных условиях равен 43 мм, а в алюминии — 0,014 мм. Следовательно, осколки могут выходить наружу с поверхности твердого вещества (пробы). Однако пробег их в газах довольно значителен. Поэтому анализ проб ведется в камерах, заполненных газом. Пробы же для этого анализа необходимо специально подготавливать. Уран извлекается из пробы и в виде тонкого слоя электролитически наносится на специальную тонкую подложку из алюминия, нержавеющей стали, платины и т. д. Определение исследуемых изотопов в пробе ведется путем сравнения с замерами эталонных проб.

Если обозначить число ядер урана-235 в исследуемой пробе через n' (235), а в эталоне — через n (235), то отношение числа ядер этих изотопов в измеряемой и эталонной пробах будет равно отношению скоростей счета осколков этих проб:

$$K_{\rm T} = \frac{n'(235)}{n(235)} = \frac{N_{\rm T}'}{N_{\rm T}}.$$

При облучении проб потоками быстрых нейтронов аналогичный коэффициент определяется из соотношения

$$K_6 = \frac{n'(238) \sigma(238) + n'(235) \sigma(235)}{n(238) \sigma(238) + n(235) \sigma(235)} = \frac{N_6}{N_6},$$

где σ (238) и σ (235) — эффективные сечения ядер урана-238 и урана-235; N<sub>6</sub>' и N<sub>6</sub> — скорости счета осколков при облучении проб потоками быстрых нейтронов.

Цетектирование осколков в методике НОМ осуществляется, как уже отмечалось, импульсными ионизационными камерами, наполненными различными газами. В работе [27] для исследований с пучком нейтронов ядерного реактора предлагается применять двухсекционную ионизационную камеру, обеспечивающую возможность одновременного измерения осколков пробы и эталона. Это предлагается делать из тех соображений, что поток нейтронов ядерного реактора во времени испытыбает некоторые флуктуации. Одновременное измерение пробы и эталона позволяет избавиться от этих флуктуаций.

Отношение концентраций урана-235 к урану 238 по рассматриваемой методике может определяться с абсолютной точностью 0,10— 0,15 [57]. Величина же отношения  $K_{\tau}/K_{\delta}$ — с абсолютной точностью 0,02- $\div$ 0,06.

# РАЗДЕЛ III

## ГЛАВА 9

## ПЕШЕХОДНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЛАЖНОСТИ ПОРОД И ГРУНТОВ

## ПОЛЕВЫЕ И РУДНИЧНЫЕ МЕТОДЫ

Влажность пород на месте их выхода необходимо определять для решения инженерно-геологических задач, а также задач рудной геологии, связанных с разведкой и эксплуатацией месторождений некоторых полезных ископаемых.

Для определения влажности пород и грунтов применяются электриские методы — кондуктометрические, электрогигротермические, емкостные, — метод ядерного магнитного резонанса и методы, использующие радиоактивные источники. Электрические методы применяются для определения влажностивнебольшом диапазоне и лишь при неизменном химическом. гранулометрическом составе пород и объемном весе. Метод ядерного магнитного резонанса требует специальной сложной аппаратуры и пока ье получил широкого применения.

Термо-весовой способ, разработанный еще в конце прошлого столетия, очень трудоемкий, неоперативный, дает большие погрешности.

Наибольшее применение нашли методы, основанные на измерении проникающего и рассеянного гаммаизлучения [2, 3], а также нейтрон-нейтронный метод (ННМ), [11—15, 25, 31, 32, 37, 38, 40—44, 46, 48—54]. Однако если определение влажности пород в гамма-методах производится косвенно — по изменению плотности породы, то нейтронные методы основаны на рассеянии нейтронов на водороде, являющемся составной частью воды. Таким образом, ННМ — это прямой, простой и оперативный метод определения влажности пород. Первые такие исследования проводились Бельчером, Цукендаллом и их сотрудниками применительно к определению влажности в обсаженных скважинах и на поверхности пород [12, 13].

В настоящее время этим вопросом занимается большое число исследователей. Разработаны конструкции влагомеров, использующие различные приемники нейтронов и позволяющие проводить измерения влажности как на поверхности породы, так и при введении зонда в специальную бурку в почве.

Ниже рассмотрим основы теории метода и некоторые практические вопросы.

#### § 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО МЕТОДА

Выше неоднократно указывалось, что водород является эффективчым замедлителем нейтронов. Это его свойство и используется для определения влажности пород в естественном залегании.

Для определения влажности горных пород и грунтов в настоящее время сконструированы зондовые и приставные влагомеры. Теория ННМ разработана лишь применительно к зондовым влагомерам на основе соотношений, выведенных для однородных безграничных сред, когда источник и приемник нейтронов, расположенные в зондовом устройстве, можно считать расположенными в однородной среде. Зазор между зондом и породой при этом практически отсутствует.

Распределение плотности тепловых нейтронов в однородной безграничной среде дается следующим соотношением, выведенным Ю. П. Булашевичем:

$$n_{\tau}(r) = \frac{Q\tau}{8\pi L^2 r} e^{(L_s/L)^2} \{ [1 + \operatorname{erf}(x_1)] e^{-r/L} - [1 - \operatorname{erf}(x_2)] e^{r/L} \}, \text{ [heürp/cek,} (III-1) \}$$

$$x_{1,2} = \frac{r}{2L_s} \pm \frac{L_s}{L}; \text{ erf } (x) = \frac{2}{2\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt - \frac{1}{2\pi} \int_0^x e^{-t^2}$$

интеграл ошибок; т— среднее время жизни тепловых нейтронов; L — длина диффузии;  $L_s$  — длина замедления нейтронов; Q — активность источника.

При  $r < L_s$ ,  $L_s > 2L$  и x > 2 выражение (III—1) может быть представлено в виде

$$n_{T}(r) = \frac{Q\tau}{8\pi^{3/2}L_{s}^{2}r} \left[f(x_{1}) - f(x_{2})\right] e^{-r^{2}/4L^{2}F}, \qquad (III-2)$$

где

$$f(x) = \frac{1}{x} \left( 1 - \frac{1}{2x^2} + \frac{1 \cdot 3}{(2x^2)^2} - \frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{(2x^2)^3} + \dots \right).$$

Функцию f(x) с достаточной степенью точности можно выразить двумя первыми членами ряда, в результате чего разность функций

$$f(x_1) - f(x_2) = \frac{\frac{r}{L_s}}{\frac{L_s^2}{L^2} - \frac{r^2}{4L_s^2}} \left[ 1 - \frac{3\frac{L_s^2}{L^2} + \frac{r^2}{4L_s^2}}{2\left(\frac{L_s^2}{L^2} - \frac{r^2}{4L_s^2}\right)^2} \right].$$
Учитывая, что величина  $r^{2/4}L_{s}^{2}$  при  $r < L_{s}$  составляет около 2% от  $L_{s}^{2}/L^{2}$ , это выражение можно переписать в следующем виде:

$$f(x_1) - f(x_2) \approx \frac{rL^2}{L_s^2} \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{L^2}{L^2} \right].$$

Следовательно, окончательно выражение (III—1) при  $r < L_s$  и  $L_s > 2L$  может быть представлено как

$$n_{\rm T}(r) = \frac{Q\tau \alpha}{8\pi^{3/2}L_s^3} e^{-r^2/4L_3^2} = \alpha n_{\rm T}'(r), \qquad (\text{III}-3)$$
$$\alpha = 1 - \frac{3}{2} \frac{L^2}{L_s^2} \cdot$$

где

При  $r \gg L_s$  интеграл ошибок стремится к единице и уравнение (III—1) принимает следующий вид:

$$n_{\rm T}(r) \approx \frac{Q_{\rm T}}{4\pi L^2 r} e^{(L_{\rm S}/L)^2 - r/L}$$
 (III-4)

При  $L_s = 0$  это соотношение характеризует диффузию тепловых нейтронов в однородной безграничной среде при точечном источнике.

Для надтепловых нейтронов выражение, аналогичное (III—3), имеет следующий вид:

$$n_{\rm H}(r) = \frac{Q\lambda_{\rm p,H} e^{-r^2/4L_{\rm s}^2}}{\xi_{\rm H} v_{\rm H} 8\pi^{3/2}L_{\rm s}^3} = \frac{\lambda_{\rm p,H}}{\xi_{\rm H} v_{\rm H}} q(r), \qquad ({\rm III}-5)$$

где  $\lambda_{p,h}$  — средняя длина свободного пробега надтепловых нейтронов в породе;  $\xi_h$  — средняя логарифмическая потеря энергии надтепловых нейтронов;  $v_n$  — скорость надтепловых нейтронов.

По вопросу расчета потока нейтронов в водородсодержащих средах с помощью диффузионного приближения см. также работу [32].

Приведенные выше соотношения справедливы для исследования распределения нейтронов в породах, содержащих воду не свыше 5% по объему. Однако они могут быть использованы и для расчета распределения нейтронов в средах, содержащих более высокие концентрации воды при источниках с начальной энергией не свыше 0,1 *Мэв*, т.е. когда средняя длина свободного пробега нейтронов остается практически постоянной в течение всего процесса замедления. Так, например, приведенные выше формулы могут быть использованы для расчета распределения нейтронов в водородсодержащих средах от некоторых фотонейтронных источников (см. табл. І—6).

Для сред с высоким содержанием водорода по этим формулам может быть рассчитано распределение нейтронов вблизи источника быстрых нейтронов на расстоянии не свыше длины замедления нейтронов  $r \ll L_s$ , т.е. когда справедлива формула (III—3).

На больших расстояниях от источника  $r > L_s$  в водородсодержащих породах плотность нейтронов описывается соотношением, выведенным С. А. Кантором:

$$n_{\rm T}(r) = \frac{Q_{\rm T}}{8\pi L^3 f \, \alpha'} \left[ e^{-r/L_f} - \frac{2(1-\alpha)}{\alpha} \frac{L_f}{r} \left( e^{-r/L_f} - e^{-r/L} \right) \right], \quad (\text{III}-6)$$
$$\alpha' = 1 - \left( \frac{L}{L_f} \right)^2; \quad L_f = L_s / \sqrt{2}.$$

где

При  $r \gg L_f \gg L$  второй член в квадратных скобках становится очень малым и (III—6) принимает вид:

$$n_{\rm T}(r) \approx \frac{Qz}{8\pi L_{\rm f}^3 \, \alpha^3} \, e^{-r/L_{\rm f}} = \frac{n_{\rm T}(r)}{\alpha'} \,.$$
 (III-7)

Плотность надтепловых нейтронов для рассматриваемого случая определяется соотношением

$$n_{\rm H}(r) = \frac{Q\lambda_{\rm p.H}e^{-r/L_f}}{8\pi\xi_{\rm H}v_{\rm H}L_f^3} = \frac{\lambda_{\rm p.H}}{\xi_{\rm H}v_{\rm H}}q(r). \tag{III-8}$$

Сравнивая эту формулу с выражением для плотности тепловых нейтронов (III—7), нетрудно заметить, что они отличаются множителем  $\frac{z}{\alpha} \frac{\sqrt{z}}{\lambda_{\rm p}}$ .

Зависимость регистрируемых скоростей счета тепловых и надтепловых нейтронов от влажности песка показана на рис. III—1. Приведенные здесь данные получены по результатам обобщения расчетных и экспериментальных данных, которые, как показал С. А. Кантор, хорошо согласуются между собой.

Для нулевых и малых размеров зондов увеличение влажности среды ведет к возрастанию плотностей тепловых и надтепловых нейтронов (см. рис. III—1). Для средних размеров зондов (примерно 20—30 см) на кривых наблюдается характерный максимум, который с увеличением размера зонда смещается влево и практически исчезает.

### § 2. ЗОНДОВЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ВЛАГОМЕРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА РЕГИСТРАЦИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Для определения влажности пород могут применяться однозондовые влагомеры с источником и приемником, размещенными в одной гильзе, и двухзондовые (вилкообразные) влагомеры с источником и приемником в разных гильзах.

### 1. Однозондовые влагомеры

Зондовые влагомеры с радиоактивными индикаторами. Простейший зонд такого влагомера состоит из полой заостренной книзу трубы, в которой помещается нейтронный источник, съемный радиоактивный индикатор, имеющий вид полого цилиндра, и бета-счетчик, расположенный совместно с регистратором скорости счета [12]. Медленные нейтроны регистрируются по наведенной бета-активности радиоактивного индикатора; наиболее удобным индикатором является серебряная фольга толщиной 0,1 мм. В связи с тем, что при облучении медленными нейтронами возникают два бета радиоактивных изотопа серебра серебро-110 с периодом полураспада 24,2 сек и серебро-108 с периодом полураспада 2,42 мин, наиболее удобно проводить определения скорости счета по серебру-110 на фоне насыщенной активности серебра-108. Это обеспечивается 15-минутной активацией индикатора при первом измерении. Обычно для получения хорошей статистики на одной точке делается несколько повторных измерений. При производстве повторных измерений циклы измерений должны быть такими, чтобы активация по серебру-108 оставалась насыщенной: например, время активации — 3 мин, время, необходимое для переноса индикатора к бета-счетчику,-

10 сек, время измерения наведенной активности — 30 сек, время установки индикатора в зонд — 10 сек.

В качестве счетчика в таких влагомерах используется галогенный бета-счетчик типа СТС-6. Активность применяемого источника  $10^5 \div 5 \cdot 10^5$  нейтр/сек.

Более удобным влагомером с радиоактивным индикатором является зонд с подвижным индикатором [12]. В нижней части зонда помещается нейтронный источник, в верхней — счетчик, защищенный от прямого действия излучения свинцовым экраном. Индикатор при помощи тросика на время активации может устанавливаться в нижней части

Рис. 111—1. Зависимость скоростей счета надтепловых (пунктир) и тепловых (сплошные кривые) нейтронов от влажности песка. Шифр кривых — размер зонда.



зонда, а при измерении наведенной активности — в верхней его части.

Зондовые влагомеры с гамма-счетчиками и подвижным кадмиевым (*n*, *γ*)-индикатором. Влагомер такого рода состоит из зонда, в котором размещается источник нейтронов с малым собственным гамма-излучением (полоний- или плутоний-бериллиевый), гамма-счетчик типа СТС-1 нли СТС-5, отделенный от источника свинцовым экраном толщиной 2—4 см, и подвижный цилиндрический кадмиевый индикатор толщиной 0,5—0,75 мм, который при помощи тросика может перемещаться внутри зонда. О величине потока тепловых нейтронов судят по интенсивности захватного гамма-излучения кадмия.

Применяемый источник нейтронов должен иметь активность 5 · 10<sup>5</sup> — 1 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек.

Когда зонд находится в почве и кадмиевый индикатор приподнят (установлен выше счетчика), счетчик регистрирует «фон» — естественное гамма-излучение, гамма-излучение источника и захватное гаммаизлучение материала зонда и породы.

Когда кадмиевый экран надет на счетчик, то на «фоновое» излучение накладывается захватное гамма-излучение кадмия. Интенсивность его пропорциональна влажности почвы и при влажности выше 6—7% начинает преобладать над фоном. «Кадмиевая разность» — разность скоростей счета с кадмиевым экраном и без него — пропорциональна плотности нейтронов, т.е. влажности почвы. Так, например, при использовании счетчика СТС-5, источника активностью 5 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек и свинцового экрана толщиной 6 см кадмиевая разность для почв с влажностью 3 и 20% составила соответственно 608 и 7913 имп/5 мин [12].

В гильзе зонда можно помещать не один, а несколько счетчиков. Это дает возможность уменьшить активность применяемых источников. Использование счетчиков с более длинными катодами (СТС-6, СТС-2) нежелательно, так как с увеличением длины катода счетчика уменьшается линейный участок зависимости скорости счета от влажности.

Зондовые влагомеры с неподвижным радиоактивным индикатором. Описанные выше зонды работают по принципу нейтрон-нейтронного метода. Зонды с неподвижным индикатором используют еще и принцип нейтронного гамма-метода. В таком зонде размещается нейтронный источник с малым собственным гамма-излучением и бета-счетчик, окруженный цилиндрическим радиоактивным индикатором и отделенный ст источника свинцовым экраном. Счетчик этого зонда регистрирует как бета-излучение наведенной активности радиоактивного индикатора, которое пропорционально плотности тепловых нейтронов, так и гаммаизлучение захвата тепловых нейтронов ядрами элементов окружающей среды. Интенсивность последнего обусловлена замедляющими свойствами породы, определяемыми химическим составом, плотностью, влажностью. Однако изменение химического состава породы сказывается на зависимости от суммарной скорости счета от влажности незначительно, так как уменьшение или увеличение скорости счета тепловых нейтронов (наведенная активность индикатора) в результате их захвата ядрами элементов, находящихся в породе, почти полностью компенсируется увеличением или уменьшением соответственно скорости счета захватного гамма-излучения. Изменения объемного веса твердой фазы породы на 0,3 г/см3 изменяют скорость счета на 2-3%, поэтому для получения точных результатов влагомеры необходимо градуировать примерно с шагом 0,3 г/см<sup>3</sup>.

Описанные выше зонды могут использовать источники меньшей активности, чем зонды со съемными или подвижными экранами, так как длительность измерения с ними может быть любой.

Зондовые влагомеры с пропорциональными счетчиками. Эти зонды по устройству почти не отличаются от описанных выше [12, 31]. В зонде [12] детектором нейтронов служил счетчик типа СНМ-9. Такой зонд надежен в эксплуатации. Изменения температуры от 0 до 40° С на эффективности работы зонда не сказываются. Зонд снабжен приставкой, позволяющей использовать его с любым полевым радиометром. Питание зонда осуществляется от двух низковольтных батарей.

Зондовые влагомеры со сцинтилляционными счетчиками. Хотя сцинтилляционные счетчики обладают высокой эффективностью регистрации тепловых нейтронов, их использование в нейтронных влагомерах не всегда целесообразно вследствие их чувствительности к быстрым нейтронам и гамма-квантам. Исследования, проведенные В. А. Емельяновым [12] с различными сцинтилляторами, показали, что наиболее подходящим детектором является сцинтиллятор Государственного оптического института (ГОИ).

Высокая эффективность сцинтилляционных счетчиков к тепловым нейтронам (см. п. 3 § 1 гл. 3) позволяет в основанных на них влагомерах применять источники малой активности до 2.10<sup>4</sup> нейтр/сек.

## 2. Вилкообразные зондовые влагомеры

Зонд влагомера может состоять из двух полых заостренных книзу труб [14], в одной из которых помещается источник нейтронов, а в другой — счетчик. Для измерения влажности трубы вдавливаются в исследуемый грунт.

Нейтроны, испускаемые источником, замедляются в породе и регистрируются детектором. В зависимости от расстояния между трубами увеличение влажности породы приводит к увеличению или уменьшению скорости счета нейтронов. По аналогии с гамма-методом просвечивания ГМп рассматриваемый метод следует называть не нейтрон-нейтронным, а нейтронным методом просвечивания НМп.

В работе [14] описаны результаты определения влажности пород НМп в сопоставлении с данными термо-весового метода. В результате этих сопоставлений установлено, что для рассматриваемого диапазона влажности 2—45% расхождения более  $\pm 1$  абс. % составили 20%, а более  $\pm 2$  абс. % — около 7% всех измерений.

### § 3. ЗОНДОВЫЕ НЕИТРОННЫЕ ВЛАГОМЕРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА РЕГИСТРАЦИИ НАДТЕПЛОВЫХ НЕИТРОНОВ

В связи с тем, что в некоторых случаях необходимо определять влажность пород и грунтов, содержащих такие элементы, как хлор и др. [12, 13], возникла необходимость создать влагомеры, исключающие влияние этих элементов. Этого можно достичь, как уже отмечалось, путем измерения надтепловых нейтронов. Однако в связи с тем, что при регистрации надтепловых нейтронов скорость счета резко падаст и чтобы не повышалась активность применяемого источника, пошли по пути увеличения в зонде числа нейтронных счетчиков.

Такие зонды, однако, чувствительны к бору, который может встречаться в засоленных почвах. В отличие от хлора, испускающего при захвате нейтрона три гамма-кванта с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт, ядро бора излучает при захвате теплового нейтрона один гамма-квант с энергией 0,479 Мэв. Для исключения влияния бора при определении влажности засоленных почв применяется зонд, состоящий из нейтронного источника и трех счетчиков СТС-5, помещенных в плексигласовый цилиндр. Снаружи цилиндр окружен кадмиевым экраном толщиной 0,5-0,75 мм; каждый счетчик также окружен кадмием. Наружный кадмиевый экран предотвращает попадание тепловых нейтронов внутрь плексигласового цилиндра, но пропускает нейтроны с большими энергиями. Эти нейтроны частично замедляются в плексигласе до тепловых и могут быть захвачены кадмием, окружающим каждый счетчик. Таким образом, такой зонд регистрирует нейтроны высоких энергий, в области которых сечение бора мало. Было установлено [11], что при влажности среды выше 5-7% счетчики в основном регистрируют захватное гамма-излучение от кадмиевых экранов, причем его значительная часть приходится на регистрацию гамма-излучения внутренних кадмиевых экранов, что позволяет пренебречь вариациями химического состава грунтов и пользоваться одной градуировочной кривой для пород с различным минеральным составом.

### § 4. ПРИСТАВНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ВЛАГОМЕРЫ

Влагомеры для измерений на поверхности пород состоят из нейтронного источника и счетчика тепловых нейтронов, расположенных на определенном расстоянии друг от друга. Наибольшая чувствительность была достигнута при расстоянии источник — счетчик порядка 10 см. Применение отражателей нейтронов из водородсодержащих материалов (парафин, оргстекло и др.) не повышает чувствительность метода, а лишь улучшает безопасность работ. Поэтому при точных измерениях чаще всего применяются влагомеры без отражателей. В работе [53], наоборот, рекомендуются отражатели. Приставные нейтронные влагомеры обследуют породу на глубину порядка 15—20 см при влажности 20—25% [12, 13].

Поверхностные и глубинные измерения можно осуществлять единым комбинированным зондом (рис. III—2). Зонд состоит из отражателя, в котором может устанавливаться в фиксированном положении труба для размещения в ней источника, и детектора при глубинных измерениях. В случае поверхностных измерений труба извлекается,



Рис. 111-2. Схема нейтронных влагомеров.

а — со съемным радиоактивным индикатором и газоразрядным счетчиком на поверхности;
 для регистрации надтепловых нейтронов; в — комбинированный зонд для глубинных измерений; г — то же, для поверхностных измерений; I — держатель источника; 2 — иейтронных источник; 3 — радиоактивный индикатор; 4 — бета-счетчик; 5 — пульт прибора;
 6 — гамма-счетчик; 7 — наружный кадмиевый экран; 8 — плексигласовый цилиндр; 9 — кадмиевый экран гамма-счетчика; 10 — счетчик нейтронов; 11 — вкладыш; 12 — свинец; 13 — отражатель нейтронов (парафин); 14 — поверхность породы.

а счетчик нейтронов устанавливается в специальный горизонтальный канал, имеющийся в нижней части отражателя. Источник размещается на уровне оси детектора (см. рис. III—2).

Кроме того, существуют зонды для измерения влажности и плотности породы при одном и том же положении зонда. Такой зонд имеет два источника — нейтронный и гамма и два счетчика — тепловых нейтронов и гамма-квантов.

#### § 5. МЕТОДИКА РАБОТЫ С НЕЙТРОННЫМИ ВЛАГОМЕРАМИ

При определении влажности пород и грунтов зондовыми влагомерами необходимо следить, чтобы зонд плотно соприкасался со стенками бурок, а естественное состояние пород в точке измерения было ненарушенным. Поэтому рекомендуется вводить зонды в заранее пробуренные бурки. Вдавливание или забивка труб допустима лишь в случае пород с очень большой влажностью и на песчаных почвах.

При поверхностных измерениях зонд влагомера должен плотно соприкасаться с породой. Для этого неровные участки породы или грунта необходимо выравнивать.

Весьма ответственным при проведении исследований является градуировка нейтронных влагомеров. При градуировке зондовых влагомеров используют емкости диаметром 100—120 см и такой же высоты или кубические размером не менее 100×100×100 см. Емкости засыпают сухой породой (грунтом) и на ней получают первую точку градуировки. Далее эту среду увлажняют до необходимых значений и получают остальные градуировочные точки. Для контроля влажности после каждого увлажнения берут пробу и определяют ее влажность. Градунровочную кривую для приставных влагомеров получают на емкостях меньшего размера, чем для зондовых.

Обычно для серийно выпускаемых влагомеров проводится градуировка одного эталонного прибора, а остальные градуируются по искусственным стандартным средам — эквивалентам влажности [12]. Они могут иметь большие объемы — до 0,3 м<sup>3</sup> и использовать в качестве среды увлажненный грунт или быть портативными. Например, в работе [37] описывается переносной эталонный стандарт, состоящий из двух расположенных рядом труб, в одну из которых помещается зонд, а в другую насыпается порода определенной влажности. Такое устройство позволяет проводить градуировку зондов в полевых условиях.

В [43] для контроля работы влагомеров рекомендуется применять кадмиевые стандарты.

Точность определения влажности при помощи зондовых влагомерев составляет  $\pm 0,5$  абс. %; эта величина может быть уменьшена в 2—3 раза при более тщательной градуировке [12]. Как показали работы, проведенные кафедрой мелиорации Московской сельскохозяйственной академии им. К. А. Тимирязева, погрешности измерений нейтронным методом ниже, чем для термостатно-весового. Расхождения значений этих методов не превышали  $\pm 0,6$  %, а затраты времени иейтронного метода были в 4—5 раз меньшими. При этом на показания нейтронного метода не влияли изменения состава грунтов. (По этому вопросу см. также работы [41, 46].) Точность определения влажности при помощи приставных нейтронных влагомеров составляет  $\pm 1$  абс. % от измеряемой величины.

Таблица III-1

	Дифференциация для диапазона влажности, %		
Детектор	1-10	10-20	20-30
Блок из трех счетчиков СТС-5 с кад- миевыми индикаторами. Толщина свинцового фильтра 40 мм . Счетчик СТС-5 с подвижным кадмие-	9,9	6	4
вым индикатором. Свинцовыи эк- ран 40 мм. Кадмиевая разность	60,9	8	6
Пропорциональный счетчик СПЛ-9. Источник у торца счетчика . Сцинтилляционный счетчик (ФЭУ-35 со стинтилядором ГОИ) Источ-	59,9	11	5
ник у торца сцинтиллятора	32	7	4

Дифференциация градуировочных кривых N = f(m) для различных зондовых влагомеров (полоний-бериллиевый источник активностью  $10^5$  нейтр/сек, диаметр бурки 100 мм)

Величины дифференциации градуировочных кривых  $N = \hat{f}(m)$  для различных зондовых влагомеров приводятся в табл. III—1, построенной по данным [14], и определяются выражением

$$\frac{(N_2 - N_1) \cdot 100}{N_1 (m_2 - m_1)} ,$$

где  $N_2$  и  $N_1$  — скорости счета при влажностях породы  $m_2$  и  $m_1$ , т. е. дифференциация характеризует среднее изменение скорости счета в процентах при изменении влажности на 1%. Из опробованных влагомеров лучшей дифференциацией обладают зонды с подвижным кадмиевым индикатором и пропорциональным счетчиком СНМ-9 (см. табл. III—1).

## ГЛАВА 10

## ПЕШЕХОДНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ В ПОРОДАХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Определения поглощающих элементов в горных породах с помощью пешеходных методов одновременно начали проводиться в Институте геохимии и аналитической химии АН СССР им. В. И. Вернадского (В. И. Барановым, В. К. Христиановым и др.) и в Институте геологии и геофизики (ИГиГ) СО АН СССР (Б. С. Вахтиным и Е. М. Филипповым).

Ниже рассмотрим физико-математические основы этих методов, устройство приборов и вопросы методики.

### § 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ МЕТОДА

Присутствие в породе элементов с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов приводит к резким уменьшениям скоростей счета регистрируемых нейтронов. Соотношения, описывающие распределение нейтронов в поглощающих средах, приводятся ниже.

Выражение, аналогичное (III—3), имеет следующий вид:

$$n_{\rm T}(r) = \eta \frac{\lambda}{\lambda_a} \Phi(\varkappa) n_{\rm T}'(r), \qquad ({\rm III}-9)$$

где  $\eta = \exp\left(-\int_{0}^{u} \frac{\lambda_{s}}{\lambda_{a}} \frac{du}{\xi}\right)$  — коэффициент, учитывающий поглощение в по-

роде замедляющихся нейтронов;

$$\Phi(\varkappa) = \frac{2}{\varkappa} \frac{1 - \lambda^2 L^2}{\varkappa - 1 + \lambda^2 L^2} + F(\varkappa); \quad \varkappa = \lambda/\lambda_s;$$

 $F(\varkappa)$  показана на рис. III—3;  $n'_{\tau}$ — то же, что и в выражении (III—3); обозначения всех остальных коэффициентов приведены в § 3 и 5 г.л. 1.

Выражение, аналогичное (III—7), имеет вид:

$$n_{\mathrm{T}}(r) = \frac{\eta \lambda}{\lambda_{a}} \Phi(\varkappa) n_{\mathrm{T}}^{''}(r), \quad (\mathrm{III}-10)$$

 $r r de n''_{r}(r)$  — то же, что и в выражении ). (III—7).

Выражение для надтепловых нейтронов

$$n'_{\rm H}(r) = \eta n_{\rm H}(r) = \frac{\lambda_{\rm p.H}}{\xi_{\rm H} v_{\rm H}} \eta q(r) = \frac{\lambda_{\rm p.H}}{\xi_{\rm H} v_{\rm H}} q'(r), \qquad ({\rm III}-11)$$

где  $n_{\rm H}(r)$  определяется соотношениями (III—5) или (III—8) в зависимости от состава пород.



Приведенные формулы справедливы для случая исследования пород зондовыми устройствами. Результаты расчетов по этим формулам для пород, содержащих бор, литий, кадмий, ртуть и редкие земли, приводятся в книге ([75], см. раздел I).

Применительно к приставным устройствам приборов расчеты никем не проводились.

#### § 2. МЕТОДИКА ИСКЛЮЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ВЛАЖНОСТИ ПОРОД НА РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО МЕТОДА

Переменные концентрации водорода в породах мешают определению в них поглощающих элементов. Поэтому как и при лабораторном анализе, влияние изменений влажности на ННМ необходимо исключать.

Выше (§ 1 гл. 5) указывалось, что этого можно добиться измерением отношения тепловых и надтепловых нейтронов.

В § 1 гл. 9 приводятся соотношения, описывающие распределение тепловых и надтепловых нейтронов в однородных средах. Из соотношений (III—3) и (III—5) нетрудно показать, что

$$M_{1} = \frac{n_{\mathrm{T}}(r)}{n_{\mathrm{H}}(r)} = \frac{z_{\mathrm{H}}^{2} v_{\mathrm{H}}}{\lambda_{\mathrm{p,H}}} \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{L^{2}}{L_{s}^{2}} \right) \quad \begin{array}{c} \text{при } r < L_{s} \\ \text{и } L_{s} > 2L \end{array}$$
(III-12)

Аналогично из формул (III—7) и (III—8) вытекает, что

$$M_1 = \frac{\tau \tilde{z}_{\rm H} v_{\rm H}}{\lambda_{\rm p,H} \alpha} = \frac{\tau \tilde{z}_{\rm H} v_{\rm H}}{\lambda_{\rm p,H} \left(1 - 2L^2/L_s^2\right)} \quad \text{при } r \gg L_s \gg L. \tag{III-13}$$

Из этих формул видно, что при малых и больших размерах зондов величина *M* все-таки зависит от параметров замедления и диффузии нейтронов, которые в свою очередь зависят от содержания в породах влаги. Для выяснения этой зависимости воспользуемся данными рис. III—1.

Зависимость величины *М* от влажности песка для различных размеров зонда показана на рис. III—4, *а*. Плато имеется лишь для малых размеров зондов. Для нулевого зонда и зонда размером 5 *см* величина его простирается примерно от 8 до 35%. Для зонда размером



Рис. 111—4. Зависимость величины *M* от влажности песка. *a* — размеры зонда. *см*; *б* — источник расположен вплотную к торцу пропорционального борного счетчика длиной 42 *с.м.* 

10 см величина плато находится примерно в пределах от 10 до 22%. Для больших размеров зонда плато отсутствует.

Аналогичная зависимость для источника, совмещенного с торцом пропорционального счетчика длиной 42 *см*, показана на рис. III—4, б. Этот график построен по данным Стоуна и др. [32]. В этом случае также наблюдается плато для диапазона влажности от 0 до 12%.

Таким образом, выбирая конкретную конструкцию зондового устройства, можно создать прибор, отношение скоростей счета тепловых и надтепловых нейтронов в котором не будет зависеть от изменения влажности пород.

Для пород, содержащих поглощающие элементы, выражения, аналогичные (III—12) и (III—13), имеют следующий вид:

$$M_{1}^{'} = \frac{\lambda}{\lambda_{a}} \Phi(\varkappa) M_{1}; \qquad (III-14)$$

$$M_{2}^{'} = \frac{\lambda}{\Lambda_{a}} \Phi(\kappa) M_{2}. \qquad (III-15)$$

Следует подчеркнуть, что величины  $\lambda$  и  $\lambda_a$  рассчитываются для тепловых нейтронов, а  $\lambda_{p,H}$  в формулах (III—4) и (III—5) — для надтепловых нейтронов.

Из сопоставления выражений (III—12) и (III—13) с выражениями (III—14) и (III—15) видно, что они отличаются лишь одним и тем же множителем перед  $M_1$  и  $M_2$ . Множитель  $\frac{\lambda}{\lambda_a} \Phi(\varkappa)$  обусловлен наличием в породе поглощающих элементов. Следовательно, зависимость M' от влажности пород можно изобразить кривыми, показанными на рис. III—4. Однако коэффициент  $\frac{\lambda}{\lambda_a} \Phi(\varkappa)$  приводит к смещению кривых параллельно самим себе.

Плато, показанные на рис. III—4, могут быть получены и для приборов приставного типа. Однако для этих целей необходимо провести специальные исследования.

### § 3. ПЕРЕНОСНЫЕ ПОЛЕВЫЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ БОРА В ПОРОДАХ

Для определения поглощающих элементов в горных породах могут применяться приборы как зондового, так и приставного типа. В качестве зондовых приборов можно использовать влагомеры, описанные в предыдущей главе. Однако для проведения опробования поглощающих элементов с помощью этих приборов в породах необходимо бурить шпуры. Приставные приборы для проведения опробования не требуют шпуров, поэтому они и начали применяться первыми.

К настоящему времени в литературе описаны три полевых приставных прибора, применяющихся для определения бора в горных породах [например, 5, 6], которые мы и рассмотрим.

Первый вариант прибора ГеоХИ АН СССР состоял из трех блоков: блока двух счетчиков СНМО-5 с батареями питания, статическим вольтметром и усилителем импульсов; пульта со стрелочным прибором, блоком пересчета и электромеханическим счетчиком и блока-замедлителя нейтронов с источником активностью 10<sup>4</sup> нейтр/сек. Общий вес прибора составлял 16,5 кг. Прибор позволял снимать показания как со стрелочного индикатора, так и с электромеханического счетчика. Градуировка прибора производилась на искусственных пластах (рис. III—5) мощностью до 40 см, изготовленных путем смешивания породы с борной кислотой. При этом было установлено, что при длине зонда 18 см концентрация 0,035% В<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ослабляла первоначальный поток нейтронов в 2 раза. Считается, что чувствительность этой установки можно определить из этой кривой как 10%-ный минимум, равный 0,01% В<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0,003% бора).

Этот прибор был испытан на одном из борных месторождений. Как выяснилось, количественные определения бора с его помощью мо-

гут проводиться до 0,5—0,7% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> (СМ. рис. III—5). Сопоставление данных борометрического опробования с геологическим дало хорошую сходимость. При помощи этого прибора также производилось опробование штолен и канав. Отмечено некоторое, а иногда и значительное, расхождение результатов нейтронного лабораторного анализа штуфов, отобранных с тех точек стенок выработки, которые были опробованы данным прибором. Эти расхождения объясняются (см. раздел 1, [6]) неравномерностью распределения борных минералов в породе: при полевом анализе обследованию подвергается большее количество породы, чем при анализе пробы (штуфа). Эти же авторы считают, что борометрическое опробование выработок и обнажений можно применять как качественный метод обнаружения



Рис. III—5. Градунровочная кривая приставного борметра ГеоХИ АН СССР.

борной минерализации, начиная с 0,01—0,02 до 0,5—0,7% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>.

В дальнейшем этими же авторами был создан облегченный вариант установки, также состоящий из трех блоков [там же]. В этой установке применяется нейтронный источник активностью 2.10<sup>4</sup> нейтр/сек. При максимальном зонде в 20 см чувствительность около 0,01% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> на 10%-ный минимум. Вес прибора 8 кг. Измерение скорости счета ведется по микроамперметру пульта радиометра СРП-2. Данные о полевых испытаниях этого прибора не приводятся.

Независимо от исследований, описанных в работе ([6], раздел I), авторами настоящей работы, начиная с 1962 г., проводились исследования по разработке переносного приставного борметра (ПБМ) и методики определения с его помощью содержания бора в коренных выходах пород [5, 6].

Приставной борметр состоит из радиометра и приставного устройства, включающего нейтронный источник, помещенный в блок-замедлитель, который укрепляется на гильзе этого радиометра. В качестве радиометра в принципе может быть использован любой сцинтилляционный полевой радиометр — СРП-2, СГ-42, СРП-Iа и др. Авторами использовался радиометр СРП-2 с детектором тепловых нейтронов типа T-5 или T-1.

Общий вид ПМБ показан на рис. III—6. Блок источника нейтронов представляет собой усеченный конус из жести высотой 15 см и диаметрами верхнего и нижнего оснований соответственно 10 и 20 см. Блок заполнен парафином и снаружи покрыт листовым кадмием толщиной 1 мм для защиты работающего оператора от действия тепловых нейтронов. В нижней части блока имеется цилиндрический канал, в который иомещается нейтронный источник. К верхней плоскости нижнего основания блока крепятся две направляющие, изготовленные из пруткового железа диаметром 8 *мм.* Эти направляющие вставляются в отверстия алюминиевой обоймы, которая навинчивается на торец гильзы радиометра и закрепляются винтами. Таким образом, с помощью этого простого приспособления можно изменять расстояние от источника до детектора прибора (зонд) в пределах от 13 до 23 *см.* В приборе использовался полоний-бериллиевый источник активностью  $(0,5+1,0) \times \times 10^6$  нейтр/сек. Для того чтобы приблизить люминофор к исследуемой поверхности породы, наружная трубка гильзы радиометра была укорочена на 4 *см.* 

Регистрация скорости счета нейтронов осуществлялась приставкой с электромеханическим счетчиком МЭС-54 или СБ-1м. Описание схемы приставки со счетчиком МЭС-54 дано в работе [5], а со счетчиком СБ-1м — в § 1 гл. 6. Общий вес прибора (радиометр, блок источника, приставка с электромеханическим счетчиком) составляет не более 6 кг.

Методика определения бора в коренных выходах пород заключается в следующем. Приставной борметр устанавливается на исследуемую поверхность породы. Испускаемые источником нейтроны отчасти замедляются в парафине и вместе с быстрыми нейтронами поступают в породу. В породе нейтроны также претерпевают рассеяние и поглощение. Часть тепловых нейтронов выходит на поверхность породы и достигает детектора. Если в породе содержатся элементы, обладающие большим эффективным сечением поглощения тепловых нейтронов (бор, литий, кадмий и др.), то количество нейтронов, достигающих люминофора, будет уменьшаться и скорость их счета снизится. По уменьшении скорости счета можно судить о наличии в породах вышеуказанных элементов.

Первые работы по определению бора проводились на моделях пород [5], а затем, в 1963—1965 гг.,— на одном из железорудных месторождений с борной минерализацией [5] и на скарновом борсиликатном месторождении [6].

При исследованиях на моделях использовался просушенный и проссянный песок с объемной плотностью 1,6 г/см<sup>3</sup>, смешанный с бурой.



Смеси имели содержания 0,38; 1,5; 3,2 и 6,0%  $B_2O_3$  и помещались в ящики размером  $40 \times 40$  *см*. Толщина слоя

Рис. 111—6. Общий вид приставного борметра (ПБМ).

Источник нейтронов; 2 – блок источника; 3 – парафин; 4 – гильза радиометра; 5 – фотоэлектронный умножитель; 6 – детектор тепловых нейтронов; 7 – бобима для крепления блока источника на гильзе; 8 – направляющие; 9 – исследуемая поверхность пород; 10 – пульт радиометра; 11 – приставка с электромеханическим счетчиком.

смеси составляла 20 см, так как было установлено, что увеличение слоя свыше 10—15 см не приводит к изменению скорости счета.

После проведения первых исследовательских работ на моделях дальнейшие эксперименты осуществлялись на борсодержащих породах. При исследованиях 1963 г. градуировка борметра проводилась на породах, которые имели людвигитовую и ашаритовую минерализацию, связанную с магнититовыми скарнами, и аксинитовую минерализацию, приуроченную к диоритам и доломитизированным породам. В породах макроскопически выделялись участки с борной минерализацией, отбирались бороздовые пробы и после проведения анализов этих проб на бор выбирались точки для градуировки. Градуировка приставного борметра производилась на следующих точках: бруситовый мрамор («пустая» порода), магнетитовый скарн со слабой ашаритовой минерализацией (0,85%  $B_2O_3$ ); эпидот-аксинитовая порода (2,40%  $B_2O_3$ ); ашарит-магнетитовая порода (4,00%  $B_2O_3$ ); ашарит-магнетитовая порода (9,36%  $B_2O_3$ ). Градуировочная кривая, построенная по результатам измерений на этих породах при низких содержаниях бора, имеет довольно резкий спад. (при содержании в породе 2%  $B_2O_3$  скорость счета уменьшается примерно вдвое). Начиная с содержаний 5—6% кривая выполаживается. При измерениях зонд прибора составлял 13— 15 *см.* Исследования проводились с полоний-борным источником активностью 1,4 · 10<sup>6</sup> *нейтр/сек*. Детектором служил люминофор типа T-5.

После проведения градуировки при помощи приставного борметра было обследовано около 40 точек с борной минерализацией. Сопоставление результатов определения бора при помощи приставного борметра с данными анализов проб, отобранных на этих точках, показало, что точность определения бора составляет  $\pm 0.5 \div 0.7\%$  В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> в пределах от 0.5 до 6—8%.

В 1964—1965 гг. работы по определению содержания бора в коренных выходах пород проводились на одном из скарновых борсиликатных месторождений. Здесь борные минералы представлены датолитом (химическая формула Ca (BOH)SiO<sub>4</sub>, содержание B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 21,76%), данбуритом (CaB<sub>2</sub> [SiO<sub>4</sub>]<sub>2</sub>—24,3% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), реже — аксинитом (HCa<sub>2</sub>FeAl<sub>2</sub>BSiO<sub>4</sub>O<sub>16</sub> — 6,33% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Вмещающими породами служили алевролиты, песчаники, алевропесчаники, карбонатные, гранатовые породы, кремнистые сланцы. Содержание бора в породах этого месторождения иногда достигало 18—21% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Для того чтобы увеличить диапазон определения бора, были внесены некоторые изменения в расположении источника нейтронов. Было установлено, что зависимость между спадом скорости счета и содержанием бора становится лучше, если источник нейтронов располагается ближе к исследуемой поверхности пород. Диапазон измерений можно также увеличить путем уменьшения зонда прибора. В этом случае объем пород, с которыми взаимодействуют нейтроны, уменьшается, соответственно уменьшается и количество бора в этом объеме. Это в какой-то степени аналогично методике определения высоких концентраций бора в малых навесках. Поэтому в последних работах с приставным борметром нейтронный источник располагался в горизонтальном положении на поверхности нижнего основания блока источника (при горизонтальном расположении источника его центр приближался к поверхности породы на 1 *см* по сравнению с вертикальным положением). Кроме того, источник помещался не в центре блока, а несколько ближе к гильзе радиометра (зонд прибора составлял 12 см). Было также установлено, что не следует окружать гильзу радиометра парафином, чтобы не уменьшить площадь, с которой люминофор «собирает» тепловые нейтроны.

При проведении описываемых работ использовался детектор Т-5. Применяемый источник нейтронов имел активность 6,2 · 10<sup>5</sup> нейтр/сек.

Для градуировки приставного борметра было выделено и опробовано несколько участков с различным содержанием бора. Причем при выборе этих участков обращалось внимание на то, чтобы борное оруденение было равномерным, а поверхность пород не имела значительных неровностей, трещин. Размер каждого участка для градуировки составлял примерно 50×50 см. После отбора проб нейтронная лаборатория рудника по нашей просьбе провела анализ на бор на установке НИХ-2м. Результаты анализов позволили выбрать для градуировки борметра несколько точек, охватывающих диапазон от 0 до 20% В<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Градуировка приставного борметра проводилась по следующим точкам: 0,5; 1,8; 5,7; 9,8; 15,4; и 19,6% В<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

За «пустую» породу, не содержащую бора, принимались алевролиты или известняки (содержание — 0,0% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Все отсчеты на градуировочных точках выражались в относительных единицах, причем за единицу принимался отсчет на «пустой» породе.





Градуировочная криприставного борметра вая показана на рис. III-7. По ней можно проводить определения бора в диапазоне от 0,5 до 12—15% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>. Безусловно, что точность опресодержания бора деления кривой ПО ЭТОЙ различна для низких и высоких содержаний: выше для низких для и гораздо ниже высоких.



Рис. III—8. Борометрический профиль, пройденный ПБМ на участке А.

1 — песчаники и алевролиты; 2 — геденбергит-датолитовые породы; 3 — гранат-датолитовые породы с геденбергитом; 4 — гнезда датолита: 5 — трещиноватые породы; 6 — номера точек наблюдения и проб; 7 — данные борметрического профилирования; 8 — данные опробования.

После градуировки приставного борметра нами проводились многочисленные измерения по забоям карьеров рудника. Обследовались участки с различным содержанием борсодержащих минералов—как с низким, так и с высоким (до 18—20% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>). В первую очередь измерения проводились на монолитных породах с относительно равномерным оруденением. Площадка, на которую устанавливалось приставное устройство прибора, выбиралась плоской, размером не менее чем 50×50 см. Измерения проводились в основном на вертикальных стенках карьеров. Чтобы закрепить прибор на измеряемой точке, примеспециальный вилкообразный держатель, нялся позволявший проводить измерения на вертикальных стенках выработок на расстоянии 1,5—2,0 м от горизонтальной плоскости выработки. Часть измерений осуществлена на глыбах пород. Как показал опыт, влияние краевых эффектов не сказывается при размерах глыбы не менее  $1 \times 1 \times 0.7$  m.

Для повышения точности измерений на каждой точке, как правило, производились повторные измерения при одном фиксированном положении приставного устройства. Кроме этих повторных измерений, делалась серия измерений после поворота приставного устройства на 180° относительно первоначального; затем — серия измерений после поворота на 90° относительно двух первых положений и т. д. После этого отсчеты осреднялись и выражались в относительных единицах, как уже говорилось, за «пустую» породу принимались алевролиты или известняки; измерения на этих породах проводились, как правило, дважды — до начала и после окончания работ.

На всех без исключения точках отбирались бороздовые пробы размером приблизительно  $50 \times 10 \times 5 \ cm$  (вес 4—6  $\kappa c$ ). Пробы обрабатывались и сокращались до 200 г и анализировались на установке СНУ (см. § 1 гл. 6).

Данные борометрического профилирования в сопоставлении с результатами бороздового опробования приводятся на рис. III—8 и III—9. Графики профилирования и результаты опробования в общих чертах согласуются. Средняя арифметическая ошибка по результатам сопоставления данных бороздового и борометрического опробования для профилей и ряда отдельных точек (всего 80 точек), пройденных с детектором типа T-5, составляет  $\pm 1,60\%$  B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Гистограмма, построенная по этим данным, изображена на рис. III-10. Здесь по оси абсцисс отложены разности данных бороздового и борометрического опробования ( $\Delta c$ ), а по оси ординат — количество случаев (n) в каждом интервале. Видно, что 60% всех точек имеет значение  $\Delta c$  в пределах от 0 до 1,0% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, т. е. наиболее вероятная ошибка составляет не более 0,7—1,0% B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Некоторые большие расхождения в отдельных точках можно объяснить неравномерностью распределения борной минерализации в породах, влиянием различных включений, наличием трещин, неровностей, пустот и т. д. Главной и самой важной причиной этих расхождений является то, что при определении содержания бора в породах при помощи приставного борметра обследуется объем пород с радиусом полусферы примерно 30—50 *см* — в зависимости от химического состава пород. Если породы содержат большое количество водорода (влаги)



Рис. III—9. Борометрический профиль, пройденный ПБМ на участке Б. 1 — песчаники и алевропесчаники: 2 — гранатовые скарны; 3 — датолит-кварц-кальцит-гранатовые породы; 4 — датолит-данбурпт-гранат-кварц-кальцитовые породы; 5 — трещиноватые породы; 6 — данные борометрического профилирования; 7 — данные опробования. или элементов, поглощающих тепловые нейтроны, этот радиус уменьшается до 20—30 *см*. Для пород, не содержащих этих элементов, он может быть порядка 50—80 *см*. Приставной борметр, естественно, дает среднее содержание бора в этом объеме породы. При отборе бороздовой пробы охарактеризовывается главным образом приповерхностная часть пород. Поэтому при неравномерном распределении борных минералов в породах расхождения в результатах борометрического профи-



Рис. 111—10. Гистограмма, построенная по результатам испытаний ПБМ. лирования и опробования неминуемы и могут быть весьма значительными.

Следовательно, расхождения в точках 66 и 67 (профиль А) и в точках 90, 92 и 93 (профиль Б), возможно, объясняется тем, что в пробу попала в основном порода с низким содержанием бора; а в точке 77 — более богатая бором часть породы (из гнезда с датолитовой минерализацией). На практике чаще всего приходится иметь дело с месторождениями, имеющими

неравномерную борную минерализацию. Поэтому данные борометрического профилирования будут всегда давать более достоверные сведения о среднем содержании бора в породах по сравнению с результатами бороздового опробования. Кроме того, работа с приставным борметром более производительна, так как в течение нескольких минут можно определять содержание бора в коренных выходах без отбора проб и без проведения каких-либо дополнительных работ.

Таким образом, приставной борметр может быть использован для определения бора в коренных выходах пород и в горных выработках в диапазоне от 0,5 до 15—18%  $B_2O_3$  с точностью до 0,7—1,0%  $B_2O_3$ . Время измерения на одной точке при использовании источника активностью  $5 \cdot 10^5$  нейтр/сек не более 15—20 мин. Применение фотоэлектронных умножителей с большим диаметром фотокатода (ФЭУ-52 — диаметр фотокатода 75 мм или ФЭУ-49 — диаметр 150 мм) и литиевых стекол того же размера позволит не только уменьшить активность применяемых источников на один-два порядка по сравнению с теми, которые применялись нами но и значительно повысить чувствительность прибора, так как площадь сбора нейтронов с поверхности исследуемой породы увеличится.

Для определения высоких концентраций бора в естественном залегании, кроме известного метода регистрации надтепловых нейтронов, можно применять метод «разбавления» борсодержащей породы путем использования дополнительных сред, содержащих основные породообразующие элементы и помещаемых между исследуемой поверхностью породы и детектором нейтронов.

### § 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ В ПОРОДАХ РТУТИ И ДРУГИХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Сотрудниками ВИРГа Э. В. Егоровым и др. [10] создан портативный сцинтилляционный датчик (рис. III—11) для определения концентраций некоторых поглощающих элементов в породах. Датчик состоит из детектора тепловых нейтронов типа Т-1 диаметром 80 мм, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-24 и стандартного радиометра типа СРП-2, ПРКС и т. д. Источник нейтронов имеет активность  $2 \cdot 10^6$  нейтр/сек. Авторы [10] опробовали прибор на моделях сред бетонных блоках размером  $1 \times 1 \times 1$  м,— содержащих различное количество ртути (до 4—5%), и получили градуировочную кривую, показанную на рис. III—11. Глубинность исследования для этого прибора составляет 20—25 см. Наличие кадмиевого экрана, который устанав-

ливается между детектором нейтронов и исследуемой поверхностью породы, позволяет измерять не только тепловые, но и надтепловые нейтроны.

Порог чувствительности прибора к ртути, исходя из кривой, можно принять равным примерно 0,2%.

На наш взгляд, существенным недостатком этого прибора является высокая активность применяемого источника нейтронов. Этот

Рис. 111—11. Схема датчика (a) и кривая зависимости плотности потока тепловых нейтронов от содержания ртути в бетонных блоках (б). 1 — корчус латчика: 2 — электронная, схема: 3 — фотоэлектрон-

1 — корпус датчика; 2 — электронная схема; 3 — фотоэлектронный умножитель; 4 — детектор тепловых нейтронов; 5 — кадмиевый экран; 6 — источник нейтронов; 7 — исследуемая поверхность пость породы.



недостаток усугубляется еще тем, что, судя по описанию, прибор совершенно не имеет защиты от нейтронного излучения.

Из других элементов с помощью описанных выше приборов можно спределять литий, марганец, железо, кадмий и редкие земли.

# ГЛАВА 11

## АВТОМОБИЛЬНАЯ СЪЕМКА С АМПУЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Этот метод съемки впервые был реализован В. И. Барановым, В. К. Христиановым и др. (ГеоХИ АН СССР). Ими произведены исследования по определению бора в соленосных отложениях ННМ и НГМ. В связи с тем, что эти методы выгодно применять одновременно, осногы методики и результаты автомобильной съемки мы также рассмотрим совместно. Поскольку этот вид съемки обстоятельно изложен в книге В. И. Баранова и др. (см. раздел 1 [6]), будем весьма кратки.

Для автомобильной съемки наиболее благоприятны степь, лесостепь, полупустыня, пустыня и предгорье со сглаженным рельефом.

Эта съемка может применяться как для геологического картирования местности, так и для поисков полезных ископаемых. В связи с тем, что показания ННМ и НГМ в сильной степени зависят от содержания и породах водорода, автомобильная нейтронная съемка может быть применена также для определения влаги в породах, груптах и почьах. Эти данные необходимы прежде всего для инженерно-геологических и почвенно-мелиоративных исследований. По сравнению с пешеходной съемкой автомобильная съемка обладает большой производительностью. С ее помощью за полевой сезон можно охватить большой район и оперативно вести поиски полезных ъскопаемых и т. д.

### § 1. УСТРОЙСТВО НЕЙТРОННОЙ УСТАНОВКИ

Для проведения автомобильной нейтронной съемки В. И. Барановым, В. К. Христиановым и др. разработана специальная установка, коказанная на рис. III—12. Чтобы иметь возможность приближать источник, детекторы нейтронов и гамма-лучей к изучаемой поверхности земли, вся установка размещалась на скользящих полозьях. Кассеты с детекторами помещались по разные стороны от источника нейтронов, хотя в принципе их можно размещать и с одной стороны. Отражатель применялся для того, чтобы не допускать ухода нейтронов с исследуемой поверхности, в противном случае потребовались бы источники высокой активности, что нежелательно по правилам техники безопасности. Размещение источника нейтронов и детекторов излучения у самой поверхности земли также обеспечивает возможность работы с источником сравнительно невысокой активности. Активность применяемого источника была выбрана равной 1.10<sup>7</sup> нейтр/сек.

Установка имела следующие размеры: длина 2 *м*, ширина 0,6 *м*. Общий вес аппаратуры, включая регистрирующие устроїства, составлял 170 *кг*. Запись показаний велась с помощью ферромагнитной ленты и магнитофона типа МАГ-84 или самописца автомобильного радиометра СГ-14.

Толщина парафинового отражателя была выбрана равной 8 *см*. Вместо парафина может быть использовано оргстекло или вода.

В установке для измерения нейтронов применялся нестандартный счетчик, обогащенный бором-10 и эквивалентный по эффективности двум счетчикам типа СНМО-5, работающим параллельно. Экранировакие этого счетчика слоем кадмия толщиной 1 *мм* и элементарного бора толщиной 3 *мм* обеспечивало регистрацию нейтронов преимущественно из облучаемой породы. Счетчики гамма-квантов (СТС-6) размещались в свинцовом экране толщиной 12 *мм* со стороны источника и 4 *см* с других сторон.



Рис. III—12. Схема автомобильной нейтронной установки.

кн. 1 — полозья; 2 — парафиновый отражатель; 3 — кассета с галогенными гамма-счетчиками (4 шт.); 4 — свинцовый экран; 5 — замедлитель нейтронов; 6 — источник нейтронов; 7 бор-кадмиевый экран; 8 — пропорциональный борный счетчик.

Описание электронной схемы приведено в работе [6] (см. раздел I). Постоянная времени выбиралась равной 1 и 3,5 *сек*.

Описание других аналогичных установок, применяемых для определения влажности грунтов, приводится в работах [15, 25].

### § 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОПРОБОВАНИЕ МЕТОДА

Для решения каждой конкретной задачи расстояние между источником и счетчиками следует выбирать различным. Такой выбор необходимо осуществлять на специально подготовленных моделях с известными концентрациями определяемых элементов. Автомобильная нейтронная съемка в настоящее время применяется для определения влажности пород и содержания в них бора.

### 1. Определение влажности пород

В работе [15] показано, что наибольшая чувствительность при определении влажности горных пород в автомобильной нейтронной съемке достигается при нулевом расстоянии между источником и приемником нейтронов. Глубинность съемки для грунта с небольшой влажностью находится в пределах 35—40 см. Точность определения влажности составляет около 1 абс. %. Такова же примерно и величина чувствительности определения влаги в породах.

В случае, если в породах присутствует хлор, показания ННМ-т будут искажаться. С этой целью раздельное определение водорода и хлора в работе [15] предлагается вести по методике тепловых (ННМ-т) и надтепловых (ННМ-н) нейтронов. Для этих целей используется нейтронная установка со счетчиками тепловых и надтепловых нейтронов, установленными одии возле другого с одной стороны источника.

Показания ННМ-н при этом зависят только от содержания в породах влаги, а разность отсчетов тепловых и надтепловых нейтронов от содержания в породах хлора [15].

### 2. Определение бора в породах

Для определения бора в породах в нейтронной установке расстояние между детекторами и источником было выбрано равным 38 *см* (см. [6], раздел I). Сделано это из следующих соображений: на этом расстоянии меньше всего сказывается влияние изменений влажности пород на результаты определения бора, т. е. это расстояние соответствует точке инверсии градунровочных кривых.

Глубинность ННМ и НГМ не выходила за пределы 15—20 *см* для пород, содержащих примерно 0,03% бора.

Автомобильное устройство использовалось для определения бора в осадочных образованиях. Канал ННМ при этом использовался для определения бора, а канал НГМ — для определения хлора, который мешал определению бора в пробах. Градуировочные кривые обоих каналов показаны на рис. III—13. Чувствительность канала ННМ к бору оказалась равной 0,03%, а канала НГМ к хлору — 0,005% (в единицах бора. Отмечается, что 0,01%  $B_2O_3$  эквивалентно содержанию в породах 0,6% NaCl, т. е. 0,003% бора эквивалентно 0,44% хлора.



Рис. 111—13. Зависимость процента дифференциации от концентрации бора в почве.

При совместной обработке диаграмм ННМ и НГМ возможно раздельное определение

1 — канал ННМ; 2 — канал НГМ.

бора и хлора в породах. Однако при концентрациях хлористого натрия в пробах свыше 6% эта методика не позволяет вести определение в них бора.

Неровности поверхности (выступы и выемки) практически не оказывают влияния на результаты определения бора в породах. На диаграммах неровности обычно отмечаются повышенными показаниями в отличие от бороносных участков и могут быть исключены при обработке.

Помимо определения бора в породах автомобильная нейтронная съемка может применяться для выявления ореолов рассеяния других поглощающих элементов. Так, если исходить из чувствительности определения в породах бора 0,003%, поглощающие элементы можно будет определять со следующих концентраций: литий ~0,02, хлор ~0.3, марганец ~1, железо ~5, кадмий ~0,007, ртуть ~0,13, индий ~0,15, редкие земли ~0,001% (по гадолинию).

В последнее время нейтронные методы, и в частности НГМ, начинают привлекаться для изучения морских донных отложений [57].

## ГЛАВА 12

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ В МОБИЛЬНОЙ СЪЕМКЕ

Современное развитие ядерной техники позволяет использовать генераторы нейтронов не только для изучения элементного состава проб пород, руд и рудных концентратов в лабораторных условиях, но и в мобильной съемке. В печати обсуждаются также возможности высадки на луне автоматической станции с генератором нейтронов для изучения состава пород лунной поверхности [27, 28, 33, 35].

Естественно, в настоящее время необходимо разработать портативные генераторы, которые могут использоваться при мобильной съемке для поисков различных полезных ископаемых. В настоящей главе рассматривается принципиальная возможность применения генераторов нейтронов для указанных целей.

При мобильной съемке с генератором нейтронов могут быть в первую очередь реализованы следующие методы: нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния пейтронов (НГМнр) — реакция  $(n, n', \gamma)$ , нейтронный гамма-метод (НГМ) захвата тепловых нейтронов — реакция  $(n, \gamma)$ и нейтрон-нейтронный метод (ННМ) на тепловых (ННМ-т), надтепловых (ННМ-н) и резонансных (ННМ-р) пейтронах, а при точечных замерах также нейтронный активационный метод (НА). Ниже рассмотрим только НГМнр, НГМ и ННМ.

Для осуществления этих методов может быть использован любой компактный генератор нейтронов, способный работать в движении (при тряске и вибрациях). Весьма компактный генератор нейтронов для этих целей может быть создан на основе нейтронных трубок типа HT-8, HT-10, HT-16 и т. д., позволяющих получать потоки нейтронов до 10<sup>8</sup> — 10<sup>10</sup> нейтр/сек с энергией 14,6 Мэв.

Напомним, что гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов возникает практически мгновенно при рассеянии быстрых нейтронов. Гамма-излучение радиационного захвата испускается главным образом при захвате тепловых нейтронов и, следовательно, отделено по времени от гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов на интервал времени замедления и термализации нейтронов в породе. Поэтому для раздельной регистрации гамма-излучения неупругого рассеяния неитронов и итористрации гамма-излучения неупругого рассеяния неитронов и следовательной регистрации гамма-излучения неупругого рассеяния неитронов в породе. Поэтому для раздельной регистрации гамма-излучения неупругого захвата целесообразно испольное и гамма-излучения радиационного захвата целесообразно испольное и следовательное и следовательное и спольное и следовательное и следовательное и спольное и следовательное и следовательное и испольное и следовательное и и следовательное и сл

зовать генератор нейтронов, работающий в импульсном режиме. При этом гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов следует регистрировать в процессе импульса быстрых нейтронов, а гамма-излучєние радиационного захвата — в интервалах между импульсами нейтронов. Поиски полезных ископаемых можно также вести и со стационарным генератором нейтронов, однако интерпретация результатов при этом будет сильно осложняться.

Следует иметь в виду, что, поскольку в состав пород входит множество элементов, спектр гамма-излучения, возникающий в реакциях  $(n, n', \gamma)$  н  $(n, \gamma)$ , очень сложный. Поэтому для установления природы ядер элементов, вступающих в эти реакции, целесообразно использовать гамма-спектрометры.

При измерении гамма-квантов в процессе импульса быстрых нейтронов и между импульсами необходимо применять временные анализаторы. Эти анализаторы необходимо также применять и для измерения потоков замедлившихся нейтронов в интервалах между импульсами быстрых нейтронов.

В автомобильной съемке все перечисленные методы могут быть реализованы при эксплуатации одного генератора нейтронов, что весьма существенно.

Расчет распределения гамма-излучения и нейтронов применительно к поискам различных полезных ископаемых с применением генераторов нейтронов является сложной математической задачей, поэтому при выводе формул для их решения сделаем ряд упрощений с целью получения качественной картины.

Ниже рассмотрим каждый из вышеперечисленных методов вначале применительно к автопоискам, а затем и аэропоискам полезных ископаемых.

### § 1. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОД НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ (НГМ<sub>Н</sub>р)

## 1. Малые высоты $(H \sim 1 m)$

В автомобильной съемке в общем случае источник нейтронов (мишень генератора) и детекторы излучения могут помещаться от поверхности земли на некоторых высотах —  $H_1$  и  $H_2$  соответственно. Схематически это показано на рис. III—14, а. Источник и детектор располагаются на расстоянии l друг от друга соответственно в точках M и  $\mathcal{I}$  (в плоскости рисунка).

Рассчитаем интенсивность гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов, регистрируемую кольцевым детектором шириной *dl*. Начало координат выберем в точке *M*. Пренебрегая поглощением в воздухе нейтронов и гамма-лучей, скорость счета можно представить соотношением

$$N(l) = \frac{j\Sigma_1 \varepsilon Q}{16\pi^2} \int_{v} \frac{e^{-\rho_1 \tau_{\rm HI}}}{(\rho_1 + R_1)^2} \frac{e^{-\rho_2 \tau_{\rm YI}}}{(\rho_2 + R)^2} dv, \qquad (III-16)$$

где j — число гамма-квантов, возникающих при неупругом рассеянии одного нейтрона;  $\Sigma_1 = \Sigma_{0}\rho$  — макроскопическое сечение реакции неупругого рассеяния нейтронов ( $\Sigma_0$  — массовое сечение;  $\rho$  — плотность породы);  $\varepsilon$  — эффективность регистрации излучения детектором; Q — мощность источника;  $\tau_{\rm нп} = \mu_n \rho$  — линейный коэффициент ослабления нейтронов в породе ( $\mu_n$  — массовый коэффициент);  $\tau_{\rm үп} = \mu_{\rm γ} \rho$  — линейный коэффициент). В цилиндрических координатах с учетом интегрирования по ф этот интеграл может быть представлен в следующем виде:

$$N(l) = \frac{j \sum_{1 \in Q}}{8\pi} \int_{0}^{r_{1}} r dr \times$$

$$\times \int_{H_{1}}^{\infty} \frac{\exp\left\{-\left[\tau_{11\pi} \frac{x - H_{1}}{x} \sqrt{r^{2} + x^{2}}\right] + (III-17)\right\}}{(r^{2} + x^{2})\left[(x - H_{1} + H_{2})^{2} + (b - r)^{2}\right]} + \tau_{\gamma \pi} \frac{(x - H_{1}) \sqrt{(x - H_{1} + H_{2})^{2} + (b - r)^{2}}}{x - H_{1} + H_{2}} dx.$$

Если при захвате одного нейтрона возникает несколько гамма-квантов различной энергии, то соответственно для каждого из них необходимо пользоваться отдельно такой формулой. При этом полная скорость счета будет определяться суммой всех выражений. Это справедливо и для других ниже приведенных формул по НГМ.

В целях безопасности обслуживающего персонала ускорительную трубку генератора нейтронов необходимо размещать на специальном прицепе к автомашине, на котором также целесообразно устанавливать детекторы излучения. Для защиты обслуживающего персонала от излучения прицеп должен быть оборудован биологической защитой (парафин, бор, кадмий и т. д.). В реальных условиях пучок нейтронов целесообразно направлять в сторону земли в конус с радиусом в основании, равным  $r_1$ . В связи с этим пределы по r выбраны не от 0 дс  $\infty$ , а от 0 до  $r_1$ .



Рис. III—14. Иллюстрация к выводу формул для авгометодов. а, в — источник и детектор разнесены; б — источник и детектор совмещены. М — мишень; Д — детекторы излучения; С — центр облучаемой поверхности.

Если принять, что кольцевой детектор с центром в точке  $\mathcal{A}$  (в плоскости рисунка) имеет размеры в пределах от  $l_1$  до  $l_2$ , полная скорость счета будет определяться интегралом

$$N = \int_{l_1}^{l_2} N(l) dl, \qquad (III-18)$$

3

Как видим, для определения мощности генератора нейтронов для АвНГМнр необходимо вычислять тройной интеграл. Подынтегральная функция в выражении (III—16) имеет сложный вид, поэтому интеграл (III—16) может быть вычислен лишь численно, что очень трудоемко. С целью вычисления скорости счета произведем некоторые упрощения выражения (III—16).

При  $H_1 = H_2 = H$  и b = l выражение (III—16) будет иметь вид:

$$N(l) = \frac{j \sum_{1} \varepsilon Q}{8\pi} \int_{0}^{r} r dr \times \int_{H}^{\infty} \frac{\exp\left\{-\frac{x-H}{x}\left[\tau_{H\Pi} \sqrt{r^{2}+x^{2}}+\tau_{T} \sqrt{x^{2}+(l-r)^{2}}\right]\right\} dx}{(r^{2}+x^{2}) [x^{2}+(l-r)^{2}]} \cdot \quad (\text{III}-19)$$

r.

Но даже в таком виде этот интеграл невозможно выразить через элементарные функции.

Поэтому для дальнейшего упрощения решения задачи рассмотрим случаи, когда точечный источник нейтронов и детектор площадью  $S = \pi r_{\rm A}^2$  (где  $r_{\rm A}$ — радиус детектора) размещены в одной точке M (см. рис. III—14, б). При этом будем считать, что размеры детектора весьма малы по сравнению с высотой  $H(r_{\rm A} \ll H)$  и нейтроны вылетают в конус с углом  $\theta$  при его вершине. Выражение для скорости счета для этого случая может быть записано в следующем виде:

$$N_{1} = -\frac{\Sigma_{0} \rho j \varepsilon SQ}{16\pi^{2}} \int_{v} \frac{e^{-\gamma (R-R_{1})}}{R^{4}} dv = -\frac{\Sigma_{0} \rho j \varepsilon r_{\pi}^{2} Q}{8} \int_{v}^{\theta/2} e^{\gamma R_{1}} \sin \frac{\theta}{2} d\tilde{g}_{R_{1}}^{\theta} \frac{e^{-\gamma R}}{R^{4}} R^{2} dR,$$

где

$$\gamma = \tau_{\scriptscriptstyle H\Pi} + \tau_{\scriptscriptstyle \Upsilon\Pi}; \quad R_1 = \frac{H}{t}; \quad R - R_1 = x.$$

Введем обозначения  $t = \cos \frac{\theta}{2}$ :

$$N = \frac{\Sigma_{0} \rho j \varepsilon r_{\pi}^2 Q}{8} \int_{t}^{1} e^{\gamma R_1} dt \int_{R_1}^{\infty} \frac{e^{-\gamma R}}{R^2} dR.$$

Производя интегрирование по R и переходя от переменной t к переменной  $R_1$ , получим:

$$N_{1} = \frac{\sum_{0} \gamma j \, \epsilon r_{g}^{2} Q H}{8} \int_{H}^{H/t} e^{\gamma R_{1}} \frac{dR_{1}}{R_{1}^{2}} \left[ \gamma E_{i} \left( -\gamma R_{1} \right) + \frac{e^{-\gamma R_{1}}}{R_{1}} \right]. \quad (III-20)$$

В таком виде первый из этих интегралов через элементарные функции не выражается, поэтому его следует вычислять численно. Однако для больших значений  $\gamma R_1 \ge 5$ , т. е., например, для пород с  $\rho \ge 2 \ c/c m^3$  и  $H \ge 30 \ cm$  и т. д., интегральную показательную функцию Ei(-x) можно разложить в ряд [21]:

$$Ei(-x) = -e^{-x} \left[ \frac{1}{x} - \frac{1}{x^2} + \frac{2}{x^3} - \frac{6}{x^4} + \frac{24}{x^5} - \dots \right].$$

В результате выражение (III—20) можно свести к виду:

$$N_{1} = \frac{\sum_{0} Q \varepsilon r_{\pi}^{2} H}{8 (\mu_{n} + \mu_{\gamma})} \int_{H}^{H/\ell} \left( \frac{1}{R^{4}} - \frac{2}{\gamma R^{5}} + \frac{6}{\gamma^{2} R^{6}} - \frac{24}{\gamma^{3} R^{7}} + \dots \right) dR.$$

Вычисляя этот интеграл, получим:

$$N_{1} = \frac{\sum_{0} jQr_{\mu}^{2}\varepsilon}{8\left(\mu_{n} + \mu_{Y}\right)H^{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(-1\right)^{n+1} \frac{n!\left(1-t^{n+3}\right)}{\left(n+2\right)\left(\gamma H\right)^{n-1}} \cdot$$
(III-21)

Для первых четырех членов ряда эта формула будет иметь следующий вид:

$$N_{1} = \frac{\sum_{0} j Q \varepsilon r_{g}^{2}}{8 (\mu_{n} + \mu\gamma) H^{3}} \left\{ \frac{1 - t_{1}^{4}}{3} - \frac{1 - t_{1}^{5}}{2\gamma H} + \frac{6 (1 - t_{1}^{6})}{5(\gamma H)^{2}} - \frac{4 (1 - t_{1}^{7})}{(\gamma H)^{3}} \right\}.$$
 (III-21a)

В реальном случае детекторы излучения должны находиться вне потока нейтронов, испускаемых генератором. Схематически такое размещение источника нейтронов, облучаемой поверхности породы и детекторов представлено на рис. III—14, в. Расчеты скорости счета для этого случая намного усложняются.

Учитывая, что нейтроны, излучаемые мишенью генератора, вылетают в сторону земли в конус с углом в приего вершине, в первом приближении можно считать, что поверхности земли будет достигать поток нейтронов, определяемый из соотношения

$$n_0 = \omega Q, \qquad (III-22)$$

где  $\omega = \frac{1 - \cos \frac{\theta}{2}}{2}$  – телесный угол, под которым вылетают нейтроны из мишени генератора в сторону земли. Зависимостъ̀ телесного угла  $\omega$ от  $\frac{\theta}{2}$  приведена на рис. III—15.

Для малых углов  $\theta$  поток нейтронов на уровне поверхности земли можно в первом приближении рассматривать в виде плоского дискообразного источника с радиусом *a* (см. рис. III—14, *в*), поскольку при этом расхождением между величинами  $R_1$  и *H* можно пренебречь.

Ослабление нейтронов в породе от плоского источника подчиняется экспоненциальному закону  $e^{-\tau_{Har}x}$ . В зависимости от плотности породы в ее слое толщиной h (которую в дальнейшем будем называть глубиной исследования породы) происходит реакция  $(n, n', \gamma)$ . Возникающие при этом в каждой точке породы гамма-лучи распространяются изотропно и ослабляются в породе также по экспоненциальному закону  $e^{-\tau_{YR}x'}$ , где



Рис. 111—15. Зависимость телесного угла от величины  $\theta/2$ .

x' — расстояние, на котором измеряется поток гамма-квантов от плоского источника.

Если считать, что на поверхность земли нормально падает плоскопараллельный поток нейтронов величиной один нейтрон на единицу поверхности, то для гамма-лучей, выходящих в обратном направлении, интенсивность потока может быть оценена из соотношения

$$I = \int_{0}^{\infty} e^{-\tau_{\rm HII} x} \cdot e^{-\tau_{\rm YII} x} \, dx = \frac{1}{\tau_{\rm HII} + \tau_{\rm YII}} \, . \ (\text{III}-23)$$

Далее будем считать, что детекторы гамма-лучей расположены на высоте  $H_1$  от поверхности земли. На рис. III—14, *в* эти детекторы расположены на сферической поверхности шарового слоя с радиусом  $R_2 = = a + b$ . Величина  $H_1$  на этом рисунке определяет положение центра детекторов от поверхности земли. Единицы поверхности сферы с радиусом R<sub>2</sub> будет достигать поток гамма-квантов:

$$n_{\gamma} = \frac{j\omega Q \Sigma_{0} \rho}{4\pi R_{2}^{2} (\tau_{\text{HII}} + \tau_{\gamma \Pi})} = \frac{j\omega Q \Sigma_{0}}{4\pi R_{2}^{2} (\mu_{n} + \mu_{\gamma})} . \qquad (\text{III}-24)$$

При написании формулы в таком виде дисковый источник с радиусом *a* сводим как бы к точечному источнику, расположенному в *C* (см. рис. III—14,  $\beta$ ). Однако в связи с тем, что величина  $R_2$  заведомо больше *a* ( $R_2 > a$ ), этой формулой можно пользоваться при проведении грубых оценочных расчетов.

Располагая на сферической поверхности шарового слоя детекторы раднусом  $r_{\pi} < R_2$  с эффективностью регистрации излучения  $\varepsilon$ , скорость счета гамма-квантов неупругого рассеяния нейтронов можно записать в следующем виде:

$$N_2 = \frac{j\omega Q}{4\pi R_2^2} \frac{\Sigma_0}{(\mu_n + \mu_\gamma)} \frac{\varepsilon^2 \pi r \pi r_{\pi}^2}{2r_{\pi}} = \frac{\pi j \omega Q r r_{\pi} \varepsilon}{4R_2^2} \frac{\Sigma_0}{\mu_n + \mu_\gamma}.$$
 (III-25)

Здесь величина  $\frac{2\pi r}{2r_{\pi}}$  с точностью до целого числа определяет число детекторов, устанавливаемых на сферической поверхности шарового слоя, а величина  $\pi r_{\mu}^2$  площадь детектора.

Выражая величины r и  $R_2$  (см. рис. III—14, б) через высоту H и угол  $\frac{0}{2}$ , получим следующее соотношение для скорости счета:

$$N_2 = \frac{\pi j Q \varepsilon r_{\rm A} \Sigma_0}{8 \left(\mu_{\rm A} + \mu_{\rm Y}\right)} f_1, \qquad (\text{III}-26)$$

где

$$f_1 = \frac{\left(1 - \cos\frac{\theta}{2} \sqrt{\left(H \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} + b\right)^2 + H_1^2}}{\left(H \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} + b\right)^2} \ .$$

С целью введения поправки на расхождение потока нейтронов и гамма-квантов произведем сравнение полученной формулы с формулой (III—21). Для этого, как и при выводе (III—24), примем, что поверхности земли достигает поток  $\omega Q$ , который считаем плоскопараллельным. Источник гамма-лучей также будем считать сосредоточенным в одной точке *С*. Допустим, как при выводе формулы (III—21), что источник и детектор совмещены. В этом случае выражение для скорости счета может быть записано в следующем виде:

$$N_{3} = \frac{j \omega Q \Sigma_{0} \varepsilon r_{\pi}^{2}}{4H^{2} (\mu_{n} + \mu_{\gamma})} = \frac{j (1 - t_{1}) Q \Sigma_{0} \varepsilon r_{\pi}^{2}}{8H^{2} (\mu_{n} + \mu_{\gamma})}.$$
 (III-27)

Поделив  $N_1$  на  $N_3$ , получим поправку для формулы (III—26)

$$\mathbf{v} = \frac{N_1}{N_3} = \frac{\Sigma_1}{(1-t_1)H}.$$
 (III-28)

Представив сумму Σ<sub>1</sub> в виде ряда и ограничившись первым членом ряда, (III—28) можно свести к виду:

$$v = \frac{1 - t_1^4}{3H(1 - t)} = \frac{1 + t_1 + t_1^2 + t_1^3}{3H} \approx \frac{1}{H} .$$
 (III-29)

Поправка  $v = \frac{1}{H}$  с наибольшей точностью отвечает углам  $\frac{\theta}{2}$  в диапазоне  $\sim 20$ —40°.

Следовательно, с учетом поправки v выражение для скорости счета N<sub>2</sub> будет иметь окончательно следующий вид:

$$N_2 = \frac{\pi j Q e r_{\pi} \Sigma_0 f_1}{8H (\mu_n + \mu_{\gamma})} . \tag{III-30}$$

Результаты расчета и выводы рассмотрим ниже (в § 4 этой главы).

## 2. Большие высоты $(H \gg 1 m)$

Рассмотрим возможности транспортировки генератора нейтронов и регистрирующей системы на больших высотах — порядка 25—100 *м* от поверхности земли. В этом случае при облучении земли нейтронами еди-

ницы ее поверхности будет достигать поток быстрых нейтронов, определяемый из соотношения [76]:

$$n_{0}(R) = \frac{Qe^{-\tau_{\text{HB}}R}}{4\pi R^{2}} \frac{H}{R} , \qquad (\text{III}-31)$$

где  $\tau_{\rm HB}$  — линейный коэффициент ослабления быстрых нейтронов в воздухе;  $\frac{H}{R}$  — косинус угла падения нейтронов на поверхность земли  $R^2 = = H^2 + r^2$  (рис. III—16).

На отрезке *x* = *R* - *R*<sub>1</sub> (по направлению *R*) от поверхности земли величина потоков быстрых нейтронов будет определяться соотношением.

$$N(\vec{R}) = \frac{Q}{4\pi R^2} e^{-\tau_{\text{HB}}R_1 - \tau_{\text{HII}}(R - R_1)}.$$
 (III—32)

Размеры мишени генератора нейтронов и детектора намного меньше высоты *H*, на которой они транспортируются, поэтому для упрощения расчетов будем считать, что источник нейтронов

и детектор гамма-излучения (или нейтронов в случае ННМ) расположены в одной точке *M* (см. рис. III—16).

Поток гамма-квантов, выходящих из породы и достигающих детектора, выполненного в виде сферы с радиусом  $r_{a} \ll H$ , сечением S, с эффективностью регистрации излучения  $\varepsilon$ , может быть определен из соотношения

$$N = \frac{\sum_{0} \varphi_{j} \varepsilon S}{4\pi} \int_{v} N(\vec{R}) e^{-\tau_{\gamma \Pi} (R-R_{1}) - \tau_{\gamma B} R_{1}} \frac{dv}{R^{2}} = \frac{\sum_{0} \varphi_{j} Q \varepsilon S}{16\pi^{2}} \int_{0}^{\infty} d\varphi \int_{0}^{1} dt \times \\ \times \int_{H/t}^{\infty} e^{-\gamma h/t - \tau' (R-H/t)} \frac{R^{2} dR}{R^{4}} , \qquad (III-33)$$

где  $\tau_{\gamma B}$  — линейный коэффициент ослабления гамма-излучения в воздухе;  $\gamma = \tau_{HB} + \tau_{\gamma B}$ ;  $\gamma' = \tau_{HII} + \tau_{\gamma II}$ .

Произведя интегрирование по  $\phi$  и некоторые преобразования, получим

$$N = \frac{\sum_{0} c_{j} Q \varepsilon S H}{8\pi} \int_{H}^{\infty} e^{-(\tau - \tau')R_{1}} \frac{dR_{1}}{R_{1}^{2}} \int_{R_{1}}^{\infty} e^{-\tau' R} \frac{dR}{R^{2}}.$$



Рис. III—16. Иллюстрация к выводу формул для аэрометодов.

АІ — мишень генератора; Д детектор излучения; С центр облучаемой площади. Интегрирование по *R* дает:

$$N = \frac{\sum_{0} \gamma j Q \varepsilon S H}{8\pi} \int_{H}^{\infty} \frac{e^{-(\gamma - \gamma')R_1}}{R_1^2} \left[ \gamma' E i \left( -\gamma' R_1 \right) + \frac{e^{-\gamma' R_1}}{R_1} \right] dR_1. \quad (III-34)$$

Выше указывалось, что первый из этих интегралов через элементарные функции не выражается. Высоту транспортировки генератора нейтронов можно выбрать исходя из правил техники безопасности полета на высоте не ниже 10 м. Следовательно, для горных пород плотностью  $1,5-2,5 \ e/cm^3$  произведение  $\gamma'R \ge 100$ . В связи с этим интегральную показательную функцию можно разложить в ряд. В результате выражение (III—34) может быть представлено в следующем виде:

$$N = \frac{\sum_{0} \gamma j Q \varepsilon S H}{8\pi \gamma'} \int_{H}^{\infty} \frac{e^{-\gamma R_{1}}}{R_{1}^{4}} \left(1 - \frac{2}{\gamma' R_{1}} + \dots\right) dR_{1}.$$
 (III—35)

При транспортировке ускорителя на высотах 10 и 25 *м* вторым и последующими членами этого ряда можно пренебречь по сравнению с единицей. При этом погрешность расчетов не будет выходить соответственно за пределы 2 и 1%. В результате этот интеграл можно свести к виду:

$$N = \frac{\sum_{0} jQ\varepsilon S}{8\pi \left(\mu_{n} + \mu_{\gamma}\right)} f(\gamma, H), \qquad (III-36)$$

где

$$f(\gamma, H) = \frac{H}{6} \left[ \gamma'^{3} Ei(-\gamma H) + \frac{e^{-\gamma H}}{H^{3}} (2 - \gamma H + \gamma^{2} H^{2}) \right].$$

Аналогичное соотношение может быть получено из более простых расчетов. Толщина слоя породы, с которой взаимодействуют нейтроны и в которой возникают гамма-кванты, весьма мала по сравнению с величинами *H* и *R*. Поэтому, исходя из формулы (III—29), соотношение, подобное полученному, может быть выведено из следующего:

$$N = \frac{\sum_{0} \rho_{i} Q \varepsilon S H}{16\pi^{2}} \int_{S'} \frac{e^{-\gamma R_{1}}}{R_{1}^{5}} dS \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-\gamma'} x dx}{(1 + x/R_{1})} .$$

Поскольку в нашем случае величиной  $x/R_1$  можно пренебречь по сравнению с единицей с точностью до 1-2%, это выражение можно свести к следующему:

$$N = \frac{\sum_{0} p j Q \varepsilon S H}{8\pi} \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-\gamma R_{1}}}{R_{1}^{5}} r dr \int_{0}^{\infty} e^{-\gamma' x} dx = \frac{\sum_{0} j Q \varepsilon r_{\pi}^{2} H}{8(\mu_{n} + \mu_{\gamma})} \times \\ \times \int_{H}^{\infty} \frac{e^{-\gamma R_{1}}}{R_{1}^{4}} dR_{1} = \frac{\sum_{0} j Q \varepsilon r_{\pi}^{2}}{8(\mu_{n} + \mu_{\gamma})} f(\gamma, H).$$
(III-36a)

### § 2. НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ МЕТОД (ННМ)

Исследование распределения потока тепловых нейтронов в породах вблизи от поверхности раздела земля — воздух является довольно сложной математической задачей. С целью ее решения рассмотрим различные приближенные методы расчетов. А. Для рассматриваемой нами геометрии (см. рис. III—14,  $\theta$ ) поток нейтронов вполне можно считать изотропным, поскольку нейтроны, испускаемые мишенью генератора, будут рассеиваться блоками биологической защиты и защиты детекторов. При этом можно считать, что поверхности земли достигает изотропный поток нейтронов, мощность которого при оценочных расчетах можно принять равной  $Q_0 = n_0$  (см. формулу (III—22)).

Из уравнения диффузии для изотропного источника быстрых нейтронов получено следующее приближенное выражение для доли тепловых нейтронов, выходящих на поверхность плоской облучаемой среды [19]:

$$\alpha_{\tau} = \frac{n_0 \tau L \upsilon}{(L_3 + L) (\tau \upsilon + 2L)} , \qquad (III-37)$$

где  $L_3$  — длина замедления нейтронов в породе; L — длина диффузии тепловых нейтронов в породе;  $\tau$  — среднее время жизни тепловых нейтронов в породе;  $v=2,2\cdot 10^5 \ cm/ce\kappa$  — скорость тепловых нейтронов при нормальной температуре.

Величина α<sub>т</sub> в ядерной физике получила название альбедо и характеризует отражающую способность вещества.

При расчетах по формуле (III—37) и другим, приведенным ниже, следует иметь в виду, что параметры v,  $\tau$  и L в общем случае зависят от температуры окружающей среды (см. формулы (I—1)).

В зависимости от температуры окружающей среды энергия теплового движения молекул этой среды различна, соответственно меняются эффективные сечения и параметры поглощения и рассеяния тепловых нейтронов, а следовательно, и средние длины свободного пробега нейтронов с энергией *E* по отношению к их рассеянию и захвату.

Далее, как и выше, будем считать, что все тепловые нейтроны, вышедшие из среды, сосредоточены в одной точке *C*.

Как и в случае НГМнр, примем, что тепловые нейтроны регистрируются сцинтилляционными детекторами, расположенными на сферической поверхности шарового слоя (см. рис. III—14,  $\beta$ ). Следовательно, выражение для скорости счета тепловых нейтронов, выходящих в пространство ( $2\pi$ ), по аналогии с выражением (III—30) можно представить в виде

$$N = \frac{\alpha_{\mathrm{T}} \varepsilon 2\pi r \cdot \pi r_{\mathrm{A}}^2}{2\pi R_1^2 \cdot 2r_{\mathrm{T}} H} = \frac{\pi \alpha_{\mathrm{T}} \varepsilon r_{\mathrm{A}} r}{2R_1^2 H} .$$
(III—38)

Подставив все величины, входящие в это выражение, окончательно можно получить следующее соотношение для скорости счета тепловых нейтронов:

$$N = \frac{\pi Q \tau L \upsilon \varepsilon r_{\pi} f_1}{4 \left(L_3 + L\right) \left(\tau \upsilon + 2L\right) H} \quad . \tag{III}-39$$

Б. При более точном определении потока нейтронов, претерпевших замедление в среде, исходят не из уравнения диффузии, а из уравнения возраста Ферми [17, 20]. Для условий плоской поверхности раздела двух сред Р. Беллманом и др. [29] получены выражения для плотности замедления нейтронов в двух средах для условий геометрии, показанной на рис. III—17. При этом под средой I следует понимать породу, а под средой II — воздух.

Решение для данного случая ищется в виде двух уравнений возраста в цилиндрической системе координат для каждой из сред, которые решаются совместно с заданными условиями на поверхности раздела.

Для среды II плотность замедления нейтронов дается соотношением

$$q_{\tau}(\rho, x) = \frac{D^{3/2} \sqrt{\alpha}}{16\pi^2} \int_{0}^{\theta} \frac{Q_{1}(u, \theta, \rho, x) \exp\left\{-\left[\frac{\rho^2}{4(\theta - u + u/D)} + \frac{1}{4u(\theta - u)}\right]\right\}}{(\theta - u)^{3/2} u^{3/2} (\theta - u + u/D)} \times \left\{x_{0}^{2} u + D(\theta - u) x^{2} - \frac{[ux_{0} - x\sqrt{\alpha D}(\theta - u)]^{2}}{u + \alpha(\theta - u)}\right\} du, \qquad (\text{III}-40)$$

где

$$Q_{1}(u,\theta,\rho,x) = \frac{1}{D} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[ \frac{\sqrt{\alpha D}}{A^{2}} (0,5+b^{2}) - \frac{(x_{0}\sqrt{\alpha} - x\sqrt{D})B}{A} - xx_{0} \right] \times \right.$$
$$\times \operatorname{erfc} B - \frac{1}{2A} \left[ x_{0}\sqrt{\alpha} - x\sqrt{D} - \frac{B\sqrt{\alpha D}}{A} \right] e^{-E^{2}};$$
$$A = \sqrt{D}\sqrt{u + \alpha(\theta - u)}; \quad B = \frac{ux_{0} - x\sqrt{\alpha D}(\theta - u)}{A}; \text{ or fc } B = 4 - \operatorname{orf} B;$$

$$A = \frac{V D V u + \alpha (0 - u)}{4u (0 - u)}; \quad B = \frac{ux_0 - x V \alpha D (0 - u)}{4u (0 - u) V u + \alpha (0 - u)}; \quad \text{erfc} B = 1 - \text{erf} B;$$
$$D = \frac{l_2^2(u)}{\xi_2(1 - \overline{\gamma}_2)}: \frac{l_1^2(u)}{\xi_1(1 - \overline{\gamma}_1)}; \quad \alpha = \frac{\xi_1}{1 - \overline{\gamma}_1}: \frac{\xi_2}{1 - \overline{\gamma}_2}; \quad \mathbf{0}_2 = D\theta_1; \quad \theta \equiv \theta_2;$$

где  $l_{1,2}(u)$  — средние длины свободного пробега нейтронов по отношению к рассеянию в соответствующих средах; u — логарифмическая энергия нейтронов;  $\overline{\xi}_{1,2}$  — средняя логарифмическая потеря энергии нейтронов в соответствующих средах;  $\overline{\gamma}_{1,2}$  — средние косинусы угла рассеяния нейтронов в соответствующих средах;  $\theta_{1,2}$  — возраст нейтронов в соответствующих средах;  $\theta_{1,2}$  — возраст нейтронов в соответствующих средах;  $u_{1,2}$  — возраст нейтронов в соответствующих средах.

Как видим, полученное соотношение очень сложно. Кроме того, следует иметь в виду, что нас в большей степени интересует не плотность замедления нейтронов, а плотность или поток тепловых нейтронов. Для

того чтобы получить значение последних, необходимо решить уравнение диффузии, в котором в качестве источника нейтронов необходимо подставить плотность замедления  $g_{\tau}(\rho x)$ . В этом случае задача еще больше усложняется.



Рис. III—17. Иллюстрация к выводу формулы для двух сред с плоской границей раздела. 1 — точечный источник нейтронов;

точечный источник неитронов;
 2 — детектор надтепловых нейтронов.



Рис. III—18. Зависимости доли нейтронов, отраженных замедляющей средой от величины  $L_3/\lambda$ . а $\lambda$ =5,0 (1); 1,0 (2); 0,50 (3); 0,20 (4); 0,10 (5); 0,05 (6).

В. Для приближенных расчетов с целью оценки необходимой мощности генератора нейтронов воспользуемся связью между плотностью нейтронов в полубесконечной среде  $n_2$  и плотностью нейтронов в бесконечной среде  $n_1$  [20]:

$$n_2 = (1 - \alpha_2) n_1.$$
 (III-41)

Здесь  $\alpha_3$  — альбедо или коэффициент, учитывающий отражение нейтронов от среды II в процессе замедления.

Величина альбедо α<sub>3</sub> для плоскопараллельного пучка нейтронов, падающего на плоскую поверхность породы, может быть определена по графикам рис. III—18 [19].

На этом рисунке произведение

$$\alpha_{3}\lambda = \frac{2}{3}\lambda_{tr}\Sigma_{\text{BMB}}\sec\varphi, \qquad (\text{III}-42)$$

где  $\lambda_{tr} = \frac{\lambda_{p}}{1-\bar{\gamma}} = \frac{1}{\Sigma_{pac}(1-\bar{\gamma})}$  — транспортная длина нейтронов,

замедлившихся в среде (предполагается постоянной для всего диапазона замедляющихся нейтронов);  $\lambda_{\rm p} = 1/\Sigma_{\rm pac}$  — средняя длина пробега нейтронов по отношению к рассеянию;  $\Sigma_{\rm выв}$  — макроскопическое сечение выведения для быстрых нейтронов, попадающих в среду;  $\phi$  — угол между нормалью и направлением потока нейтронов, падающих на поверхность.

Раскрывая сечение выведения, согласно [19], выражение (III—42) можно свести к виду:

$$\alpha_{3}\lambda = \frac{2}{3} \left(1 - \lambda_{tr} \Sigma_{\text{norn}}\right) \sec \varphi , \qquad (111-43)$$

где  $\Sigma_{\text{погл}}$  — макроскопическое сечение поглощения быстрых нейтронов. Для нейтронов, падающих нормально к поверхности породы ( $\varphi=0$ ), получим

$$\alpha_{3}\lambda = \frac{2}{3} (1 - \lambda_{tr} \Sigma_{\text{nora}}) = \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{\Sigma_{\text{nora}}}{\Sigma_{\text{pac}} (1 - \overline{\gamma})} \right). \quad (\text{III}-44)$$

Для основных породообразующих элементов: кислорода, кремния и алюминия — величина произведения  $\alpha_3\lambda$  меняется в пределах 1—0,7. Величина  $L_3/\lambda$  для пород, сложенных кремнеземом и глиноземом, равна примерно 10. Таким образом, из графиков рис. III—18 видно, что величина  $\alpha_3$  примерно равна 0,9, т. е. при замедлении в породе нейтронов примерно 90% их отражается от нее. Поэтому, например, в автомобильной съемке важно часть этих нейтронов вернуть обратно в породу. Это может быть осуществлено за счет специального расположения люминофоров и биологической защиты.

Для плоского изотропного источника, испускающего в направлении  $+x n_0$  нейтронов, определяемых соотношением (III—22), выражение для плотности замедления в однородной бесконечной среде имеет вид [17]:

$$q(x) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi} L_3} e^{-x^2/4L_3^2}.$$
 (III-45)

Плотность тепловых нейтронов n(x) на расстоянии x от плоского изотропного источника с учетом замедления q(x) может быть определена из соотношения:

$$n(x) = \int_{x_1} q(x_1) G(x, x_1) dx_1; \qquad (III-46)$$

где G(x, x<sub>1</sub>) — функция Грина.

Функция Грина имеет различный вид. в зависимости от состава вещества, с которым взаимодействуют тепловые нейтроны. Наиболее проста она для сред, практически не содержащих сильно поглощающие элементы и небольшие количества водорода (не свыше 10% воды). В этом случае для плоского источника нейтронов, испускающего один нейтрон с единицы поверхности в направлении +x. функция Грина выглядит как [17]

$$G(x, x_1) = \frac{\tau}{L} e^{-tx - x_1 I/L}.$$
 (III-47)

Раскрывая подынтегральные функции выражения (III—46), его можно свести к виду:

$$n(x) = \frac{n_0 \tau}{\sqrt{\pi} L_3 L} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - \frac{Ix - x_1I}{L}} dx_1 = \frac{n_0 \tau}{\sqrt{\pi} L_3 L} \times \left\{ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_1^2/4L_3^2 + \frac{x_1}{L}} dx_1 + e^{x/L_3^\infty} e^{-x_1^2/4L_3^2 - \frac{x_1}{L}} dx_1 \right\}.$$
 (III-48)

Второй интеграл в правой части можно записать так [4]:

$$\int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-\frac{x_{1}}{L}} dx_{1} = \sqrt{\pi} L_{3}e^{\beta^{2}} \operatorname{erfc}\left(\beta + \frac{x}{2L_{3}}\right),$$

где  $\beta = L_3/L$ .

Для вычисления первого интеграла произведем следующие преобразования:

$$\int_{0}^{x} e^{-x_{1/4}^{2}L_{3}^{2}+\frac{x_{1}}{L}} dx_{1} = \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1/4}^{2}L_{3}^{2}+\frac{x_{1}}{L}} dx_{1} - \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1/4}^{2}L_{3}^{2}+\frac{x_{1}}{L}} dx_{1}.$$

Первый из этих интегралов можно свести к выражению [4]:

$$\int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}+\frac{x_{1}}{L}} dx_{1} = \sqrt{\pi} L_{3} e^{\beta^{2}} \operatorname{erfc} (-\beta),$$

а второй — к выражению [4]:

$$\int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}+\frac{x_{1}}{L}} dx_{1} = \sqrt{\pi} L_{3}e^{\beta^{2}} \operatorname{erfc}\left((-\beta)+\frac{x}{2L_{3}}\right). \quad (III-48')$$

Подставляя все эти интегралы в (III—48), получим:

$$n(x) = \frac{n_0 \tau e^{\beta^2}}{L} \left\{ e^{-x/L} \left[ \operatorname{erfc} \left( -\beta \right) - \operatorname{erfc} \left( -\beta + \frac{x}{\frac{2L_3}{2}} \right) e^{x/L} \operatorname{erfc} \left( \beta + \frac{x}{\frac{2L_3}{2}} \right) \right] \right\} = \frac{n_0 \tau}{L} F_1(x).$$
(III-49)

Вынося  $e^{-x/L}$  за фигурные скобки и введя обозначения  $y_1 = \beta - \frac{x}{2L_3}$  и  $y_2 = \beta + \frac{x}{2L_3}$ , (III—49) можно свести к виду:

$$n(x) = \frac{n_0 \tau e^{\beta^2}}{L} e^{-x/L} \left\{ \operatorname{erfc} y_1 - \operatorname{erfc} \beta + e^{\frac{2x}{L}} \operatorname{erfc} y_2 \right\} = \frac{n_0 \tau}{L} F_1(x). \quad (\text{III}-50)$$

14 Заказ № 32

Поскольку нас интересует распределение потока тепловых нейтронов  $\Phi(x) = n(x)v$  (*v* — скорость тепловых нейтронов) при *x*=0, получим

$$\Phi(0) = \frac{n_0 \tau v}{L} F_1(0). \qquad (111-51)$$

По аналогии с (III—38) и (III—39) выражение для скорости счета с учетом формулы (III—41) в рассматриваемом случае имеет вид:

$$N = \frac{\pi v Q \tau \varepsilon r_{\pi} (1 - \alpha_3) f_1 F_1(0)}{8LH} , \qquad (III-52)$$

где  $F_1(0) = e^{\beta^2} \operatorname{erfc} \beta$ .

Значения функций erfc β и erf β можно найти в таблицах [4, 22].

При более строгом подходе к задаче по исследованию распределения тепловых нейтронов следует решать уравнение возраста

$$\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} = \frac{\partial q}{\partial \theta} \tag{III}-53)$$

для поверхности раздела породы с вакуумом. В этом случае в отличие от задачи, рассмотренной Р. Беллманом и др. [29], будем считать, как и выше, что плоской поверхности раздела достигает изотропный поток быстрых нейтронов мощностью n<sub>0</sub>.

Согласно [20], условие на границе раздела при x=0 должно удовлетворять соотношению

$$\frac{1}{8\pi\xi} \left( q - \lambda \frac{\partial q}{\partial x} \right) = n_0 \delta(\theta), \qquad (III-54)$$

где  $\xi$  — то же, что и в (III—40);  $\lambda$  — то же, что и в (III—42),  $\delta(\theta$  — дельта-функция Дирака от возраста нейтронов  $\theta$ .

Плотность замедления на бесконечности удовлетворяет условию: при  $x \to \infty q \to 0$ .

Для решения (III—53) с граничными условиями (III—54) воспользуемся преобразованиями Лапласа. С этой целью правую и левую части уравнения (III—53) умножим на экспоненту  $e^{-s\theta}$  и проинтегрируем по  $\theta$ :

$$\int_{0}^{\infty} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} e^{-s\theta} d\theta = \int_{0}^{\infty} \frac{\partial q}{\partial \theta} e^{-s\theta} d\theta.$$
(III-55)

Вводя новую функцию

$$\Phi(s,x) = \int_{0}^{\infty} q(\theta,x) e^{-s\theta} d\theta,$$

(III—53) можно свести к виду

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} - s\Phi = 0, \qquad (III-56)$$

в котором при  $x \to \infty \Phi \to 0$ .

Произведя аналогичные преобразования с уравнением (III—54), получим

$$\Phi - \lambda \frac{d\Phi}{dx} = 8\pi \xi n_0 = n_0' \quad \text{при } x = 0.$$
 (III-57)

Решение (III—53) имеет вид [16]:

$$\Phi = A e^{-\sqrt{s} x} + C e^{\sqrt{s} x} . \qquad (III-58)$$

По условиям на бесконечности постоянная при  $e^{i\sqrt{5}x}$  должна быть равна нулю. Поэтому уравнение (III—58) будет иметь вид:

$$\Phi = A e^{-\sqrt{s}x}.$$
 (III-59)

Подставляя значение этой функции в выражение (III—57) и устремляя *x* к нулю, получим

$$A + \lambda \sqrt{s} A = n_0, \qquad (III-60)$$

откуда  $A = \frac{n_0}{1 + \lambda \sqrt{s}}$ 

Следовательно, выражение (ПП-59) примет вид:

$$\Phi = \frac{n_0}{1 + \lambda \sqrt{s}} e^{-\sqrt{s} x} . \tag{III-61}$$

Далее по теореме обращения Лапласа [9, 20] получим

$$q(\theta, x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{x-i_{\infty}}^{x+i_{\infty}} \Phi(s, x) e^{s\theta} d\theta = \frac{n_0'}{2\pi i} \int_{\alpha-i_{\infty}}^{\alpha+i_{\infty}} \frac{e^{-\sqrt{s}x+s\theta}}{1+\lambda\sqrt{s}} ds. \quad \text{(III-62)}$$

Вычисление интеграла, подобного рассматриваемому, приведено в [9]. Поэтому и интеграл (III—62) вычислим аналогичным способом.

Подынгегральная функция имеет точку разветвления s = 0. С целью вычисления интеграла (III—62) сделаем разрез согласно рис. III—19. Направление интегрирования показано стрелками. По лемме Жордана интегралы на дугах  $C_R$ и  $C_R^{'}$  стремятся к нулю при  $R \to \infty$ .

Таким образом, вычисление интеграла (III---—62) сводится к нахождению предела



Рис. III—19. Иллюстрания к вычислению контурного интеграла.

$$q(\theta, x) = \lim_{R \to \infty} \frac{n'_0}{2\pi i} \left\{ \int_{B_1} + \int_{C_r} + \int_{B_2} \right\} \frac{e^{-V s x + s\theta}}{1 + \lambda V \overline{s}} \, ds \,. \tag{III-63}$$

Вдоль нижнего берега разреза  $B_1$  имеем  $s = ze^{-i\pi}$ ,  $\sqrt{s} = -i\sqrt{z}$ , а вдоль верхнего  $B_2: s = ze^{i\pi}$ ,  $\sqrt{s} = i\sqrt{z}$ .

Интеграл по контуру *C*, сводится к нулю. Интегралы по берегам *B*<sub>1</sub> и *B*<sub>2</sub> равны:

$$\int_{B_1}^r = -\int_R^r \frac{e^{i\sqrt{z}} x - \theta z}{1 - i\lambda\sqrt{z}} dz; \qquad \int_{E_2}^r = -\int_r^R \frac{e^{-ix\sqrt{z}} - \theta z}{1 + i\lambda\sqrt{z}} dz.$$

В результате выражение (III—63) можно свести к виду:

$$\boldsymbol{q}(\boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{x}) = \frac{n_0'}{2\pi i} \left\{ \int_0^\infty \frac{e^{i\sqrt{z} \cdot \boldsymbol{x} - \boldsymbol{\theta} \boldsymbol{z}}}{1 - i\lambda \sqrt{z}} \, d\boldsymbol{z} - \int_0^\infty \frac{e^{-i\boldsymbol{x} \cdot \sqrt{z}} - \boldsymbol{\theta} \boldsymbol{z}}{1 + i\lambda \sqrt{z}} \, d\boldsymbol{z} \, . \qquad \text{(III--64)} \right.$$

Чтобы вычислить эти интегралы, произведем следующие преобразования:

$$q(\theta, x) = \frac{n_0'}{2\pi i} \int_0^\infty \frac{e^{-\theta z} \left[ (1+i\lambda \sqrt{z}) e^{i\sqrt[4]{zx}} - (1-i\lambda \sqrt{z}) e^{-i\sqrt[4]{zx}} \right] dz}{1+\lambda^2 z} .$$

4\*

Пользуясь формулой Эйлера по отношению к выражению в квадратных скобках, этот интеграл можно свести к следующему:

$$q(\theta, x) = \frac{n'_0}{\pi} \int_0^{\theta} \frac{e^{-\theta z} (\sin x \sqrt{z} + \lambda \sqrt{z} \cos x \sqrt{z}) dz}{1 + \lambda^2 z}$$

Вводя новую переменную  $u^2 = z$  и произведя некоторые преобразования, получим

$$q(\theta, x) = \frac{2n'_0}{\pi \lambda^2} \int_0^\infty \frac{e^{-\theta u^2} (\sin xu + \lambda u \cos xu) udu}{u^2 + 1/\lambda^2} = \frac{2n'_0}{\pi \lambda^2} \times \\ \times \left\{ \int_0^\infty \frac{e^{-\theta u^2} \sin xu \cdot udu}{u^2 + 1/\lambda^2} + \lambda \int_0^\infty \frac{e^{-\theta u^2} \cos xu \cdot u^2 du}{u^2 + 1/\lambda^2} \right\}.$$
 (III-65)

Согласно [35], первый из этих интегралов

$$\int_{0}^{\infty} \frac{e^{-\theta u^{2}} \sin x u \cdot u du}{u^{2} + 1/\lambda^{2}} = \frac{\pi}{4} e^{L_{3}^{2} \lambda^{2}} (e^{-x/\lambda} \operatorname{erfc} x_{1} - e^{x/\lambda} \operatorname{erfc} x_{2}),$$

где  $x_{1,2} = \frac{L_3}{\lambda} \pm \frac{x}{2L_3}; \ \theta = L_3^2.$ 

Второй интеграл в выражении (III-65) сведем к следующим двум:

$$\int_{0}^{\infty} \frac{e^{-\theta u^{3}} \cos x u \cdot u^{2} du}{u^{2} + 1/\lambda^{2}} = \int_{0}^{\infty} e^{-\theta u^{3}} \cos x u du - \frac{1}{\lambda^{2}} \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-\theta u^{3}} \cos x u du}{u^{2} + 1/\lambda^{2}} .$$

Согласно [4], первый из этих интегралов

$$\int_{0}^{2} \frac{e^{-\theta u^{2}} \cos x u d u}{u^{2} + 1/\lambda^{2}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{L_{3}}} e^{-x^{2}/4L_{3}^{2}} ,$$

а второй, согласно [35]:

$$\int_{0}^{3} \frac{e^{-\theta u^{2}} \cos x u du}{u^{2} + 1/\lambda^{2}} = \frac{\pi}{4} \lambda e^{\frac{L_{3}^{2}}{\lambda^{2}}} \left[ e^{-x/\lambda} \operatorname{erfc} x_{1} + e^{x/\lambda} \operatorname{erfc} x^{2} \right].$$

В результате выражение для плотности замедления нейтронов в породе запишется так:

$$q(x) = \frac{n_0'}{\lambda} \left\{ \frac{e^{-x^2/4L_3^2}}{\sqrt{\pi} L_3} - \frac{e^{\frac{L_3^2}{\lambda^2 + x/\lambda}}}{\lambda} \operatorname{erfc} x_2 \right\}.$$
 (III-66)

Первый член (III—48) представляет собой решение для плоского источника активностью Q, испускающего нейтроны в направлении +x, расположенного в бесконечной однородной среде. Второй член связан с отражением нейтронов от поверхности раздела.

Зависимость плотности замедления нейтронов от расстояния x для некоторых пород (табл. III—2) в бесконечной среде и в среде, граничащей с вакуумом, для случая плоских изотропных источников быстрых нейтронов показана на рис. III—20. Видно, что плотность замедления нейтронов на поверхности раздела с вакуумом намного меньше плотности замедления в однородной среде и имеет характерный максимум, связанный с отражением нейтронов от породы.

Длина диффузии тепловых нейтронов в рассматриваемых породах меняется в пределах примерно 10-20 см (см. табл. III-2).

ANATON FORMUNE BOR

Таблица III—2

параметры торных пород						
Параметр	Песчаник	Глина-1	Глина-2	Известняк		
р, г/см <sup>3</sup> L <sub>3</sub> , см λ L, см t, сек W B	$\begin{array}{r} 2,65\\ 29,7\\ 2,97\\ 0,0007\\ 18,0\\ 1,32\cdot10^{-3}\\ 0,0011644\\ 0,9950\end{array}$	$ \begin{array}{r} 1,88\\50,0\\4,73\\0.1060\\19,8\\9.10^{-4}\\0,0009323\\0,9955\end{array} $	1,8841,54,540,140514,78,9.10-40,00129260,9940	$\begin{array}{c} 2,72\\ 26,65\\ 2,67\\ 0,1005\\ 11,86\\ 5,4\cdot10^{-4}\\ 0,0018269\\ 0,9950\end{array}$		

Максимум плотности замедления нейтронов расположен на глубине h > 2L (см. рис. III—20). Из этого следует, что процесс диффузии тепловых нейтронов в основном происходит на глубине свыше длины замедления нейтронов. Следовательно, функция Грина для плотности тепловых нейтронов с учетом поверхности раздела может быть записана в следующем виде:

$$G(x, x_1) = \frac{\tau}{2L} e^{-|x-x_1|/L} - C e^{-x/L}, \qquad (III-67)$$

где *С* — постоянная.

Первый член в правой части определяет плотность тепловых нейтронов для плоского изотропного источника, расположенного в однородной бесконечной среде. Второй член учитывает наличие поверхности раздела.

Постоянную *C* определим из условия для поверхности раздела [17]. Для этого условия G=0 при  $x=-\lambda$  ( $\lambda$  — линейная экстраполированная длина по отношению к тепловым нейтронам, равная  $\frac{2}{3}\lambda_{tr}$ .)



Рис. III—20. Зависимость от х плотности замедления нейтронов в однородной бесконечной среде (1—4) и бесконечної среде, граничащей с вакуумом (5—8). 1, 5— глина-1, 2, 6— глина-2; 3, 7— песчаник; 4, 8— известняк.

Следовательно,

$$\frac{\tau}{2L}e^{1-1\lambda+x_1/L}-Ce^{\lambda/L}=0$$

или

$$C=\frac{\tau}{2L}e^{-2\lambda/L-x_1/L}.$$

Таким образом, окончательно функция Грина будет иметь следующий вид:

$$G(x, x_1) = \frac{\tau}{2L} \left( e^{-lx - x_1/\lambda} - e^{-2\lambda/L - x_1/L} \right). \quad (\text{III}-68)$$

Зная функцию Грина, поток тепловых нейтронов с учетом замедления быстрых нейтронов можно определить из выражения

$$n(x) = \int_{x_1}^{x_1} q(x_1) G(x, x_1) dx_1.$$
(III-69)

Функция  $q(x_1)$  определяется уравнением (III—67). Поскольку в эту функцию входит интеграл ошибок, (III—69) невозможно свести к элементарным функциям. Поэтому с целью его вычисления произведем следующие преобразования. Длина замедления нейтронов  $L_3 \gg \lambda$ (см. табл. III—1). Следовательно, величина  $x_2$  будет очень большой (свыше 10). Поэтому функцию егfc  $x_2$  можно разложить в ряд:

erfc 
$$x_2 = \frac{e^{-x_2^2}}{\sqrt{\pi} x^2} \left[ 1 - \frac{1}{2x_2^2} + \frac{3}{(2x_2^2)^2} - \dots \right].$$
 (III—70)

В результате выражение для плотности замедления нейтронов будет иметь следующий вид:

$$q(x) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi} \lambda L_3} e^{-x^2 \lambda L_3^2} [1 - f(x)], \qquad (III-71)$$

где

$$\dot{f}(x) = \frac{1}{1 + \lambda x/2L_3^2} \left( 1 - \frac{1}{2x_2^2} + \frac{3}{4x_2^4} - \dots \right).$$

С целью приведения функции f(x) к интегрируемой сведем ее к виду  $Be^{-xw}$ , соответственно получим

$$q(x) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi \lambda L_3}} e^{-x^2/4L_3^2} (1 - Be^{-xW^2}), \qquad (III-72)$$

где  $B = 1 - \lambda^2/2L_3^2$ . Величина W определяется расчетным путем. Произведение  $Be^{-xW}$  с достаточной степенью точности описывает функцию  $\dot{f}(x)$  в выражении (III—71). Так, например, для песчаника (SiO<sub>2</sub>) величина  $W = 1,644 \cdot 10^{-3}$ . В этом случае при x = 100 значение функции  $\dot{f}(100) = 0.8527$ , а  $Be^{-xW} = 0.8483$ , т. е. соответствует истинной функции с точностью до: 0.8%.

В результате выражение (III—69) можно свести к виду:

$$n(x) = \int_{x_1} q(x) G(x, x_1) dx_1 = \frac{n_0' \tau}{2 \sqrt{\pi} \lambda L L_3} \left\{ \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2} (1 - Be^{-x_1W}) \times e^{-Ix - x_1I/L} dx_1 - e^{-(2\lambda + x)/L} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} (1 - Be^{-x_1W}) dx \right\} = \frac{n_0' \tau}{2 \sqrt{\pi} \lambda L L_3} \left\{ e^{-x/L} \int_0^x e^{-x_1^2/4L_3^2 + x_1/L} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} dx_1 - e^{-(2\lambda + x_1/L)} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} dx_1 - e^{-(2\lambda + x_1/L)} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} dx_1 - e^{-(2\lambda + x_1/L)} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} dx_1 - e^{-(2\lambda + x_1/L)} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} dx_1 - e^{-(2\lambda + x_1/L)} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{-x_1^2/4L_3^2 - x_1/L} dx_1 + e^{x/L} \int_x^\infty e^{x/L} dx_1 + e^{x/L} dx_1 + e^{x/L} dx_1 + e^{x/L} dx_1 + e^{x/L}$$
$$-Be^{-x/L}\int_{0}^{x}e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}\left(W-\frac{1}{L}\right)}dx_{1}-Be^{x/L}\int_{x}^{\infty}e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}\left(W+\frac{1}{L}\right)}dx_{1}-e^{-(2\lambda+x)/L}\left[\int_{0}^{\infty}e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}/L}dx_{1}-B\int_{0}^{\infty}e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}\left(W+\frac{1}{L}\right)}dx_{1}\right]\right].$$
 (III-73)

Произведя вычисление интегралов в этом выражении, получим соотношение для плотности нейтронов, меняющейся с глубиной:

$$n(x) = \frac{n_0'\tau}{2\lambda L} \left\{ e^{-x/L} \left[ e^{\beta^2} \operatorname{erfc} \left( -\beta \right) - e^{\beta^2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2L_3} - \beta \right) \right] + e^{x/L + \beta^4} \times \right.$$

$$\times \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2L_3} + \beta \right) - Be^{-x/L} \left[ e^{\beta_1^2} \operatorname{erfc} \beta_1 - e^{\beta_1^2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2L_3} + \beta_1 \right) \right] - Be^{x/L + \beta^4} \times \left. \right.$$

$$\times \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2L_3} + \beta_2 \right) - e^{-(2\lambda + x)/L} \left[ e^{\beta^2} \operatorname{erfc} \beta - Be^{\beta_2^2} \operatorname{erfc} \beta_2 \right] \right\} = \frac{n_0'\tau}{2\lambda L} \Phi_1(x),$$

$$(\operatorname{III} - 74)$$

где

$$\beta = \frac{L_3}{L}; \ \beta_1 = L_3 \left( W - \frac{1}{L} \right); \ \beta_2 = L_3 \left( W + \frac{1}{L} \right)$$

Поток нейтронов, выходящих из породы в воздух, может быть определен из соотношения

$$D\frac{dn}{dx}\Big|_{x=0} = \Phi(0), \qquad (III-75)$$

где  $D = \frac{v\lambda_{tr}}{3} -$ коэффициент диффузии тепловых нейтронов. Продифференцировав выражение (III—73), получим

$$\Phi(x) = AD \left\{ -\frac{1}{L} e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{-x^{4}/4L_{3}^{2}} + \frac{e^{x/L}}{L} \int_{x}^{\infty} \times e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} + e^{2x/L - x^{3}/4L_{3}^{2}} + \frac{B}{L} e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\left(w - \frac{1}{L}\right)} dx_{1} - Be^{-x^{3}/4Lx_{3}^{2} - xw} - \frac{B}{L} e^{x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\left(w + \frac{1}{L}\right)} dx_{1} - Be^{2x/L - x^{3}/4L_{3}^{2} + xW} + \frac{e^{-(2\lambda + x)/L}}{L} \left[ \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} - B \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\left(w + \frac{1}{L}\right)} dx_{1} \right] \right\}, \quad (III-76)$$

где

$$A = \frac{n_0'\tau}{2\lambda L \sqrt{\pi} L_3} \ .$$

При x = 0 это выражение сведется к следующему:

$$\Phi(0) = AD \left\{ 1 + \frac{1}{L} \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} + 1 - B - \frac{B}{L} \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\left(W + \frac{1}{L}\right)} dx_{1} - B + \frac{e^{-2\lambda/L}}{L} \left[ \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} - \frac{B}{L} \right]$$

$$- B \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}\left(W+\frac{1}{L}\right)} dx_{1} \bigg] = AD \left\{ 2\left(1-B\right) \pm \frac{1\pm e^{-2\lambda/L}}{L} \times \right. \\ \left. \times \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}/L} dx_{1} - \frac{B}{L} \left(1+e^{-2\lambda/L}\right) \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2}-x_{1}} \left(W+\frac{1}{L}\right) dx_{1} \bigg\} .$$

Произведя интегрирование и некоторые преобразования, получим

$$\Phi(0) = \frac{n_0'}{2\lambda} \left\{ \frac{L\lambda^2}{\sqrt{\pi}L_3} + (1 + e^{-2\lambda/L}) \left[ e^{\beta^2} \operatorname{erfc} \beta - B e^{\beta^2} \operatorname{erfc} \beta_2 \right] \right\} = \frac{n_0'}{2\lambda} \Phi_1(0).$$
(III-77)

Выражение для скорости счета с учетом поправки (III—29), по аналогии с выводом формул (III—30) и (III—39), может быть представлено в следующем виде:

$$N = \frac{\pi^2 \epsilon r_{\mathfrak{A}} \, \mathcal{Q}\xi f_1}{\lambda H} \, \Phi_1(0) \,. \tag{III}-78)$$

При наличии в среде слабого поглощения скорость счета тепловых нейтронов N следует умножить на величину  $\eta$ :

$$\eta = e^{-\int_{0}^{u} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{3}} \frac{du}{\xi(u)}},$$
 (III-79)

где *u* — логарифмическая энєргия; λ<sub>ρ</sub> — средняя длина по отношению к рассеянию тепловых нейтронов в породе; λ<sub>3</sub> — то же, по отношению к захвату.

В результате скорость счета для сред, содержащих примеси элементов с высокими сечениями поглощения нейтронов, такие как бор, будет равна:

$$N_n = \eta N \tag{III}-80$$

Параметр у учитывает поглощение нейтронов только в процессе замедления.

Для учета поглощения тепловых нейтронов при выводе формулы для условий ННМ следует исходить не из уравнения диффузии, а из интегро-дифференциального уравнения замедления. Эта проблема является специальной задачей, которую мы здесь не рассматриваем.

#### 2. Большие высоты ( $H \gg 1 \, M$ )

Расчеты для рассматриваемого случая будем вести по аналогии с выводом формулы (III—36а), т. е. исходить из соотношения (III—31).

Ослабление потока тепловых нейтронов, выходящих из породы в воздух, на расстоянии *R* от каждого элемента поверхности земли может быть определено из соотношения

$$\Phi(R) = \frac{e - R/\lambda_n}{2 \cdot R^2}, \qquad (111-81)$$

где  $\lambda_{\rm B} = 1,82 \cdot 10^3 \, c_{\rm M}$  — полная длина свободного пробега тепловых нейтронов в воздухе.

Далее, как и выше, выведем соотношение для скорости счета тепловых нейтронов исходя из различных соотношений, учитывающих замедление и диффузию нейтронов в породе. А. Полагая, что поток нейтронов, достигающих поверхности земли, является изотропным, исходя из соотношений (III—31), (III—37) и (III—81), выражение для скорости счета тепловых нейтронов можно для рассматриваемого случая представить в виде

$$N = \frac{\epsilon S \tau L v Q H}{(L_3 + L) (\tau v + 2L)} \frac{2\pi}{8\pi^2} \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-(\tau_{\rm HE} + 4/\lambda_{\rm B}) - R_{\rm I}}}{R_{\rm I}^5} r dr = \frac{\pi \epsilon r_{\rm A}^2 \tau L v Q f(\gamma_{\rm I}, H)}{4 (L_3 + L) \tau v + 2L} ,$$
(III-82)

где  $f(\gamma_1, H)$ — то же, что и в формуле (III—36), при замене  $\gamma$  на  $\gamma_1 = = \tau_{_{\rm HB}} + \frac{1}{\lambda_{_{\rm B}}}$ .

Б. Исходя из соотношения (III—51), выведенного для однородной среды с учетом замедления и диффузии нейтронов, и вводя коэффициент, учитывающий утечку быстрых нейтронов при замедлении, получим следующее соотношение для скорости счета тепловых нейтронов:

$$N = \frac{\varepsilon r_{\pi}^2 (1 - \alpha_3) v \tau Q}{8L} F_1(0) f(\gamma_1, H).$$
(III-83)

В. Исходя из соотношения (III—77), выведенного с учетом плоской поверхности раздела воздух — земля, получим следующую формулу для скорости счета тепловых нейтронов:

$$N = \frac{\pi \epsilon r_{\Lambda}^2 Q \xi}{\lambda} \Phi_1(0) f(\gamma_1, H). \qquad (III-84)$$

#### § 3. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОД (НГМ)

Гамма-излучение радиационного захвата (или просто захватное гамма-излучение), как известно, в основном возникает при захвате тепловых нейтронов ядрами элементов, слагающих горные породы.

Следовательно, задача исследования распределения захватного гамма-излучения в породе с поверхностью раздела сводится к изучению процесса замедления и диффузии нейтронов в породе, а также к изучению процесса распространения в ней гамма-лучей, возникающих при захвате тепловых нейтронов.

#### 1. Малые высоты $(H \sim 1 m)$

А. В простейшем случае, когда имеется источник тепловых нейтронов, нормально падающих на плоскую поверхность раздела, задача по аналогии с работой [24] сводится к решению уравнения диффузии

$$\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n}{L^2} = 0.$$
(III—85)

Исходя из условий на границе раздела

$$V_0 = Q(1 - \alpha'_r) = -D \frac{dn}{dx}$$
 при  $x = 0$  (III—86)

при  $x \to \infty$   $n \to 0$ .

В этих выражениях n(x) — плотность тепловых нейтронов;  $I_0$  — начальная плотность потока тепловых нейтронов; Q — число нейтронов, падающих на единицу поверхности породы за 1 сек;  $\alpha'_r$  — альбедо тепловых нейтронов; D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов. Величина альбедо тепловых нейтронов различными авторами определяется различно. Так, в работе [19] она находится из соотношения

$$\alpha_{\rm r}' = 1 - 2,91 \, \sqrt{\lambda_a/\lambda}, \qquad (\rm III-87)$$

где  $\lambda$  и  $\lambda_a$  — соответственно полная средняя длина свободного пробега тепловых нейтронов в породе и по отношению к захвату.

Уравнение (III—85), как видим, совпадает с уравнением (III—56), решение которого известно (III—58). Из условий на бесконечности второй член этого уравнения исчезает, поэтому получим

$$n = Ae^{-x/L}.$$
 (III—88)

Из условий на границе раздела имеем

$$\frac{D}{L}A = Q\left(1 - \alpha_{r}'\right).$$

Из этого соотношения постоянная

$$A = \frac{Q(1 - \alpha_{\tau})L}{D} = \frac{Q(1 - \alpha_{\tau})\tau}{L}.$$
 (III-89)

Следовательно, поток тепловых нейтронов на глубине *x* в породе с учетом плоской границы раздела будет иметь вид:

$$\Phi(x) = vn(x) = -\frac{Q(1-\alpha_{\rm T})\tau v}{L} e^{-x/L}.$$
 (III-90)

Полученное выражение, как видим, отличается от соответствующей формулы для однородной среды наличием члена  $1 - \alpha'_r$ .

Согласно [24], выражение для потока гамма-лучей радиационного захвата, имеющих направление в сторону поверхности земли, для плоского источника тепловых нейтронов может быть определено из соотношения

$$dI = -\frac{i \sum_{n \in \mathbb{N}} K\Phi(x)}{2} dx + \tau_{\gamma} I dx, \qquad (III-91)$$

где j — число квантов, возникающих при захвате тепловых нейтронов ядрами химических элементов, слагающих горные породы;  $K = E/m_0c^2$  — энергия возникающих гамма-квантов в единицах энергии покоящегося электрона;  $\Sigma_{n,x}$  — макроскопическое сечение реакции  $(n, \gamma)$ .

Уравнение (III—73) для удобства решения перепишем в следующем виде:

$$\frac{dI}{dx} - \tau_{\gamma} I = \frac{j K \Sigma_{n\gamma} \Phi(x)}{2} . \qquad (111-92)$$

Согласно [16], решение этого уравнения можно записать так:

$$I = \frac{j K \Sigma_{nY}}{2} e^{\tau_Y x} \int_x^\infty e^{-\tau_Y x} \Phi(x) dx = \frac{j K \Sigma_{nY} Q (1 - \alpha_T) \tau v}{2L} \times e^{\tau_Y x} \int_x^\infty e^{-x \left(\tau_Y + \frac{1}{L}\right)} dx.$$
 (III-93)

Вычисляя этот интеграл, получим

$$I = \frac{j K^{\Sigma} n_{Y} Q (1 - \alpha'_{T}) \tau v}{2 (1 + \tau_{Y} L)} e^{-x/L}.$$
 (III-94)

Воспользовавшись соотношением (III—90), это выражение можно переписать:

$$I(\mathbf{x}) = \frac{j \mathbf{K} \sum_{n\gamma}}{2(\mathbf{\tau}_{\gamma} + 1/L)} \Phi(\mathbf{x}).$$
(III-95)

Теперь видно, что оно отличается от (III—90) наличием постоянного коэффициента, зависящего от параметров породы по отношению к нейтронам и гамма-квантам.

Б. В случае плоского источника тепловых нейтронов, находящегося в однородной безграничной среде и испускающего одии нейтрон с единицы поверхности за единицу времени в направлении +x, поток гаммалучей радиационного захвата в породе на основе экспоненциального закона его ослабления может быть определен из соотношения

$$I(x) = \frac{j \sum_{n_{Y}} \tau v}{L} \int_{x_{1}}^{x} e^{-x_{1}/L - \tau_{Y} |x - x_{1}|} dx_{1} = \frac{j \sum_{n_{Y}} \tau v}{L} \left\{ e^{-\tau_{Y} x} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}(1/L - \tau_{Y})} dx_{1} + e^{\tau_{Y} x} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}(1/L + \tau_{Y})} dx_{1} \right\}.$$
(III-96)

Произведя вычисление этих интегралов и некоторые преобразования, получим

$$I(x) = j \sum_{n\gamma} \tau v \left[ \frac{2\tau_{\gamma} L e^{-x/L}}{\tau_{\gamma}^2 L^2 - 1} - \frac{e^{-\tau_{\gamma} x}}{\tau_{\gamma} L - 1} \right].$$
(III-97)

Пользуясь этим соотношением и вводя альбедо, можно записать аналогичное выражение для бесконечной среды, граничащей с вакуумом:

$$I(x) = Q(1 - \alpha_{\rm T}') j \sum_{a_{\rm T}} \tau v \left[ \frac{2\tau_{\rm T} L e^{-x_{\rm T} L}}{\tau_{\rm T}^2 L^2 - 1} - \frac{e^{-\tau_{\rm T} x}}{\tau_{\rm T} L - 1} \right]. \quad ({\rm III}-98)$$

В. В случае плоского изотропного источника тепловых нейтронов, залегающего в однородной среде на некоторой глубине от поверхности ее раздела с вакуумом, выражение для потока тепловых нейтронов, исходя из соотношения (III—68), запишем в следующем виде:

$$\Phi(x) = \frac{Q\tau v}{2L} \left(1 - e^{-2\lambda/L}\right) e^{-x/L} . \tag{III--99}$$

Следовательно, выражение для потока гамма-квантов радиационного захвата тепловых нейтронов в этой среде может быть определено из соотношения

$$I(x) = \frac{j \sum_{n \gamma} \tau v B_1}{2L} \int_{x_1} e^{-x_1 L - \tau_{\gamma}/x - x_1/} dx_1, \qquad (III-100)$$

где

$$B_1=1-e^{-2\lambda/L}.$$

Интеграл (III—100) может быть представлен как

$$I(x) = \frac{j \sum_{n \neq \tau v B_1}}{L} \left\{ e^{-\tau_{\gamma} x} \int_0^x e^{-x_1/\frac{1}{L} - \tau_{\gamma}/t} dx_1 + e^{\tau_{\gamma} x} \int_x^\infty e^{-x_1/\frac{1}{L} + \tau_{\gamma}/t} dx_1 \right\}.$$
 (III-101)

Вычисляя эти интегралы и произведя некоторые преобразования, получим:

$$I(x) = j \sum_{n \gamma} \tau v B_{i} \left[ \frac{2\tau_{\gamma} L e^{-x/L}}{\tau_{\gamma}^{2} L^{2} - 1} - \frac{e^{-\tau_{\gamma} x}}{\tau_{\gamma}^{L} - 1} \right]. \quad (\text{III}-102)$$

Г. При учете процесса замедления быстрых нейтронов для плоского источника, расположенного в однородной среде, поток гамма-квантов в ней может быть определен из соотношения

$$I(x) = \int_{x_1} q(x_1) I(x, x_1) dx_1, \qquad (III-103)$$

где  $q(x_1)$  находится с помощью (III—45);  $I(x, x_1)$  — функция Грина от (III—97).

Подставляя значение этих функций под знак интеграла, получим

$$I(x) = \frac{n_0 j \sum_{n_1 \tau \upsilon}}{\sqrt{\pi} L_3} \left\{ \frac{2 z_{\tau} L}{z_{\tau}^2 L^2 - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2} e^{-|x-x_1|/L} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} \times \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} \times \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x - x_1/X} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2 - z_{\tau}/x} dx_1 - \frac{1}{z_{\tau} L -$$

$$\times dx_{1} = \frac{n_{0}j \sum_{n_{1}} \tau v}{\sqrt{\pi} L_{3}} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^{2} L^{2} - 1} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L_{3}} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^{2} L^{2} - 1} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L_{3}} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^{2} L^{2} - 1} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^{2} L^{2} - 1} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \right\} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \right\} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + x_{1}/L} dx_{1} + e^{-x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \right\} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left[ e^{-x/L} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}/L} dx_{1} + e^{-x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}/L} dx_{1} + e^{-x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}/L} dx_{1} \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \right\} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi} L} \left[ e^{-x/L} \int_{x}^{\infty} e^{-x/L} dx_{1} + e^{-x/L} \int_{x}^{\infty$$

$$= \frac{1}{\tau_{\gamma} L - 1} \left[ e^{-\tau_{\gamma} x} \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + \tau_{\gamma} x_{1}} dx_{1} + e^{\tau_{\gamma} x} \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\tau_{\gamma}} dx_{1} \right] \right\}. (III-104)$$

Интегрированием это выражение можно свести к виду:

$$I(x) = n_{0j} \sum_{n_i} \tau v F_{1,2}(x), \qquad (III-105)$$

где

$$F_{1,2}(x) = \left\{ \frac{2\tau_{\gamma}L}{\tau_{\gamma}^2 L^2 - 1} F_1(x) - \frac{1}{\tau_{\gamma}L - 1} F_2(x) \right\}.$$

Здесь  $F_2(x)$  — то же, что и  $F_1(x)$  в формуле (III—49) при замене  $\beta$  на  $\alpha = \tau_{\gamma} L_3$ .

На поверхность породы при этом будет выходить поток гамма-квантов, определенный из соотношения (III—105) при x=0. В результате получим

$$I(0) = n_{0j} \sum_{n_{1}} \tau v F_{1,2}(0), \qquad (III-106)$$

где  $F_{1,2}(0) = \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^2 L^2 - 1} F_1(0) - \frac{1}{\tau_{\gamma} L - 1} F_2(0) \right\}$ ;  $F_2(0) - \tau_0$  же, что и  $F_1(0)$ в формуле (III-33) при замене в на  $\alpha$ .

При наличии поверхности раздела воздух — земля с учетом отражения нейтронов от породы в процессе замедления выражение для потока гамма-лучей, выходящих на дневную поверхность, будет иметь следующий вид:

$$I_{1}(0) = n_{0}(1 - \alpha_{3}) j \sum_{n_{1}} \tau v F_{1,2}(0). \qquad (III-107)$$

С учетом утечки тепловых нейтронов получаем выражение

$$I_{2}(0) = n_{0}(1 - \alpha_{s})(1 - \alpha_{\tau}') j \sum_{n_{\gamma}} \tau v F_{1,2}(0). \quad (III-108)$$

Пользуясь этими соотношениями, выражения для скоростей счета гамма-лучей радиационного захвата для условий НГМ можно записать таким образом:

$$N_{1} = \frac{\pi j Q (1 - \alpha_{T}) \, \epsilon r_{I} \sum_{n \gamma} v \tau f_{1}}{8H} F_{1,2}(0); \qquad (III-109)$$

$$N_{2} = \frac{\pi j Q \left(1 - \alpha_{3}\right) \left(1 - \alpha_{1}'\right), \, \varepsilon r_{3} \Sigma_{n\gamma} \, \upsilon \tau j_{1}}{8H} F_{1,2}(0) \,. \tag{III-110}$$

Первое уравнение должно давать несколько завышенный, а второе несколько заниженный результат.

Д. В случае плоской поверхности раздела с учетом выражений (III—72) и (III—102) соотношение (III—103) может быть представлено в следующем виде:

$$I(x) = \frac{n_0' \sum_{n_1' \neq v B_1} \left\{ \frac{2\tau_1 L}{\tau_1^2 L^2 - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2} (1 - Be^{-x_1W}) e^{-/x - x_1/L} dx_1 - \frac{1}{\tau_1 L - 1} \int_{x_1} e^{-x_1^2/4L_3^2} (1 - Be^{-x_1W}) e^{-\tau_0/x - x_1/} dx_1 \right\}$$
(III-111)

Раскрывая интегралы, входящие в это выражение, получим

$$I = \frac{n_{0}^{\prime} \sum_{n_{\gamma} \tau \upsilon B_{1}}}{V_{\pi}^{\tau} \lambda L_{3}} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^{2} L^{2} - 1} \left[ e^{-x/L} \left( \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + \frac{x_{1}}{L}} dx_{1} - B \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1} \left( W - \frac{1}{L} \right)} \times \right. \\ \left. \times dx_{1} \right) + e^{x/L} \left( \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}/L} dx_{1} - B \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}(W + 1/L)} dx_{1} \right) \right] - \frac{1}{\tau_{\gamma} L - 1} \times \\ \left. \times \left[ e^{-\tau_{\gamma} x} \left( \int_{0}^{x} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} + \tau_{\gamma} x} dx_{1} - B \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}(W - \tau_{\gamma})} dx_{1} + e^{\tau_{\gamma} x} \left( \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\tau_{\gamma}} \times dx_{1} - B \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}(W - \tau_{\gamma})} dx_{1} + e^{\tau_{\gamma} x} \left( \int_{0}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}\tau_{\gamma}} \times dx_{1} - B \int_{x}^{\infty} e^{-x_{1}^{2}/4L_{3}^{2} - x_{1}(W - \tau_{\gamma})} dx_{1} \right) \right] \right\}.$$
 (III-112);

После некоторого преобразования это выражение можно свести к двенадцати рассмотренным выше однотипным интегралам. Вычисляя их в общем виде, получим соотношение

$$I(x) = \frac{n_0' j \Sigma_{n\gamma} \tau_v B_1}{\lambda} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma} L}{\tau_{\gamma}^2 L^2 - 1} \Phi_1(x) - \frac{1}{\tau_{\gamma} L - 1} \Phi_2(x) \right\}, \text{ (III-113)}$$

где  $\Phi_2(x)$  — то же, что и  $\Phi_1(x)$  в формуле (III—74) при замене  $\beta$  на  $\alpha$ ;  $\beta_1$ — на  $\alpha_1 = L_3(W - \tau)$  и  $\beta_2$ — на  $\alpha_2 = L_3(W + \tau_{\gamma})$  и 1/L— на  $\tau_{\gamma}$ .

Поскольку нас интересует число гамма-квантов, выходящих на дневную поверхность (x=0), получим

$$I(0) = \frac{n_0' j \sum_{n_1' \neq v B_1}}{\lambda} \left\{ \frac{2\tau_{\gamma'} L}{\tau_{\gamma'}^2 L^2 - 1} \Phi_1(0) - \frac{1}{\tau_{\gamma'} L - 1} \Phi_2(0) \right\}, \text{ (III-114)}$$

где  $\Phi_2(0)$  — то же, что и  $\Phi_1(0)$  в формуле (III—77) при замене  $\beta$  на  $\alpha$ и  $\beta_2$  на  $\alpha_2$ . Выражение в скобках обозначим через  $\Phi_{1,2}(0)$ .

По аналогии с выражением (III—109) скорость счета гамма-излучения радиационного захвата для НГМ может быть определена из соотношения

$$N_1 = \frac{\pi^2 j \xi Q \sum_{n\gamma} \varepsilon r_{\pi} \upsilon \tau B_1 f_1}{\lambda H} \Phi_{1,2}(0). \qquad (III-115)$$

#### 2. Большие высоты $(H \gg 1 M)$

Исходя из решения для однородной бесконечной среды (III—106) и учитывая коэффициент отражения нейтронов от породы при замедлении, получим следующее соотношение для скорости счета гамма-излучения радиационного захвата тепловых нейтронов в породе:

$$N_{1} = \frac{\varepsilon r_{\pi}^{2} j \sum_{\eta \gamma} Q (1 - \alpha_{3}) \tau v}{8} F_{1,2}(0) f(\gamma_{2}, H), \qquad (III-116)$$

где  $\gamma_2 = \tau_{118} + \tau'_{\gamma_8} (\tau'_{\gamma_8} - линейный коэффициент ослабления гамма-лучей радиационного захвата в воздухе).$ 

В случае учета утечки тепловых нейтронов аналогичное выражение будет иметь вид

$$N_2 = (1 - \alpha_{\rm T}) N_1. \tag{III-117}$$

Исходя из решения (III—114) для породы, граничащей с вакуумом, соотношение для скорости счета гамма-излучения радиационного захвата можно записать так:

$$N_{1} = \frac{\pi v r_{A}^{2} \xi Q_{J} \sum_{n_{1}} \tau v B_{1}}{\lambda} \Phi_{1,2}(0) f(\gamma_{2}, H). \quad (111-118)$$

#### § 4. ГЛУБИННОСТЬ СЪЕМКИ

Толщина слоя, в котором происходит взаимодействие нейтронов с ядрами атомов элементов, слагающих горные поролы, и образуются гамма-кванты или тепловые нейтроны, способные достичь детектора излучения, расположенного над поверхностью облучаемой породы, получила название глубинности или глубины исследования.

В зависимости от метода исследования горных пород, а следовательно, и ядерных процессов, происходящих в них, глубинность исследования будет различной для каждого вида съемки.

В ядерной геофизике величину глубинности исследования породы обычно определяют слоем породы *h*, из которого к детектору, расположенному над поверхностью облучаемой породы, поступает 90% гамма-квантов или нейтронов от общего числа, зарегистрированного прибором.

Глубину исследования пород обычно находят из соотношения

$$G(h) = \frac{F(h)}{F(\alpha)} = 0,9,$$
 (III-119)

где F(h) — функция, описывающая распределение потока гамма-квантов или нейтронов, вышедших на поверхность породы из ее слоя толщиной h;  $F(\infty)$  — то же, при  $h = \infty$ .

А. Для нейтронного гамма-метода неупругого рассеяния нейтронов, исходя из соотношения (III—23) для плоскопараллельного потока нейтронов, падающих нормально к поверхности породы, выражение (III—119) перепишем так:

$$G(h) = \frac{\int_{0}^{h} e^{-(\tau_{\min} + \tau_{\gamma n})x} dx}{\int_{0}^{\infty} e^{-(\tau_{\min} + \tau_{\gamma n})x} dx} = 0,9.$$
(111—120)

Интеграл в знаменателе сводится к выражению (III—23), а интеграл в числителе — к виду:

$$\int_{0}^{u} e^{-\left(\tau_{\mathrm{HII}}+\tau_{\gamma n}\right) x} dx = \frac{1-e^{-\left(\tau_{\mathrm{HII}}+\tau_{\gamma n}\right) h}}{\tau_{\mathrm{HII}}+\tau_{\gamma n}} \ .$$

Таким образом, выражение (III—120) можно записать:

$$1 - e^{-(\tau_{mn} + \tau_{n})/\hbar} = 0,9$$

или

$$e^{-(\tau_{111}+\tau_{111})/t}=0,1.$$

Логарифмируя это выражение, получим

$$(\tau_{nu} - \tau_{\gamma n}) h = -2.3 \lg 0.1 = 2.3,$$

откуда

$$h = \frac{2.3}{\tau_{\rm un} + \tau_{\gamma n}} = \frac{2.3}{\rho (u_{\rm u} + u_{\gamma})} . \tag{III-121}$$

Б. Сложнее определить глубинность нейтрон-нейтронного метода и нейтронного гамма-метода.

Изменение потока тепловых нейтронов с глубиной описывается функцией  $\Phi_1(x)$  в выражении (III—74). Ослабление потока тепловых нейтронов от плоского источника, находящегося на глибине x от поверхности породы, описывается уравнением (III—99). Поэтому глубинность ННМ по аналогии с (III—120) может быть оценена из соотношения

$$G(h) = \frac{\int_{0}^{h} \Phi_{1}(x) e^{-x/L} dx}{\int_{0}^{\infty} \Phi_{1}(x) e^{-x/L} dx} = 0,9.$$
(III—122)

Интегралы в этом выражении через элементарные функции выразить невозможно, поэтому их следует рассчитывать числению.

В. Глубинность нейтронного гамма-метода может быть оценена по аналогии с глубинностью ННМ. Действительно, распределение гамма-излучения радиационного захвата на глубине x описывается функцией  $\Phi_1(x)$  в формуле (III—74). Поскольку ослабление гамма-излучения в веществе от плоского источника подчиняется экспоненциальному закону  $e^{-\tau_1 n^x}$ , то величина глубинности НГМ может быть оценена из соотношения

$$G(h) = \frac{\int_{0}^{h} \Phi_{1,2}(x) e^{-\tau_{Yn} x} dx}{\int_{0}^{\infty} \Phi_{1,2}(x) e^{-\tau_{Yn} x} dx} = 0,9.$$
 (III—123)

#### § 5. РАЗМЕРЫ ОБЛУЧАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В автомобильной съемке для обеспечения защиты обслуживающего персонала от излучения генератора ускорительную трубку целесообразно размещать в специальной защите таким образом, чтобы излучение от мишени генератора было направлено в сторону земли, в конус с углом θ при его вершине. Следовательно, в автомобильной съемке размер облучаемой поверхности определится просто. Он будет зависеть от величины угла θ и высоты H.

Иначе обстоит дело при транспортировке аппаратуры на больших высотах. В этом случае для того, чтобы не создавать на уровне земли высоких доз излучения, необходимо применять генераторы нейтронов, имеющие по возможности наименьшие потоки излучения. С этой целью при проведении поисков полезных ископаемых необходимо использовать все излучение, идущее в сторону земли, т. е. в угле  $2\pi$ , и детектировать вторичное излучение со всей облучаемой поверхности. На практике в ряде случаев, возможно, будет целесообразным облучать поверхность земли направленными потоками нейтронов.

С целью определения размеров облучаемой площади, с которой детектора достигнет определениая доля излучения, например 50, 75, 90% и т. д., произведем следующие расчеты.

Величину радпуса облучаемой площади можно установить из соотношения:

$$G(r) = \frac{f(r)}{f(\infty)} = m, \qquad (\text{III}-124)$$

где f(r) — функция, описывающая распределение потока гамма-квантов или нейтронов, достигающих детектора с площадки радиусом r;  $\hat{f}(\infty)$  — то же, при  $r = \infty$ ; m — доля излучения, достигающая детектора от площадки радиусом r, выраженная в единицах доли излучения, идущего от площадки с  $r = \infty$ .

Для нейтронного гамма-метода неупругого рассеяния нейтронов, исходя из соотношения (III—36а), выражение (III—124) запишется в следующем виде: ,

$$m = \frac{f(r)}{f(\infty)} = \frac{\int_{0}^{r} \frac{e^{-\gamma \sqrt{H^{2} + r^{2}}}}{(H^{2} + r^{2})^{\frac{N}{2}}} r dr}{\int_{0}^{\infty} \frac{e^{-\gamma \sqrt{H^{2} + r^{2}}}}{(H^{2} + r^{2})^{\frac{N}{2}}} r dr},$$
 (III—126)

Интеграл в знаменателе  $f(\infty) = \frac{f(\gamma, H)}{H}$  (см. (III—36)).

С интегралом f(r) произведем такие же преобразования, как и с выражением (III—36а), а именно: поскольку  $R = \sqrt{H^2 + r^2}$ , получим

$$f(r) = \int_{H}^{R} \frac{e^{-\gamma R}}{R^{4}} dR.$$
 (III—126)

Для вычисления этого интеграла произведем следующие преобразования:

$$f(r) = \int_{H}^{\infty} \frac{e^{-\gamma R}}{R^4} dR - \int_{R}^{\infty} \frac{e^{-\gamma R}}{R^4} dR = \frac{f(\gamma, H)}{H} - \frac{f(\gamma, R)}{H}.$$

Здесь  $f(\gamma, R)$  — то же, что и  $F(\gamma, H)$  в выражении (III—36) при замене H на  $R = \sqrt{H^2 + r^2}$ .

Следовательно, окончательно выражение (III—125) может быть записано в следующем виде:

$$m = \frac{f(\gamma, H) - f(\gamma, R)}{f(\gamma, H)} \quad . \tag{III-127}$$

Для упрощения это соотношение можно представить так:

$$\frac{F(\gamma, R)}{F(\gamma, H)} = 1 - m.$$
(III-128)

Интересующую нас зависимость r = f(m) в явном виде получить невозможно, поэтому вначале необходимо построить зависимость  $F(\gamma, R)$ 

от r для конкретных значений H, а затем уже для каждых конкретных значений m и H определять величину r.

Для нейтрон-нейтронного метода выражение, аналогичное (III— 125), исходя из (III—82) и ему подобных, будет иметь следующий вид:

$$\frac{f(\gamma_1, R)}{f(\gamma_1, H)} = 1 - m. \tag{III-129}$$

Для нейтропного гамма-метода, исходя из соотношения (III—116) и ему подобных, соответствующее выражение запишем так:

$$\frac{f(\gamma_2, R)}{f(\gamma_2, H)} = 1 - m.$$
(III-130)

#### § 6 РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Горные породы, как уже отмечалось, являются средами со сложным химическим составом, поэтому с целью упрощения расчетов химический состав наиболее распространенных пород условно примем на основе табл. III—2. Здесь же приведены и некоторые параметры этих пород по отношению к быстрым и тепловым нейтронам. Состав воздуха возьмем следующим: 0,755 — азота; 0,232 — кислорода; 0,03 — аргона, а плотность — 1,29 · 10<sup>-3</sup> г/см<sup>3</sup>.

Гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах перечисленных элементов и гамма-излучение радиационного захвата нейтронов имеет сложный состав, поэтому с целью упрощения расчетов нами выбраны следующие средние значения энергии возникающих при этом гамма-квантов. Для гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов взяты следующие значения: кислород — 4,23 *Мэв* (4 кванта); алюминий — 3,9 *Мэв* (3 кванта) и углерод — 4,42 *Мэв* (1 квант). Излучение кремния и кальция при этом не учитывалось из-за отсутствия в литературе значений сечения реакции (n, n',  $\gamma$ ) на ядрах атомов этих элементов. Для гамма-излучения радиационного захвата нейтронов соответственно использовались такие значения энергии: кремний — 4,63 *Мэв* (1,07 кванта), алюминий — 7,72 *Мэв* (0,35 кванта) и кальций — 3 *Мэв* (0,86 кванта). В обоих случаях не учитывалось излучение железа, поскольку оно присутствовало в глине (с принятым нами составом) в малом количестве.

Расчет коэффициентов ослабления быстрых нейтронов в воздухе и в породах производился общепринятыми способами, изложенными выше, с использованием значений эффективных сечений.

Диаметр детектора примем равным 15 *см*, его эффективность по отношению к гамма-лучам — 20%, а к тепловым нейтронам — 100%.

Ниже оценим глубинность рассматриваемых методов, пеобходимую мощность генератора нейтронов, размеры облучаемой площадки и дозу излучения, создаваемую на поверхности земли.

Наименьшая величина глубинпости исследования пород отвечает НГМнр, а паибольшая ННМ.

Так, например, с помощью формул (III—104) и (III—105) установлено, что при исследовании песчаников глубинность ННМ и НГМ составляет соответственно 48 и 28 *см.* 

В главе 15 отмечается, что для водородсодержащих пород глубинность импульсных методов несколько выше глубинности стационарных методов. В общем же присутствие в породах влаги ведет к уменьшению их глубинности. Например, 5% влаги ведет к уменьшению глубиппости исследования примерно в 1,5 раза и т. д. Для НГМнр, исходя из (III—121), нетрудно показать, что глубинность исследования пород плотностью 1,5-2,5 г/см<sup>3</sup> не выходит за  $20\div10$  см.

Из этих расчетов видно, что глубинность всех перечисленных нейтронных методов практически соизмерима с глубинностью обычной гамма-съемки. Следовательно, при мобильной съемке с генератором нейтронов, как и при гамма-съемке, поиски и разведку полезных ископаемых можно вести по рудопроявлениям, выходящим на дневную поверхность, либо по их ореолам рассеяния в поверхностных отложениях.

Результаты определения скорости счета в относительных единицах по формуле (III—30) при облучении песчаника в условиях автомобильного НГМнр для разных H и  $\frac{\theta}{2}$  приведены в табл. III—3. Увеличение высоты транспортировки мишени генератора и уменьшение угла  $\frac{\theta}{2}$  ведут к уменьшению скорости счета.

Результаты расчета скорости счета в единицах  $\frac{N}{Q}$  для различных автомобильных методов в различных породах приведены в табл. III—4. Расчеты произведены для шести детекторов диаметром 150 *мм* (*H* = = 30 *см*,  $\frac{\theta}{2} = 30^{\circ}$ ,  $b = 0.3 \, cm$ ,  $H_1 = 15.5 \, cm$ ). В скобках указаны элементы, на которых происходят соответствующие реакции.

Из таблицы видно, что наименьшие скорости счета получаются для НГМ, а наибольшие — для ННМ.

Результаты вычисления скорости счета (для тех же счетчиков) в единицах  $\stackrel{N}{-}$  для высоты H=25 *м* приведены в табл. III—5. Для этого случая наибольшие величины скорости счета соответствуют НГМнр, а наименьшие — НГМ. Зависимость от высоты H скорости счета гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах кислорода в песчанике показана на рис. III—21.

Гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах азота и кислорода, содержащихся в воздухе, не оказывает существенного влияния на результаты измерений гамма-излучения, идущего из породы, поскольку слой воздуха, находящийся между детектором излучения и поверхностью земли при  $H=25 \ m$  и r=0, соответствует поверхностной плотности 3,2  $c/cm^2$ . При проведении исследований на больших высотах необходимо вводить поправки на влияние излучения кислорода воздуха в результаты измерения.

Изменение влажности пород и содержание в них сильно поглощающих элементов приводит к некоторому изменению показаний ННМ и НГМ. Увеличение влажности пород в пределах от 0 до 10% ведет к увеличению скорости счета ННМ примерно на 10% (рис. III—22).

Присутствие в породах 0,01% бора ведет к уменьшению показаний ННМ примерно в 5 раз (рис. III—23).

Задаваясь определенными погрешностями наблюдений  $\delta$  и временами t преодоления определенных расстояний по маршрутам или профилям (в зависимости от размеров пересекаемых площадей), можно более точно оценить необходимые скорости счета регистрируемого излучения для решения той или иной геологической задачи, а следовательно, и необходимое число детекторов и мощность генератора нейтронов:

$$\delta N = \sqrt{\frac{N}{t}}.$$
 (III-131)

Постоянная времени радиометра при этом не учитывается.

Таблица III—3

Таблица III—4

H <sub>2</sub> , см	$\left \frac{\theta}{2}, cpa\theta\right $	ь, см	Н1, см	$\frac{N}{Q}$			
30	30	0,3	15,5	$3,50 \cdot 10^{-5}$			
60	30	0,6	31,0	$1,75 \cdot 10^{-5}$			
90	30	0,9	46,5	$1,17 \cdot 10^{-5}$			
30	20	9,58	15,5	$1,58 \cdot 10^{-5}$			
60	20	19,16	31,0	$7,90.10^{-6}$			
90	20	28,74	46,5	$5,27 \cdot 10^{-6}$			
30	10	15,22	15,5	$3,98.10^{-6}$			
60	10	30,44	31,0	$1,99 \cdot 10^{-6}$			
90	10	45,66	46,5	1,3.10			

Скорость счета автомобильного НГМнр (в отн. ед.) для различных геометрических условий облучения песчаника

Скорость движения автомобиля выбирается равной 15—30 км/час  $(4-8 \ m/ce\kappa)$  и вертолета — 100—200 км/час  $(25+50 \ m/ce\kappa)$ . Поэтому при регистрации излучения с точностью до  $\delta = \pm 10\%$  скорость счета излучения за время t=0,05 сек (автомобиль за это время пройдет расстояние 20—40 см, а вертолет пролетит расстояние 1,25—2,5 м) должна составлять 2000 импульсов.

Соответственно при t=0,1; 0,5 и 1 сек скорости счета должны быть равными 1000, 200 и 100 импульсам. Автомобиль за это время при ука-

Metoi	< өрмула	Песчаник	Глина-1	Глина-2	Известняк
НГМнр	(111-30)	3,50.10 <sup>-</sup> (C)	$\frac{3,22 \cdot 10^{-5}(\text{O})}{5,23 \cdot 10^{-5}(\text{A})}$ 8,45 \cdot 10^{-5}	$\begin{array}{r} 3,47 \cdot 10^{-5} (\text{O}) \\ 1,07 \cdot 10^{-5} (\text{AI}) \\ 1,57 \cdot 10^{-7} (\text{C}) \\ \hline 4.55 \cdot 10^{-5} \end{array}$	$3,27 \cdot 10^{-5}$ (O) $1,59 \cdot 10^{-6}$ (C) $3,43 \cdot 10^{-5}$
ННМ	(111—39) (111—52) (111—77)	$2,72 \cdot 10^{-4} 2,0 \cdot 10^{-4} 7,07 \cdot 10^{-5}$	$\frac{1,97 \cdot 10^{-4}}{8,74 \cdot 10^{-5}}$ $1,51 \cdot 10^{-5}$	$   \begin{array}{r} 1,89 \cdot 10^{-4} \\    1,04 \cdot 10^{-4} \\    3,94 \cdot 10^{-5} \end{array} $	$2,14 \cdot 10^{-4} \\ 1,03 \cdot 10^{-4} \\ 8,30 \cdot 10^{-5}$
НГ.М	(111-109)	1,65·10 <sup>-6</sup> (Si)	$1, 16 \cdot 10^{-6}$ (A1)	$6,50 \cdot 10^{-7}$ (Si)	$2, 8 \cdot 10^{-6}$ (Ca)
	(111—110) (111—115)	$5,24 \cdot 10^{-7}$ (Si) $9,60 \cdot 10^{-7}$ (Si)	$5,67 \cdot 10^{-7}$ (Al) 3,47 \cdot 10^{-7} (Al)	$2,39 \cdot 10^{-7} (Ai)$ $1,91 \cdot 10^{-7} (Ca)$ $1,08 \cdot 10^{-6}$ $4,07 \cdot 10^{-7}$ $3,26 \cdot 10^{-7} (Si)$ $1,68 \cdot 10^{-7} (Ai)$ $3,20 \cdot 10^{-7} (Ca)$ $8,14 \cdot 10^{-7}$	$1, 39 \cdot 10^{-6}$ (Ca) $2, 85 \cdot 10^{-6}$ (Ca)

Скорость счета (в отн. ед.) N/Q ври автомобильной съемке

Таблица III — 5

Метод	Формула	Песчаник	Глина-1	Глина-2	Нзеестняк
ΗΓMar	)(11!—36)	1,55·10 <sup>-7</sup> (O)	$\frac{1,41\cdot10^{-7}(\text{O})}{2,11\cdot10^{-7}(\text{A1})}$ 3,52\cdot 10^{-7}	$1,52 \cdot 10^{-7}(O) 4,20 \cdot 10^{-8}(A) 6,1 \cdot 10^{-44}(C) 1000000000000000000000000000000000000$	$ \begin{array}{c} 1,45 \cdot 10^{-7}(\text{O}) \\ 6,78 \cdot 10^{-10}(\text{C}) \\ 1,457 \cdot 10^{-7} \end{array} $
ННМ НГМ	(III—82) (III—83) (III—81) (III—116)	$\begin{array}{c} 4,66\cdot10^{-8} \\ 1,37\cdot10^{-7} \\ 6,24\cdot10^{-9} \\ 1,80,10^{-9} (\text{Si}) \end{array}$	$3,38 \cdot 10^{-8} 5,96 \cdot 10^{-8} 2,02 \cdot 10^{-9} 1,38 \cdot 10^{-9} (A1)$	$1,94 \cdot 10^{-7}$ $3,24 \cdot 10^{-8}$ $7,11 \cdot 10^{-8}$ $3,64 \cdot 10^{-9}$ $6,03 \cdot 10^{-10}$ (Si) $2,27 \cdot 10^{-10}$ (Ai) $1,72 \cdot 10^{-10}$ (Ca)	$3,68 \cdot 10^{-8} 7,01 \cdot 10^{-8} 1,02 \cdot 10^{-8} 2,35 \cdot 10^{-9} (Ca)$
	(III—117) (III—118)	5,66·10 <sup>-10</sup> (Si) 1,30·10 <sup>-10</sup> (Si)	$\begin{array}{c} 6,77\cdot10^{-40}(\mathrm{Al})\\ 1,14\cdot10^{-9}(\mathrm{Al}) \end{array}$	$\frac{1,002 \cdot 10^{-9}}{3,75 \cdot 10^{-10}}$ $\frac{2,97 \cdot 10^{-10}}{2,46 \cdot 10^{-10}}$ $\frac{1,70 \cdot 10^{-10}}{10}$ $\frac{1,70 \cdot 10^{-10}}{(C_a)}$	1,42·10 <sup>-9</sup> (Ca) 3,06·10 <sup>-9</sup> (Ca)

Скорость счета на высоте  $H = 25 \ \text{м}$  (в отн. ед.) N/Q

занных скоростях пройдет расстояние 40-80 см, 2-4 н 4-8 м, а вертолет соответственно 2,5—5, 12,5—25 и 25—50 м. Аналогичным образом при  $\delta = \pm 20\%$  и t = 0.05; 0.1; 0.5 и 1 сек скорость счета равна 500, 250, 50 и 25 импульсам.



Рис. 111-21. Зависимость скорости счета гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов от высоты транспортиров. ки мишени ускорителя и де-(значения скорости тектора счета при H=25 м приняты условно за единицу).

исследованиях песчаников НГМнр при  $\delta = \pm 10\%$  и t = 0,05 сек скорость счета 2000 импульсов будет получена при  $Q = 1 \cdot 10^8$  нейтр/сек, а для  $\delta = \pm 10\%$  н t = 0,1 сек скорость счета 1000 импульсов будет получена



Рис. 111-22. Зависимость скорости счета тепловых нейтронов от содержания в песчаниках влаги.

Кривая / рассчитана по формуле (11-33), кривая 2 – по формуле (111-46). Скорость счета, соответ-ствующая сухому песчанику, принята условно за единицу.

Таким образом, с помощью табл. III—3 можно показать, что при

при Q=0,5 · 10<sup>8</sup> нейтр/сек. Аналогичным образом при исследовании пес · чаников НГМ указанные скорости счета могут быть достигнуты при  $Q \approx 1 \cdot 10^9$  нейтр/сек.

При аэросъемке указанные скорости счета могут быть получены при работе с генератором нейтронов, пспускающим 1 · 10<sup>10</sup> нейтр/сек для  $H\Gamma M_{HP}$  и ~  $10^{12}$  нейтр/сек для ΗΓМ (см. табл. III—4).

При регистрации отдельных линий излучения, возникающего в реакции  $(n, n', \gamma)$ и особенно в  $(n, \gamma)$ , мощность генератора необходимо несколько увеличивать. Поэтому для выявления небольших количеств некоторых элементов в горных породах ПО НГМнр и особенно НГМ следует либо повышать мощность генератора нейтронов, либо вести съемку при небольших скоростях движения транспорта.

Таким образом, в зависимости от конкретно решаемых задач в мобильной съемнеобходимо выбирать определенную ке мощность генератора нейтронов.



Рис. 111-23. Зависимость скорости счета тепловых нейтронов от содержания в песчанике влаги.

Кривая / рассчитана по формуле (11—33), кривая 2—по формуле (111—46). Скорость счета, соответствующая чистому песчанику, условно принята за единицу

Последнее время в ядерно-физических исследованиях стали применять детекторы излучения больших размеров — до 4 *м*<sup>2</sup> [34].

Естественно, применение таких детекторов излучения в аэросъемке по сравнению с шестью детекторами диаметром в 150 мм позволит примерно в 50 раз уменьшить мощность генератора нейтронов.

Уменьшение мощности генератора нейтронов, с одной стороны, и увеличение рабочей поверхности детектора — с другой, приводят к тому, что интегральная скорость счета гамма-излучения, обусловленная реакциями нейтронов на ядрах атомов элементов, слагающих горные породы, может стать соизмеримой с фоном естественного и космического излучения [7]. Однако при использовании импульсного режима работы генератора нейтронов и регистрирующей аппаратуры — особенно при измерении отдельных характеристик линий спектра гамма-излучения — скорость счета полезного излучения значительно превышает фоновую.

Выбирая различную длительность импульсов быстрых нейтронов и интервалов между ними, а также размеры и число детекторов для каж-



Puc. III-24. Зависимость фактора т от радиуса облучаемой поверхности песчаннка. 1 — транспортировка ускорителя на высоте 25 м; 2 — то же, на

высоте 50 м.

дого канала, при работе с импульсным генсратором нейтронов можно решать более широкий круг разнообразных геологических задач: от геологического картирования до поисков и разведки большого числа полезных ископаемых. При решении этих разнообразных 3aдач рассматриваемые методы весьма целесообразно комплексировать с другими видами мобильных геофизических съемок.

При этом, естественно, в зависимостп от постоянных времен приборов и скоростей движения транспорта регистрируемые аномалии смещаются в сторону его движения, что наблюдается, например, в авто- и аэро-гаммасъемках.

На практике из рассмотренных методов проще всего реализовать автосъемку, поскольку при этом требуются конструктивно более простые генераторы нейтронов по сравнению с теми, которые необходимы для аэропоисков полезных ископаемых. В то же время следует иметь в виду, что аэрометоды более производительны.

Генераторы нейтронов мощностью  $10^7 \div 10^8$  нейтр/сек в настоящее время используются для исследования нефтяных и газовых скважин. Кроме того, выпущена первая партия генераторов нейтронов для работ по активационному анализу в полевых условиях. Эти генераторы нейтронов предполагается размещать в кузове автомашины. Такие генераторы и им подобные вполне могут быть использованы и для автопоисков различных полезных ископаемых описанными выше методами.

К настоящему времени как в СССР [1, 18], так и за рубежом [25] созданы генераторы нейтронов, дающие потоки  $10^{10} \div 10^{12}$  нейтр/сек. На их базе, естественно, можно создать устройства, вполне пригодные для транспортировки на таких большегрузных вертолетах, как МИ-6 и др. В последнее время вертолет МИ-6 неоднократно применялся для перевозки различных грузов весом 6—8  $\tau$  на небольших высотах. Удобны для транспортировки генераторов нейтронов дирижабли.

О размерах облучаемых площадей пород в НГМнр можно судить по кривым, приведенным на рис. III—24; 75% регистрируемого гаммаизлучения достигает детектора с площадей радиусом 36 и 62 *м* соответственно при транспортировке ускорителя и детектора на высоте 25 и 50 *м*, 50% регистрируемого излучения достигает детектора соответственно с площадей радиусами 23 и 40 *м* и т. д. Таким образом, видно, что увеличение высоты транспортировки ускорителя и детекторов ведет примерно к пропорциональному увеличению и радиуса облучаемой поверхности породы.

#### § 7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

Исследования с генераторами нейтронов [27, 28, 33, 36] позволяют сделать ряд выводов о возможности их применения в мобильной съемке.

В работах [27, 28] рассматриваются эксперименты по определению в песке некоторых искусственных примесей элементов. Для получения нейтронов с энергией 14,6 Мэв был использован ускоритель Кокрофта Уолтона на 500 кэв, работающий в импульсном режиме. Длительность режима менялась от 2 до 20 мксек с частотой от 1 ги до 5 Мги и выходом до 10<sup>7</sup> нейтр/имп. Гамма-кванты регистрировались с помощью кристалла йодистого натрия диаметром 4,4 см и высотой 5 см, активированного таллием. В качестве вмещающей среды был выбран песок следующего состава (в ат. %: кислород — 64,6, кремний — 26,7, алюминий — 5,7, калий — 1,6, железо — 0,6, кальций — 0,5, прочие примеси — 0,3. Гамма-кванты неупругого рассеяния нейтронов регистрировались амплитудно-временным анализатором спустя 0,2 мксек после нейтронного импульса в течение нескольких десятых микросекунд. При этом было оценено, что гамма-кванты радиационного захвата нейтронов начинают регистрироваться лишь спустя 10 мксек. Измерялись они в течение 1 мксек.

В связи с тем, что эксперименты проводились в стационарных условиях, после нескольких импульсов на результаты измерений НГМнр начинает оказывать действие наведенная активность изотопов, образующихся в породе под влиянием различных реакций на нейтронах. Но поскольку гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов после импульса регистрировалось в течение десятых долей микросекунды, счет от наведенной активности не превышал 2%. Определение содержания в песке химических элементов, вступающих в реакцию (*n*, *n'*,  $\gamma$ ), велось по следующим реперным линиям: 6,14 *Мэв* — кислород; 2,21 *Мэв* — алюминий; 178 *Мэв* — кремний; 1,37 *Мэв* — магний; 0,84 *Мэв* — железо. Типичный спектр гамма-излучения для этих элементов показан на рис. III — 25 [28]. Кроме того, отдельные спектры гамма-лучей неупругого рассеяния нейтронов для железа, магния и алюминия (двух воэнергетических диапазонов) приве-

энергетических диапазонов) приведены на рис. III—26 [27]. Пик, обусловленный аннимляцией электронов и позитронов (0,511 *Мэв*), резко выраженный на всех кривых, использовался в качестве калибровочного.

Концентрация в песке 2,2 отн. % железа создает пик в 13 000 импульсов с энергией 0,84 *Мэв*. Пунктирная кривая на вставке к рис. III— 26, *а* отвечает фону. Увеличение в песке содержания железа с 2,2% до 3,85 и 5,31% ведет к заметному



Рис. 111—25. Точечный спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов.

увеличению скорости счета в области пика 0,84 *Мэв*. Пики 1,27 и 1,78 *Мэв* (см. тот же рис.) обусловлены кремнием, а пики 1,0 и 2,2 *Мэв* — алюминием.



Рис. 111—26. Спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов для железа (а), магния (б) и алюминия; в — диапазон до 2,5 Мэв; г — диапазон до 7,5 Мэв.

При определении содержания в породах небольших концентраций того или иного элемента измерения предлагается вести в относительных единицах [27]. В качестве опорного элемента использован кремний. Полученные градуировочные кривые для железа, магния и алюминия показаны на рис. 111—27.

При определении в породах низких концентраций магния его пик с энергией 1,37 *Мэв* начинает сливаться с пиком кремния с энергией 1,27 *Мэв*. Разделение этих пиков может быть осуществлено с помощью специальной обработки результатов [27]. Здесь же показано, что содержания в породе железа, магния и алюминия порядка 5% могут быть определены с относительной точностью не выше 10%. С такой же точностью можно найти и величину отношения кремнич к кислороду



Рис. III—27. Градунровочные кривые для железа (а), магния (б) и алюминия (в) (числа в скобках соответствуют ошибкам измерения).

По оси ординат отложены отношения количества атомов: Fe/Si (a), Mg/Si (б), Al/Si (a). По оси абсцисс — отношения отсчетов соответственно: 0,84 Мзв (Fe), 1,37 Мзв (Mg) и 2,2 Мзв (Al) к отсчету 1,78 Мзв (Si).

(см. рис. III—26, г). Чувствительность определения железа 0,69%.

В работе [45] показано, что при измерениях по НГМнр на плоской поверхности раздела можно определять содержание кремния и кислорода, а при измерениях НА — содержание алюминия, кремния и натрия в гранитах и базальтах.

В приведенных работах рассматриваются возможности применения нейтронных генераторов для определения содержания указанных выше элементов в породах лунной поверхности с высадившегося космического корабля.

При мобильной съемке генераторы нейтронов могут быть использованы для определения состава горных пород на земной поверхности не только по НГМнр, но также по НГМ и ННМ, а при точечных измерениях и по НА.

#### § 8. ВОЗМОЖНЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ

При мобильных съемках с регистрацией гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов можно будет решать следующие задачи:

a) определять состав пород по соотношению регистрируемых излучений, возникающих при реакции на ядрах атомов углерода, кислорода, алюминия и кремния;

б) выявлять карбонаты по реакции на ядрах атомов углерода и кальция;

в) выявлять месторождения бериллия\* по его спутнику — фтору,

<sup>\*</sup> Понски бериллия, естественно, лучше вести по примому методу [26].

r) выявлять магнезиты и доломиты по реакции на ядрах атомов магния;

д) выявлять месторождения сульфидов по реакции на ядрах атомов серы;

е) выявлять месторождения железа, пикеля, меди, цинка и других элементов.

Спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах перечисленных элементов приведен в приложении 5.

При мобильной съемке с регистрацией гамма-излучения радиационного захвата тепловых нейтронов можно решать следующие основные задачи:

a) по соотношению кремнезема к глинозему, патрию, магнию, кальцию и калию определять состав пород;

б) вести поиски фосфоритов по реакции на ядрах атомов фосфора;

в) выявлять месторождения хрома, марганца, железа, никеля, меди и других элементов.

Спектр гамма-излучения радиационного захвата нейтропов ядрами перечисленных элементов приведен в приложении 6.

При мобильной съемке с регистрацией тепловых нейтронов можно вести поиски следующих полезных ископаемых:

а) бора в осадочных породах и в районах развития магнезиальных скарнов на контакте гранодиорит-диорит-спенитовых интрузий с карбонатными породами и т. д.;

б) лития в районах развития гранитных пегматитов;

в) редкоземельных элементов в сиенитах, пегматитах, полиметаллических рудах, монацитовых песках, карбонатитах и т. д.;

г) кадмия в сульфидных рудах;

д) ртути в низкотемпературных сульфидных рудах;

е) марганца в районах развития осадочных толщ;

ж) железа в скарновых зонах, метаморфических и осадочных породах.

Ясно, что при помощи нейтронного метода (см. § 6 этой главы) достаточно уверению можно определять содержание в породах бора, начиная примерно с 0,01%. Это эквивалентно содержанию в породах лития 0,07%, кадмия — 0,024%, самария — 0,0125%, гадолиния — 0,0028%, ртути — 0,4%, индия — 0,4% и т. д.

Поскольку показания НГМ и ННМ зависят от изменения влажности пород, при проведении этих исследований необходимо определять влажность пород. На практике это может быть осуществлено регистрацией надтепловых нейтронов.

При решении различного рода задач аэросъемку с генератором нейтронов необходимо сочетать с аэро-гамма-съемкой и аэромагнитной съемкой.

По сравнению с перечисленными методами значительно труднее реализовать метод нейтронного активационного анализа при проведении воздушной съемки и в меньшей мере при проведении наземной съемки, поскольку для их осуществления необходима еще более высокая мощность генератора нейтронов и более сложная методика исследований.

Поскольку на показания всех рассматриваемых методов оказывает влияние небольшой слой породы, результаты мобильных съемок могут быть широко использованы в агрохимическом и биогеохимическом картировании.

При воздушной съемке наличие деревьев в залесенных районах местности несколько снижает скорость счета и, возможно, приводит к другим осложнениям. Поэтому при съемке в этих районах необходимо

увеличивать потоки дейтонов на мишень генератора нейтронов по сравнению с открытыми участками местности. На практике эта задача в каждом конкретном случае может быть решена серией экспериментальных полетов. Чтобы исключить влияние изменения высоты полета вертолета на результаты измерений воздушной съемки, аппаратура должна быть снабжена системой авторегулировки тока дейтонов на мишень в зависимости от изменений высоты полета и т. д.

Наиболее перспективной областью применения ядерно-геофизических методов в целом и аппаратуры с нейтронными генераторами являются исследования космических объектов (Луны и т. д.). Первые исследования лунных пород, выходящих на поверхность, произведены с помощью 32-канального гамма-спектрометра, установленного на борту космического корабля «Луна-10». В апреле 1966 г. этот корабль был запущен на окололунную орбиту. На основе проведенных исследований естественной радиоактивности было установлено, что выходящие на поверхность Луны горные породы имеют основной (типа базальтов) и ультраосновной (типа дунитов или хондритов) состав. Первые из них связаны с лунными «морями», а вторые — с «материками».

С помощью американского космического корабля «Сервейор-5», запущенного на Луну в сентябре 1967 г., на поверхность горных пород была выпущена аппаратура, основанная на измерении интенсивности рассеянного альфа-излучения. В результате проведенных исследований в одной точке моря Спокойствия было установлено, что породы имеют состав, близкий к земным базальтам. Содержание кислорода в них 53 -63%, кремния — 15—21%, алюминия — 4—8%, далее идут элементы: кальций — 6—10%; железо — 9—16%, титан — 3—4,5%, магний — 2,65% и натрий — 0,3%.

Более подробные сведения о изучении лунных пород приводятся в книгах [93, 94] раздела IV.

При высадке на Лупе танкетки с аналогичной аппаратурой состав пород можно также определять в процессе движения.

#### § 9. ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ

Естественно, вопросы техники безопасности при съемках в движении в земных условиях относительно просто можно решить в автомобильных методах, поскольку в этом случае потребуются генераторы нейтронов небольшой мощности. Для защиты персонала, обслуживающего аппаратуру, ускорительную трубку генератора нейтронов и детекторы излучения, как уже указывалось, целесообразно размещать на специальном прицепе, оборудованном биологической защитой из парафина, бора и кадмия. Такой же защитой, очевидно, следует оборудовать и заднюю часть кузова автомашины.

При аэросъемке с использованием генератора нейтронов мощностью  $10^{10}$  нейтр/сек на высоте 25 *м* поверхности земли достигают потоки в 130 нейтр/см<sup>2</sup> · сек (более точные оценки потоков нейтронов можно произвести по данным, приведенным в работе [39]). При скорости полета вертолета 200 км/час (~ 50 м/сек) таким потоком люди и животные, случайно попавшие под него, будут облучаться в течение ~ 1 сек, поскольку участок шириной ~ 60 м вертолет пересекает примерно за 1 сек.

Для гражданского населения предельно допустимая дневная доза в 100 раз меньше, чем для лиц, работающих с излучением, и равна 4320 *нейтр/см<sup>2</sup> · день*. Указанная же выше доза меньше этой величины в 33 раза и совершенно безопасна. Заметим, кстати, что при медицииских диагностических исследованиях человек за свою жизнь получает более высокие дозы облучения, чем он может получить при воздушной съемке, случайно попав под поток излучения. Вообще же при полете над населенными пунктами генератор пейтронов следует выключать, поскольку из-за малой глубинности рассматриваемых методов эти районы не представляют никакого интереса при поисках полезных ископаемых. Наиболее перспективны для мобильной съемки малонаселенные районы Сибири, Дальнего Востока, Казахстана и др.

С целью обеспечения безопасности экипажа вертолета и персонала, обслуживающего генератор нейтронов и радиометрическую аппаратуру, нейтронную трубку генератора следует размещать в специальной гондоле, выпускаемой из вертолета на тросе-кабеле на безопасную высоту. В этой гондоле также целесообразно размещать и детекторы излучения. Для надежной защиты экипажа вертолета и персонала, обслуживающего аппаратуру, нейтронная трубка сверху должна быть оборудована теневой биологической защитой (парафиновым экраном с примесью бора и слоем кадмия).

Внедрение всех перечисленных методов в практику геофизических исследований, несомненно, позволит значительно повысить производительность геологопоисковых и разведочных работ при решении самых разнообразных задач.

# РАЗДЕЛ IV

### ГЛАВА 13

НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ КАРОТАЖ

## МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

В настоящей главе рассматриваются лишь разновидности этого метода, основанные на применении ампульных источников нейтронов.

Нейтрон-нейтронный каротаж предложен в 1947 г. профессором Л. С. Полаком и им же опробован в 1948 г. на одной из нефтяных скважин в районе г. Бугуруслана.

К настоящему времени в практике геофизических исследований скважин в основном нашли применение две разновидности нейтроннейтронного каротажа, основанные на измерении тепловых (ННК-т) и надтепловых (ННК-н) нейтронов. Кроме того, намечаются также еще следующие модификации: ННК-р, основанная на регистрации резонейтронов, ННК-б, нансных OCнованная на регистрации быстрых нейтронов, и ИННКс, основанная на изучении пространственно-временного анализа тепловых нейтронов по методике корреляции, а также некоторые их модификации (см. §1 гл. 5).

ННК широко применяется в нефтепромысловой геофизике для расчленения и корреляции разрезов, а также для выявления коллекторов и т. д. Интересующихся этими вопросами отсылаем к литературе [2, 3, 6, 14, 18, 25, 30, 31, 34, 48—53]. Кроме нефтепромысловой геофизики, этот метод применяется для определения в породах бора, марганца, ртути, редких земель и т. д. Вопросы теории ННК рассматриваются в работах [3, 15, 35, 51] и др.

#### § 1. АППАРАТУРА

Для детектирования медленных (ННК-т) и надкадмневых (ННК-н) нейтронов могут применяться пропорциональные борные или сцинтилляционные счетчики, созданные на основе бора и лития (см. § 1 гл. 3).

Серийная аппаратура радиоактивного каротажа (РК) на пропорциональных борных счетчиках в настоящее время не выпускается. Для измерения потоков нейтронов в скважинах обычно используются каротажные сцинтилляционные гамма-раднометры, в которых вместо гамма-люминофора используются нейтронные люминофоры: сериистый цинк с примесью бора (люминофор типа T-1) или литиевые силикатные стекла (см. § 1 гл. 3).

Для исследования скважин ННК могут применяться следующие приборы, выпускаемые отечественной промышленностью.

1. Портативный сцинтилляционный каротажный раднометр типа СРП-2к. Для проведения ННК этот прибор необходимо снабжать приставкой (хвостовой частью) для размещения источника и экрана. Прибор СРП-2к рассчитан лишь на скважины малого днаметра — 50 мл (первый вариант) и 35 мл (второй вариант) и глубину до 25 м.

В связи с тем, что прибор СРП-2к спабжен лишь стрелочным индикатором, запись показаний ННК может вестись лишь по точкам. Для измерения скорости счета в этом приборе может быть использована приставка с электромеханическим счетчиком, описаниая в § 1 гл. 6.

2. Малогабарптный скважниный прибор для радноактивного карстажа типа РКМ-5, эксплуатирующийся со станциями НГГК [25]. Может применяться для исследования скважии диаметром свыше 41,5 мм и глубиной до 150 м. Запись диаграмм ННК осуществляется с помощью имеющегося в комплекте прибора самописца, а точечные замеры — с помощью ЭМСа.

3. Переносной гамма-каротажный сцинтилляционный раднометр типа ПРКС («Виток») [54]. Как и СРП-2к, его необходимо дополнительно снабжать хвостовой частью. Этот прибор предназначен для исследования скважии с диаметром свыше 40 мм и глубиной до 150 м. В комплекте аппаратуры имеется самописец и ЭМС.

4. Каротажный сцинтилляционный раднометр типа КРС [54]. Для измерений по ННК этот прибор необходимо снабжать хвостовой частью. Прибор предназначен для исследования скважин днаметром свыше 65 мм и глубнной до 1 км. Прибор в своем комплекте имеет самописец, ЭМС и стрелочный индикатор.

5. Каротажный раднометр типа РК-ЛС-60 (РК-60Л) (раздел I, [75, 99]). Этот прибор может применяться для исследования скважин диаметром свыше 60 *мм* и глубиной до 2 *км*. В комплекте прибора имеется самонисен, ЭМС и стрелочный индикатор. Прибор входит в комплект каратожной станции АКС-250, смонтированной на автомащине ГАЗ-69.

Помимо перечисленных приборов, для ННК могут быть использованы и некоторые другие [80].

Ниже перейдем к рассмотрению методик. Методика измерения потоков тепловых и надтепловых нейтронов в скважниах аналогична методике измерения этих потоков в методах полевой съемки (см. раздел III). Поэтому мы ее здесь специально не рассматриваем. В последние годы внимание исследователей все шире начинают привлекать вопросы измерения в скважинах потоков резонансных нейтронов для решения различных геофизических задач. В связи с тем, что эта методика имеет много специфичного, авторы сочли необходимым рассматривать ее в специальном параграфе перед рассмотрением общих факторов, влияющих на результаты исследования скважин методом ННК.

#### § 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ В СКВАЖИНАХ

Как уже неоднократно отмечалось, в ННК применяются детекторы, основанные на захвате бором или литием нейтронов. Оба эти детектора являются широкополосными приемниками медленных нейтронов, эффективность которых меняется с энергией нейтронов E по закону  $1/\sqrt{E}$ . Эти детекторы могут применяться также для измерения эффективной энергии нейтронов путем пропускания потока нейтронов через борные фильтры (см. § 4 гл. 1). Однако по этой методике и по методике измерения надтепловых нейтронов также осуществляется измерение потока нейтронов в широких областях энергий.

При решении же ряда задач ННК возникает необходимость измерения потоков нейтронов в некоторых узких локальных интервалах энергий. На практике эта задача может быть решена путем применения в приборах ННК резонансных фильтров. Х. Е. Холлом [43] для детектирования резонансных энергий нейтронов предложены устройства, основанные на использовании гафния ( $E_p = 1, 1 \ \beta B; 7, 8 \ \beta B$ ) и индия ( $E_p = 1, 45 \ \beta B$ ). Для этих целей могут быть применены и другие резонансные фильтры (см. табл. I-23, I-26 и II-9). Элементы, входящие в состав материала фильтра, захватывая нейтроны в основном по реакции  $(n, \gamma)$ , дают радиоактивные изотопы, распадающиеся с различными периодами полураспада, с испусканием бета-частиц, позитронов и гамма-квантов. Х. Е. Холл для детектирования резонансных нейтронов предложил измерять наведенную активность возникающих изотопов с помощью различного типа бета- или гамма-счетчиков. Для того чтобы на эти счетчнки не оказывало влияние гамма-излучение, возникающее в горной породе, счетчик с фольгой рекомендуется защищать снаружи свинцовым или вольфрамовым экраном толщиной порядка 2,5 см.

В связи с тем, что фольги способны захватывать тепловые нейтроны, глубинный прибор снаружи рекомендуется окружать слоем кадмия. В зависимости от периода полураспада образующихся изотопов измерения по ННК-р при этом следуст вести либо непрерывно, либо по точечным замерам.

Некоторые результаты качественного характера при изучении на модели пласта пространственно-энергетического распределения нейтронов по активации резонансных детекторов рассматриваются в работе [55].

Задача измерения узкоэнергетических потоков нейтронов решается при использовании реакции  $(n, \gamma)$ , возникающей при резонансных энергиях, что может быть использовано и для регистрации резонансных нейтронов в непрерывном режиме работы аппаратуры. Гамма-излучение радиационного захвата резонансной фольги-детектора можно измерять с помощью сцинтилляционного счетчика, защищенного свинцом — для устранения влияния захватного гамма-излучения породы — и кадмием или бором — для защиты люминофора от активации тепловыми нейтронами, см. [104, раздел I].

Кроме того, при непрерывных измерениях потоков нейтронов могут быть использованы два сцинтилляционных детектора надтепловых нейтронов, совмещенных торцами и работающих по схеме компенсации. При этом один из них окружается резонансным фильтром (см. п. 4 § 2 гл. 3). Однако такие устройства при работе с ампульными источниками можно применять лишь для точечных измерений резонансных нейтронов. При измерениях потоков нейтронов в процессе подъема глубинного прибора необходимо использовать мощные источники порядка 10<sup>8</sup> нейтр/сек. Такие потоки нейтронов могут быть получены лишь от генераторов нейтронов.

#### § 3. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

При изучении разрезов скважин на показания ННК оказывают влияние факторы, обусловленные устройством глубинного прибора, самой скважиной с ее заполнением. Кроме того, показания прибора зависят от элементного состава горных пород, их водонасыщенности и плотности.

#### 1. Выбор параметров глубинных приборов

Показание прибора ННК в сильной степени зависит от конструкции глубинного прибора: типа детектора, источника нейтронов, размера зонда, экрана, расположенного между источником и детектором нейтронов, диаметра глубинного прибора, материала и толщины корпуса, а также от взаиморасположения отдельных деталей. Поэтому при получении сопоставимых диаграмм ННК необходимо применять стандартизированную аппаратуру. Однако в связи с тем, что такая аппаратура не выпускается, геофизикам приходится для этих целей применять разнообразную аппаратуру (см. § 1 этой главы). Перед исследованием скважин такая аппаратура должна быть отградуирована на специальных моделях.

Корпус глубинных приборов обычно изготовляется из стали и дюралюминия. При исследовании скважин предпочтительнее пользоваться приборами с дюралюминиевыми корпусами, обладающими более низкими поглощаюшими и рассеивающими свойствами, чем железо. По этим соображениям при ННК невыгодно также применять и различные пластмассовые материалы, содержащие в больших количествах водород, обладающий высоким сечением рассеяния нейтронов.

Расстояние между источником и детектором (размер зонда) целесообразно выбирать в зависимости от конкретно решаемой задачи самым различным — от нулевого и до максимального (70—80 см). В работе со сцинтилляционными счетчиками нулевой размер зонда может быть реализован при контакте детектора с источником, а в работе с пропорциональными счетчиками — при размещении источника около центра одного счетчика. Однако в этом случае устройство становится несимметричным по отношению к своей оси. Поэтому, если позволяет диаметр глубинного прибора, источник лучше всего размещать в центре прибора, окружая его снаружи группой счетчиков. Наиболее подходящими для этого случая являются счетчики типа СНМ-12 и СНМ-13 (см. табл. I—20). Наконец, нулевой зонд может быть реализован путем размещения нескольких источников вокруг одного счетчика или путем расположения одного источника между торцами двух счетчиков. Кроме того, подобного рода зонд можно реализовать при размещении счетчика между двумя источниками. Последние два зонда являются симметричными, причем первый из них следует назвать симметричным счетчиковым (источник находится между торцами счетчиков), а второй — симметричным источниковым зондом (счетчик своими торцами соприкасается с источниками).

При значительных размерах зонда в пространстве между счетчиком и источником размещаются специальные экраны, предназначающиеся для защиты детектора от нейтронов прямого фона. Их рекомендуется делать из парафина и свинца. Парафин при этом располагается вблизи детектора, а свинец — вблизи источника нейтронов. Свинец необходим для снижения энергии нейтронов при их неупругом рассеянии и для поглощения гамма-лучей, возникающих при этом и идущих из источника. Применяемые детекторы нейтронов обычно чувствительны к гамма-лучам (см. § 1 гл. 3). К парафину иногда специально примешивают бор. Однако это не всегда целесообразно в связи с тем, что бор интенсивно поглощает нейтроны, попадающие в скважину, и уменьшает измеряемый эффект. В ряде случаев это может мешать решению поставленной задачи, например, при определении эффективных энергий (см. § 4 гл. 1) и т. д. При решении же других задач, например при НГК и ИННК, иногда, наоборот, в скважину специально рекомендуют добавлять поглотители [82]. Это, собственно, как раз и может быть осуществлено путем размещения в глубинном приборе (или снаружи его) сильных поглотителей. Вообще же для выбора экранов в глубинных приборах необходимо проводить специальные исследования применительно к конкретно решаемой задаче. Тип таких экранов может быть самым разнообразным. В пекоторых случаях экраны вообще бывают не нужны, например, при измерении эффективной энергии нейтронов, при работе на нулевых размерах зондов и т. д. Применительно к решаемой задаче иногда бывает важно выбирать специальную конструкцию и других деталей глубинного прибора.

В связи с тем, что на показания глубинных приборов НПК оказывает влияние буровой раствор. заполияющий скважину, для исследований таких скважин И. П. Кошелевым и др. [26, 27, 44] был создан специальный глубинный прибор диаметром 73 *мм* с пропорциональным борным счетчиком типа СНМО-5. Снаружи этот детектор окружен экраном из кадмия и аморфного бора (толщиной 15 *мм*) с продольной щелью шириной 20 *мм* по всей длине счетчика. С помощью рессорной пружины такой снаряд незаэкранированной стороной счетчика прижимался к степке скважины. Для измерения падтепловых нейтронов вместо бора счетчик со всех сторон окружался парафином, а снаружи — кадмием.

Аналогичный прибор с прижимной пружиной описан в работах [58, 91].

При каротаже скважин, как и при любой мобильной съемке, наблюдается смещение регистрируемых кривых в сторопу движения приборов. Эти искажения определяются величиной произведения  $v\tau$ , где v — скорость перемещения прибора, а  $\tau$  — сго постоянная времени. Поэтому для определенных скоростей v необходимо выбирать соответствующие постоянные времени.

#### 2. Влияние скважины

Исследуемые скважины в зависимости от их диаметра, обсадки и заполнения могут оказывать различное влияние на результаты ННК.

Характер этих зависимостей обычно бывает следующим. Вначале с увеличением диаметра скважины регистрируемая скорость счета возрас-

стает, а затем. после выхода на максимум спадает. Для больших же размеров зондов увеличение диаметра скважины сразу приводит к уменьшению регистрируемой скорости счета. Характер этих зависимостей может меняться не только с изменением размера зонда, но и с изменением водородсодержания пород и содержания в них поглощающих элементов.

Показания приборов ННК зависят также от положения глубинного прибора по отношению к центру скважины. В работе ([75], см. раздел I), в частности, указывается, что в зависимости от содержания воды в породах показания будут меняться в широких пределах: от 20 до 30% против пластов с содержанием воды до 35% по объему и до 200—300% против пластов с содержанием воды до 8% объемных.

Применительно к исследованию нефтяных скважин рассматриваемые вопросы излагаются также в работе Ю. А. Гулина и др. [14].

Характер заполнения скважии тоже влияет на результаты ННК. Поэтому при проведении количественных измерений по разрезам скважил применяемую аппаратуру всегда необходимо эталонировать как на специальных моделях, так и в скважинах.

Для устранения влияния бурового раствора на показания ННК, как уже говорилось, приборы снабжают борными экранами с пазами и пружинами.

#### 3. Влияние изменений состава горных пород и глубинность их исследования

В § 3—5 г.л. 1 было показано, что замедляющие и диффузионные свойства горных пород в сильной степени зависят от их водородсодержания, плотности и концентрации элементов с высокими сечениями захвата медленных нейтронов. Кроме того, эти свойства зависят также от изменения элементного состава пород. Поэтому, естественно, и показания ННК зависят от содержания в породе свободной и кристаллизационной воды, от состава самих пород, их плотности и содержания сильно поглощающих элементов. Эти факторы и положены в основу ННК, который, как отмечалось, может применяться для литологического расчленения разрезов скважин, выявления коллекторов и определения содержания в породах сильно поглощающих элементов.

В зависимости от состава горных пород глубинпость их исследования также различиа. Полагая, что из цилиндрического слоя, окружающего сухую скважину, прибора достигает 90% регистрируемого излучения, величина глубинности ННК-и может быть оценена по формуле, выведенной С. А. Кантором (раздел I, [75]) для водородсодержащих сред

$$R = 2, 1 \left( 1 + \frac{\lambda^2 l^2}{12L_s^4} \right) L_s, \qquad (IV-1)$$

где  $\lambda$  — средняя длина свободного пробега нейтронов в породе (принята постоянной для всего изучаемого диапазона эпергий от быстрых до надтепловых); l — длина зонда;  $L_s$  — длина замедления нейтронов.

Значения глубинности, рассчитанные С. А. Кантором для некоторых горных пород, приведены в табл. IV—1. Увеличение плотности среды и содержания в ней воды ведет к уменьшению глубипности исследования горных пород. Увеличение размера зонда от 25 до 75 *см* способствует весьма слабому увеличению глубинности исследования сухих пород (0.6% — сухой несок, до 3,5% — доломит). Во влажных породах увеличение длины зонда ведет к более заметному увеличению глубинности изучения пород. Так, например, для песка с 10%-ной влажностью увели-

Порода	р, г/см <sup>3</sup>	L <sub>s</sub> , см	Глубинность для зондов размерами, см		
			25	50	75
Песок SiO <sub>2</sub> Песок+5% H <sub>2</sub> O Песок+10% H <sub>2</sub> O Песчаник SiO <sub>2</sub> Известняк CaCO <sub>3</sub> Доломит CaMg(CO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	1,651,701,752,652,722,90	46,0 25,4 19,7 27,5 25,0 20,8	96,6 53,9 42,4 57,8 52,6 43,8	97,0 55,6 44,5 58,1 52,8 44,3	97,2 58,5 48,5 58,6 53,4 45,3

Глубинность ННК-н (см) по С. А. Кантору

чение размера зонда от 25 до 75 см повышает глубинность изучения пород на 14%.

В связи с тем, что для пород, не содержащих водорода, глубинность практически не зависит от размера зонда, в формуле (IV—1) вторым членом в скобках по сравнению с единицей можно пренебречь. Поэтому (IV—1) можно записать в следующем виде:

$$R = 2, 1L_s. \tag{IV-2}$$

Для ННК-т глубинность исследования горных пород соизмерима с глубинностью ННК-н (см., в частности, табл. IV—7).

Для увеличения глубинности ННК-т предлагается [68] на детекторе нейтронов (главным образом на пропорциональном нейтронном счетчике) устанавливать кадмиевые кольцеобразные экраны жалюзного типа, позволяющие принимать нейтроны с определенных направлений.

#### § 4. МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ ВОДОНОСНЫХ ГОРИЗОНТОВ И УГОЛЬНЫХ ПЛАСТОВ

Выявление водоносных горизонтов. Эта методика широко применяется в комплексе с другими методами РК для выявления коллекторов в нефтепромысловой геофизике, а также для определения влажности горных пород при инженерно-геологических и других исследованиях. Влажность горных пород приходится учитывать или, если возможно, исключать при определении в породах элементов с высокими сечениями поглощения тепловых нейтронов.

В настоящем параграфе рассмотрим определение влажности пород в скважинах. Характер градуировочных кривых при этих условиях зависит от конструкции глубинного прибора и, в частности, от экрана, расположенного между детектором и источником. Так, кривые, полученные Ш. А. Губерманом [17], при работе со свинцовым и парафиновым экранами, показаны на рис. IV—1. Скважина имела диаметр 184 *мм*, глубинный прибор — 100 *мм*. Прибор располагался у стенки скважины, заполненной водой.

Для интервала изменений пористости 2—3% характерен максимум у всех зондов. Кроме того, для зондов 30, 40 и 50 *см* наблюдается второй максимум. В случае парафинового фильтра он расположен в области 20%-ной пористости, а в случае свинцового экрана — в области 50%-ной пористости.

Аналогичная зависимость для ННК-н с парафиновым экраном приведена на рис. IV—2. Видны два максимума. Из них второй наблюдается только для зондов 30, 40 и 50 *см*, для зонда 30 *см* — в области 20%-



Рис. IV—1. Зависимость показаний ННК-т от пористости заполненного водой песчаника. а — свинцовый фильтр; б — парафиновый. Шифр кривых — размер зонда (см).

ной пористости, а для других зондов — примерно в области 12%-ной пористости. По этим вопросам см. также [93, 94, 96].

Пористость пород по данным ННК устанавливают примерно с точностью до 2%. При этом следует иметь в виду, что пористость минерализованных пластов определяют по данным ННК-и, а опресненных — по ННК-т.

Помимо ННК-т и ННК-н, для определения влажности пород может применяться модификация ННК на быстрых нейтронах ННК-б. Х. Е. Холлом [42] для этой цели предложен прибор с люминофором из фтористого кальция (CaF<sub>2</sub>) размером 50×100 мм. В качестве источника

нейтронов может применяться ампульный препарат или генератор нейтронов. Размер зонда предлагается выбирать равным 48 *см*. На этом зонде, как отмечает Х. Е. Холл, меньше всего сказываются отклонения прибора ст оси скважины на результаты измерений. Для устранения отклонений прибора от стенок скважины его рекомендуется снабжать прижимным устройством. Фтор, как известно (см. табл. I—25), может вступать с нейтронами, имеющими энергию не ниже 3,1 *Мэв*, в реакцию  $F^{19}(n, \alpha) N^{26}$ . Образующийся изотоп азота-16 имеет период полураспада 7,3 сек, при этом испускаются бетачастицы с максимальной энергией 10,4 Мэв и гамма-кванты с энергней 6,1 и 7,1 *Мэв*. Сечению этой реакции присущ широкий максимум, равный 0,28 барн для нейтронов с энергией



Рис. IV—2. Зависимость показаний НИК-и от пористости заполненного водой песчаника.

Шифр кривых — размер зонда (см).

5,9 *Мэв.* С помощью дискриминационного устройства, настроенного на энергию 10 *Мэв,* можно регистрировать излучение, обусловленное рассматриваемой реакцией. Постоянная времени глубинного прибора при этом не должна быть меньше 7,3 *сек.* Увеличение глубинности ННМ-б может быть достигнуто коллимацией источника нейтронов [76].

Выявление угольных пластов. Угли, как известно, наряду с углеродом содержат и водород в концентрациях от 1% (антрацит) до 10—12% (сапропилит). Это обстоятельство позволяет применять метод ННК и НГК для выделения в разрезе скважин угольных пластов, залегающих среди пород малой влажности.

Опробованием ННК для выявления угольных пластов по разрезам скважин занимались О. Д. Беломар и др. [7]. Исследования проводились с аппаратурой РК-Л-60 на зондах размерами 3, 15, 30 и 45 *см.* В качестве нейтронного люминофора в приборе использовался сернистый цинк с примесью обогащенного бора-10.

В результате проведенных исследований было установлено, что угольные пласты четко отбиваются минимумами на зондах 30 и 45 *см* и максимумами — на зонде 3 *см*, из чего следует, что характер кривых согласуется с результатами определения влажности пород, которые на малых зондах отвечают максимумам скорости счета, а на больших — минимумам (см. рис. III—1).

Авторы [7] считают, что для выделения угольных пластов зонд размером 3 *см* наиболее приемлем. При этом достаточен источник активностью (3—5) · 10<sup>5</sup> *нейтр/сек*.

#### § 5. МЕТОДИКА ИСКЛЮЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ВЛАЖНОСТИ ПОРОД НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОГО КАРОТАЖА

Методика исключения влияния влажности пород применительно к исследованию бурок и шпуров излагается в § 2 гл. 10. Здесь рассмотрим аналогичную методику применительно к исследованию скважин.

Воспользовавшись данными рис. IV—1, б и рис. IV—2, построим зависимость отношения скоростей счета тепловых и надтепловых нейтронов (*M*) от пористости песчаника (рис. IV—3). При работе с прибором диаметром 100 *мм* с парафиновым экраном (когда исследуются скважины диаметром 184 *мм*) плато наблюдается лишь для зонда размером 60 *см* в диапазоне пористостей 4—13%. Данных по ННК-н при наличии в приборе свинцового фильтра, к сожалению, нет.

Для больших размеров зондов показания ННК-т и ННК-н в полулогарифмических координатах связаны линейно с пористостью пород (при m > 2%):

$$N_{\tau}^{60} = a - b \ln m;$$
 (IV-1')

$$N_{\rm H}^{60} = a_1 - b_2 \,\ln m \tag{IV-2'}$$

(верхний индекс отвечает размеру зонда). В связи с этим зависимость  $N_{\tau}^{60}$  от  $N_{\tau}^{60}$  носит линейный характер в декартовых координатах [13, 44]:

$$N_r^{60} = A + B N_n^{60}.$$
 (IV-2")

Выражение (IV-2") определяет лишь зависимость скорости счета от содержания в породе сильно поглощающих элементов.

В связи с тем, что законы (IV—1') и (IV—2') справедливы для диапазона пористости 5—20%, авторы [13, 44] считают, что и выражение (IV—2") справедливо для такого же диапазона пористостей. Все значения, полученные по формуле (IV—2") для указанного диапазона пористостей, ложатся на одну кривую. Причем характер ее различен в зависимости от заполнения скважины, типа применяемого прибора, размера зонда и т. д. (см. рис. IV—4) [13].

Для реализации рассматриваемой методики измерения отношений потоков тепловых и надтепловых пейтронов удобнее всего использовать двухслойный люминофор с двумя фотоумножителями, расположенными с противоположных торцов [47]. Внешний детектор при этом должен быть



ника. Прибор расположен у стенки скважины. Шифр кривых — размер зонда (см).





чувствителен к тепловым нейтронам, а внутренний, экранированный, например, кадмием или бором и водородсодержащим материалом (пластмассой и т. д.),— только к надтепловым нейтронам. Влияние влажности пород на ННК можно исключить при работе с двумя источниками [93, 94].

Естественно, присутствие в породах элементов с высокнми сечениями захвата тепловых нейтронов по методике отношений тепловых и надтепловых нейтронов снижает точность и порог чувствительности. Чтобы избежать этого, необходимо или повышать активность применяемых источников, или уменьшать скорость каротажа, или даже вести измерения при остановках прибора, тем самым увеличивая длительность замера.

#### § 6. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ БОРА В ПОРОДАХ

Этот вопрос подробно рассматривается в книге В. И. Баранова и др. (см. раздел I [6]), поэтому мы будем весьма кратки.

Для уменьшения влияния водородсодержания горных пород на результаты определения бора размер зонда обычно рекомендуется выбирать равным инверсионному, показания ННК на котором не зависят от изменения влажности пород в небольших пределах. Величина этого зонда выбирается путем экспериментальных исследований на моделях пород или в скважинах с известными параметрами горных пород: влажностью, плотностью и т. д.

Обстоятельные исследования в этом направлении проведены И. И. Фельдманом [49] \* для нестандартного прибора с пропорциональным борным счетчиком. Такой прибор был создан на основе аппаратуры типа РАРК. Результаты исследований показаны на рис. IV—5. При-

<sup>\*</sup> О выборе инверсионного зонда для литологических расчленений пород см. в работе [73].

веденные кривые получены для пород с объемной влажностью 3 и 36%. Размеры инверсионных зондов для сухих скважин несколько больше, чем для скважин, заполненных водой. Увеличение диаметра сухих скважин ведет к увеличению инверсионного зонда для методов ННК-т и НГК, а заполненных водой — к уменьшению. Размер инверсионного зонда для ННК-н практически не зависит от диаметра скважин.



Рис. IV—5. Зависимость величным инверсионного зонда от диаметра сухой (а) и заполненной водой (5; скважин.

*1* — ННК-т; *2* — НГК; *3* — ННК-н.

чиками, показаны на рис. IV-6. По оси ординат отложены относительные величины

Определение бора в породах обычно ведут по методике относительных измерений. В качестве опорного при этом используется пласт, выдержанный по мощности и элементному составу.

В связи с тем, что бор интенсивно поглощает медленные нейтроны, на кривых ННК-т его концентрации выше примерно 1,5% отбиваются одинаковыми показаниями. Поэтому определение высоких содержаний бора в породах рекомендуется осуществлять по методике ННК-н. Градуировочные кривые, полученные с пропорциональными борными и сцинтилляционными счет-

$$\mu = \frac{N_0 - \Lambda'_{\rm B}}{N_0} ,$$

где  $N_0$  и  $N_{\rm B}$  — соответственно показания прибора против опорного и бороносного пластов.

Измерение надкадмиевых нейтронов при этом ведется теми же детекторами, что и при ННК-т, но с экранированием слоями парафина (10 мм) и кадмия (1 мм).

Скорость счета тепловых нейтронов слабо зависит от изменения содержания бора при высоких концентрациях по сравнению со скоростью



Рис. IV—6. Зависимость относительной величины скорости счета от содержания в породах бора.

а — измерения с пропорциональными счеччиками; б — то же, со сцинтилляционными. 1 и 2 — сухие скважины; 3, 4 — обводненные скважины; 1, 3 — ННК-т, 2, 4 — ННК-н.

счета по методике регистрации надтепловых нейтронов. К настоящему времени наметилась такая методика определения бора в породах.

1. Низкие концентрации (не свыше 1,5%) следует определять по ННК-т. Чувствительность этой методики находится примерно от 0,003 до 0,03% бора, что обусловливается исключительно элементным соста-

вом вмещающих бор пород. Для измерения указанных концентраций бора достаточно применять источники, дающие  $(2 \div 5) \cdot 10^6$  нейтр/сек.

2. Высокие концентрации (свыше 1,5%) следует определять по надтепловым нейтронам. Относительная ошибка определения этих концентраций равна 30—40%. Уменьшить ее можно путем применения источников высокой активности — порядка  $10^8$  нейтр/сек от генераторов нейтронов. В ряде случаев использование кадмиевых экранов оказывается недостаточным для определения очень высоких концентраций бора (свыше 6—7%). Нужиы дополнительно резонапсные фильтры (подробно об этом см. в § 2 гл. 3). Для определения высоких концентраций бора в породах необходимо опробовать также методику оценки эффективных энергий (см. § 4 гл. 1) и др.

Раздельное определение водорода и бора в породах при этом может быть осуществлено по одной из методик, рассмотренных в § 5 этой главы.

При определении бора в породах осадочного происхождения мешающее влияние может оказывать хлор, имеющий также высокое сечение захвата тепловых нейтронов. Поэтому для исключения влияния хлора на результаты определения бора исследование скважин рекомендуется производить по методике ННК-н (см. раздел I [75]).

При определении бора в скарновых породах мешающее влияние может оказывать железо, имеющее наряду с относительно высокими сечечиями захвата нейтронов высокие сечения рассеяния (см. приложение 2). Учет влияния железа при этом может быть осуществлен по методике ГГК, основанной на измерении отношения скоростей счета мягкого и жесткого рассеянного гамма-излучения (см. раздел I [12]).

#### § 7. МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ ПЛАСТОВ КАМЕННОЙ СОЛИ

Выделение пластов каменной соли (NaCl) осуществляется по хлору, имеющему высокое сечение захвата тепловых нейтронов (см. § 7 гл. 6). Для определения хлора в пластах ННК широко применяется в нефтепромысловой геофизике при выявлении нефтеносных и водоносных коллекторов. Содержание хлористого натрия в водах пефтяных месторождений может достигать 250 г/л. Поэтому на диаграммах ННК-т такие пласты отбиваются минимумами в скорости счета. Аналогичными минимумами на кривых ННК-т отбиваются и пласты каменной соли, сильвина (KCl) и карналлита (MgCl<sub>2</sub>·KCl·6H<sub>2</sub>O). Раздельное определение натриевых и калийных солей может быть осуществлено по комплексу методов ННК-т, НГК и ГК [85].

В связи с тем, что соли легко растворяются, против соленосных пластов, как правило, всегда наблюдаются каверны. Поэтому интерпретацию кривых РК всегда следует сочетать с данными кавернометрии. В противном случае интерпретация диаграмм РК будет затрудняться. С этим, по-видимому, и связано появление максимумов ННК-т на некоторых кривых в работе [5]. Чувствительность ННК-т к хлору равна примерно 2%.

#### § 8. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАРГАНЦА В ПОРОДАХ

Исследования по выявлению возможностей ННК применительно к определению марганца в горных породах, пересеченных скважиной, проведены И. И. Фельдманом [40, 49]. Им, в частности, показано, что при решении этой задачи при исследовании пород, не содержащих воду или содержащих ее в постоянных количествах, наибольшее предпочтение следует отдавать малым размерам зонда (рис. IV—7).



Рис. IV—7. Зависимость плотности тепловых нейтронов от содержания в породах марганца: а — сухая скважина; б — скважина, заполненная водой. Шифр кривых — размер зонда (см).

Однако в породах с переменной влажностью на малых зондах влияше водорода и марганца сказывается различным образом: увеличение водорода ведет к возрастанию, а увеличение содержания марганца — к уменьшению скорости счета. Поэтому для определения марганца в породах с переменной влажностью рекомендуется выбирать средние размеры зондов (30—35 см). В этом случае относительные значения скорости счета, выраженные в значениях скорости счета против опорного пласта, обладают наибольшей дифференциацией к изменению содержания марганца в породах. Изменения содержания водорода в породах в этом случае искажают показания ННК. Исключить влияние водорода на результаты определения марганца можно по одной из методик, описанных в § 5 этой главы. Полученная в работе (см. раздел 111 [1]) зависимость M = f(Mn) показана на рис. IV—8.

Из опробованных методов ННК, НГК и НАК на марганцевых месторождениях наиболее эффективным оказался первый. В связи с тем, что изменения диаметра скважин влияют на результаты ННК, его необходимо комплексировать с кавернометрией скважин [49]. Порог чувствительности ННК к определению марганца, исходя из сопоставления с бором, можно принять равным примерно 1—10% в зависимости от состава вмещающих пород.

#### § 9. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЖЕЛЕЗА В РУДАХ

Разработкой этого вопроса занимался А. М. Блюменцев отдельно [9] и совместно с И. И. Фельдманом [10]. В этих работах описаны исследования по тепловым и надтепловым нейтронам.

Промышленный интерес представляют руды с содержанием железа свыше ~20%. Макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов руд на 90—95% обусловливается содержанием в них железа.

Параметры диффузии тепловых нейтронов, рассчитанные для железорудных месторождений и вмещающих пород, приведены в табл. IV—3 и IV—6.

Некоторые руды железа обладают пористостью, величина которой может меняться от 5 до 40% [9]. Наличие воды в порах приводит к изменению замедляющих и диффузивных свойств этих руд. Так, в частности, зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от содержания железа в руде различной пористости показана на рис. IV—9 [9]. Увеличение пористости ведет к возрастанию среднего времени жизни тепловых нейтронов в руде. Это в свою очередь приводит к изменению скорости счета тепловых нейтронов. Подтверждают это данные, полученные при ис-



Рис. IV—8. Зависимость отношения плотности тепловых нейтронов к надтепловым от содержания в породах марганца (скважима сухая, зонд 55 см).

следованиях на модели размером  $0,5 \times 0,5 \times 1$  *м* с каротажным радиометром типа РК-60Л при замене гамма-люминофора на нейтронный (рис. IV—10 и IV—11 [9]). Скважина в модели имела диаметр 20 *см* с воздушным заполнением (см. рис. IV—10) и заполнением водой (см.



Рис. IV—9. Зависимость среднего времени жизни тепловых нейтронов от содержания железа в породе по весу.

Шифр кривых и точек — пористость пород.





Шифр кривых и точек - пористость пород.



Рис. IV—11. Зависнмость скорости счета тепловых нейтронов от содержания железа по объему в модели сухой скважины днаметром 20 с.и.



Рис. IV—12. Зависимость скорости счета надтепловых нейтронов (в отн. ед.) от содержания железа по объему в модели заполненной водой скважины диаметром 20 сли:

1 — экспериментальные данные для зонда размером 50 см (по А. М. Блюменцеву); 2 — расчетные данные для зонда размером 60 см (по О. А. Бродеру н др.).



Рис. IV—13. Зависимость отношения скоростей счета М от весового содержания железа в породах, пройденных скважниой:

1 — зонд 20 см; 2 — 35 см: 3 — 40 см.

рис. IV—11). Заполнение скважины водой ведет к ухудшению дифференциации кривой. Породы с содержанием железа от 40 до 70% практически не различаются. Этот вывод справедлив также и для измерений по надтепловым нейтронам (рис. IV—12 [9]).

Для концентраций в руде железа 50— 60% изменение пористости на 5% ведет к погрешности в определении железа на 15—20% (см. рис. IV—10).

Для устранения этих погрешностей целесообразно измерять отношение скоростей счета *M* тепловых и надтепловых нейтронов. Такого рода зависимость *M* от содержания железа в рудах реальных скважин показана на рис. IV—13 [10] для трех размеров зондов. Из опробованных размеров зондов оптимальным является зонд величиной 35 *см*, для которого дифференциация кривых получается наилучшей.

#### § 10. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАДМИЯ В РУДАХ

Опробованием метода ННК для определения в породах кадмия занимались И. П. Кошелев и др. [13, 26, 27]. Корреляционная связь между кадмием и цинком использовалась в этих работах для выявления сульфидов и определения в рудах цинка.

Скважины исследовались специальным прибором с боркадмиевым экраном и прижимным устройством (см. § 2 этой главы). Активность применяемого источника равнялась  $(4 \div 5) \cdot 10^6$  нейтр/сек. Запись кривых ННК осуществлялась со скоростью 200 м/час при постоянной времени 6 сек, а на участках детализации — 50 м/час при постоянной времени 12 сек.

В результате исследований было установлено, что порог чувствительности к кадмию лежит в пределах 0,03—0,05% в зависимости от состава вмещающих пород. Насыщение кривых ННК-т достигается лишь при концентрациях кадмия, равных 3%.

Присутствие в полиметаллических рудах железа в переменных количествах (от 20 до 30%) приводит к погрешностям в определениях кадмия, а соответственно и цинка. Переменное содержание влаги в рудах также мешает определению кадмия. Поэтому ее влияние необходимо исключать. Применение для этой цели комплекса методов ННК-т и ННК-н приводит также к понижению чувствительно-
сти ННК к кадмию. Таким образом, в связи с присутствием в полиметаллических рудах железа и влаги метод ННК может применяться для выявления в них лишь богатых сфалеритовых руд с содержанием цинка свыше 5% [13].

#### § 11. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РТУТИ В РУДАХ

Исследования по выявлению возможностей ННК для определения ртути в породах выполнены Э. В. Егоровым [20]. Им использовался радиометр СРП-2, детектором нейтронов в котором служил люминофор типа ГОИ со светосоставом Т-2, обогащенным бором-10. В экспериментах применялся полоний-бериллиевый источник активностью примерно 3,6 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек. Между источником и детектором располагался экран из парафина и кадмия. Результаты ННК-т сопоставлялись с данными ГГК-э (ГГК-с), полученными также с помощью прибора СРП-2. Полученные градуировочные кривые при работе с экраном без кадмия показаны на рис. IV—14. Дифференциация кривых ННК примерно в 2 раза превышает соответствующую величину для ГГК-с. Размер зонда ГГК-с, к сожалению, не указан, отсутствуют также данные замеров ГГК-с на различных зондах. Все это не позволяет всестороние сопоставить методы ГГК-с и ННК-т. Из сопоставления кривых ННК-т видио, что увеличение размера зонда ведет к увеличению дифференциации кривых.

В связи с тем, что изменения диаметра скважин искажают показания ННК, в работе [20] были проведены специальные исследования в сухих скважинах, диаметр которых менялся от 50 до 220 см (рис. IV—15). Изменение диаметра сухих скважин в этих пределах при работе на зонде в 20 см приводит к изменению показаний прибора ННК на 20—25%.

В связи с тем, что изменение влажности пород оказывает влияние на результаты определения ртути, Э. В. Егоровым проведены специальные



Рис. IV—14. Зависимость относительных скоростей счета для скважины диаметром 50 (кривая 1) и 220 мм (кривая 2) от содержания в породах ртути (размер зонда 20 см).



Рис. 1V—15. Зависимость регистрируемых скоростей счега (в отн. ед.) ГГК (кривая 1) и ННК (кривые 2—4) от содержания ртути в бетонной модели. Размер зондов ННК: 2—10 см: 3— 2) см. и 4—30 см.

исследования по выбору инверсионного зонда. Его величина для пород с весовой влажностью 10—18% оказалась равной 23 см, а для пород с весовой влажностью 5—10% — 41 см.

При количественных определениях содержания ртути в породах, естественно, необходимо производить раздельное определение в породах воды и ртути по двухзондовой или любой другой методике. Однако эти методики могут найти применение только для определения высоких концентраций ртути в породах [93, 94].

В зависимости от изменения минералогического состава руд порог чувствительности ННК-т к ртути может меняться от 0,08 до 0,3%. Такие же примерно концентрации ртути приходится определять ННК в скважинах. Поэтому этот метод, по мнению Э. В. Егорова, может быть пригоден лишь для полуколичественных измерений ртути. В связи с этим ННК-т следует комплексировать с методом ГГК-с. При этом рудные ртутные участки пород удается выявлять на фоне баритовых участков: ГГК-с выделяет баритовые и ртутные участки, а ННК-т — только ртутные.

#### § 12. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ В РУДАХ

Разработкой методики определения редкоземельных элементов в горных породах, пересеченных скважиной, занимался коллектив сотрудников Казахского филиала ВИРГа — М. М. Шварцман, И. П. Кошелев и др. [44].

Скважины исследовались с помощью специального прибора с прижимной пружиной и бор-кадмиевым экраном с пазом в нем (см. § 2 этой главы). Запись кривых ННК осуществлялась на таких же скоростях, как и при определении кадмия в породах (см. § 8 этой главы).

Для сопоставления получаемых результатов показания ННК-т и ННК-н выражались в относительных единицах — полученные значения скоростей счета в скважине нормировались к показаниям в баке с водой (высотой 1,75 *м* и днаметром 0,8 *м*).

Так как на показания ННК, помимо поглощающих элементов, оказывает влияние изменение влажности пород, авторами [13, 44] осуществля-



Рис. IV—16. Зависимость (в отн. ед.) плогности потока тепловых и надтепловых нейтронов в сухих необсаженных скважинах с различным содержанием суммы редких земель в породах (1—0.00%; 2—0.06%; 3— 0.15%; 4—0.30%; 5—0.65%).

лась совместная интерпретация показаний ННК-т и ННК-н, в результате чего удалось установить однозначную связь между  $N_{
m T}$  и N<sub>н</sub> для широкого интервала длин зондов и содержания водорода (от 5 до 20% объемной концентрации влаги). Авторы [44] считают оптимальными размеры зондов 23 см для ННК-т и 37 см для ННК-н. Первый из этих зондов доинверсионный, а второй — послеинверсионный. Увеличение водородсодержания пород приводило к противоположным эффектам на диаграммах ННК-т и ННК-н. На рис. IV—16 приведена одна из палеток, построенная для этих зондов. Изменение водородсодержания пород не влияет на результаты определения суммы редких земель в рудах по этой методике.

В качестве примера на рис. IV—17 приводятся результаты каротажа по одной из скважин





I — геологическая колонка: II — выход керна; III — содержание суммы редких земель по опробованию керна; IV — диаграмма гамма-каротажа; V — диаграмма ННК-т; VI — диаграмма ННК-н, графнки I, 2, 3 и 4 соответствуют содержанию в породе суммы редких земель 0,00: 0,06; 0,15 и 0.30%; а — суглинки; 6 — альбитизированные граниты; в — пегматитовые граниты; г — щелочные граниты.

редкоземельного месторождения. Авторы [44] отмечают, что по кривой фона (кривая *1* колонки *V*) можно выделить в интервале от 4 до 44 *м* рудную зону с содержанием суммы редких земель в количестве свыше 0,02%, принятую ими за порог чувствительности при работе с источником активностью  $(4-6) \cdot 10^6 \ neŭtp/cek$ . Интервалы, соответствующие кривой *3*, являются промышленными. Это — зоны на глубинах 8—18, 22—26, 30—33 и 40—44 *м*. Из сопоставления данных ГК и ННК-т видно, что кривая ГК отвечает пластам, содержащим редкие земли, не везде выделяющиеся повышенными показаниями, что указывает на отсут-

ствие корреляционной связи между радиоактивными и нерадиоактивными элементами. Так, например, рудные зоны на глубине 22—26 и 40— 44 *м*, отвечающие промышленным концентрациям суммы редких земель в рудах, на диаграммах ГК вообще не выявляются.

Рассматриваемую методику определения редких земель в породах с исключением их водородсодержания, по нашему мнению, можно упростить, если пользоваться отношениями показаний тепловых и надтепловых нейтронов (см. § 5 этой главы).

В работе И. П. Кошелева и др. [26] показано также, что чувствительность ННК-т к определению суммы редких земель в породах меняется от 0,003 до 0,01% в зависимости от элементного состава этих пород. При концентрациях редких земель свыше 0,02—0,06% (по гадолинию) наступает насыщение кривых.

## § 13. К ВОПРОСУ О НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОМ КАРОТАЖЕ НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Рассмотрим возможности определения в горных породах, пройденных скважиной, элементов с высокими резонансными сечениями поглощения нейтронов. Определение этих элементов удобнее вести по методике ННК-р с регистрацией резонансных нейтронов. Рудные зоны, перспективные с точки зрения обнаружения этих элементов, следует выявлять по другим методам каротажа, а определения искомого элемента - по точечным замерам ННК-р с источниками максимально возможной активности. Теоретические исследования в этом направлении проведены И. А. Козачком [24], рассчитавшим пространственно-энергетическое распределение замедлившихся нейтронов в однородной безграничной среде, содержащей элементы с высокими резонансными сечениями. Им, в частности, показано, что распределение замедлившихся нейтронов  $N_{\rm H}(r, u)$  в среде, содержащей элементы с высокими резонансными сечениями, пропорционально плотности n<sub>н</sub> (r, u) замедления нейтронов до рассматриваемой энергии, умноженной на функцию, описывающую уменьшение плотности нейтронов за счет резонанса p(r, u):

$$N_{\rm H}(r,u) = n_{\rm H}(r,u) p(r,u).$$
 (IV-3)

Функция  $n_{\rm H}(r, u)$  И. А. Козачком рассчитана на основе кинетического уравнения. Однако при грубых расчетах вместо функции  $n_{\rm H}(r, u)$ можно пользоваться соотношениями (Ш—5) и (Ш—8), определяя нейтронные параметры не до 1эв, а до соответствующих резонансных энергий  $E_{\rm p}$ , например до 5,23 эв в случае резонанса серебра или до 1,45 эв в случае резонанса индия и т. д.

Функция p(r, u) в выражении (IV—3) для больших значений летаргии u стремится к своему асимптотическому значению, не зависящему от координат:

$$p_{as} = 1 - \frac{I(\infty)}{\zeta_{\rm H}} \left[ 1 - \frac{c}{2} I(\infty) \right],$$
 (IV-4)

здесь *c*=0,5772 — постоянная Эйлера; *I* (∞) — эффективный резонансный интеграл, определяемый соотношением

$$I(\infty) = \frac{\pi\Gamma}{2E_{\rm p}} \lambda_s n_A \sigma_{\rm p} \left(1 + \lambda_s n_A \sigma_{\rm p}\right)^{-1/2}, \qquad (\text{IV}-5)$$

где  $\Gamma$  — полная ширина резонансного уровня;  $E_p$  — энергия резонанса;  $\lambda_s$  — средняя длина свободного пробега нейтронов по отношению к рассеянию;  $n_A$  — число ядер в единице объема породы, на которых происходит резонансный захват нейтронов;  $\sigma_p$  — максимальное сечение в области резонанса. При достаточно высоких произведениях  $n_A \sigma_p$ , которым отвечает соотношение  $\lambda_s n_A \sigma_p \gg 1$ , выражение (IV—5) приобретает более простой вид:

$$I(\infty) = \frac{\pi\Gamma}{2E_{\rm p}} \sqrt{\lambda_{\rm s} n_A \sigma_{\rm p}}.$$
 (IV-6)

Пользуясь соотношением (IV—5), в работе [24] произведены расчеты для некоторых резонансных элементов, которые сведены нами в табл. IV—2. Приведены концентрации элементов, обусловливающие уменьшение измеряемого эффекта по сравнению с вмещающей средой, представленной теми же компонентами, что и руда, но без содержания резонанс-

Таблица IV-2

Кокцентрации резонансных элементов (в вес. %), приводящие к уменьшению измеряемого эффекта по сравнению с вмещающей породой

мент	Энергия первого резонанса Е, эв	Эффек- тивное сечение,	[ī	Тесчаник Si вызываемы	О,	Влажн чанш Н	ый пес- к (20% <sub>2</sub> O)	Промышленные концентрации, %
Эле	p.	oupri	33	50	60	25	50	
As*	47	34	4,55	9,53	13	_	_	0,02-30
In Sb	$\substack{1,45\\5,7}$	$2,7.10^{1}$	0,030 1,3	$0.051 \\ 3,0$	0,066 4,0	=	-	$(1-2) \cdot 10^{-3}$ 0,04-50
Ta Sm	4,2 0,0962	$4150 \\ 1, 5 \cdot 10^4$	$0,58 \\ 0,0054$	$1,20 \\ 0,0082$	$1.67 \\ 0,0099$	0,1	0.2	$(0, n-n) \cdot 10^{-2}$ 0,01-1,2
Gd	1,93	105	$3,7.10^{-4}$	$5, 6.10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-4}$	0,006	0,013	0,01-1,5

\* Мышьяк является интенсивным рассеивателем нейтронов.

ного элемента. При помощи метода ННК-р резонансные элементы с наибольшей эффективностью могут выявляться в породах, не содержащих водорода. В этом случае ННК-р может быть применен для определения средних концентраций мышьяка и сурьмы, весьма низких концентраций самария и гадолиния, причем гадолиний выявляется с высокой эффективностью и во влажных породах. Промышленные концентрации индия и тантала при помощи ННК-р установить практически невозможно.

Подобные исследования должны быть продолжены применительно к цилиндрической геометрии. Причем исследования следует вести как в области теории, так и эксперимента.

Н. И. Сотниченко для определения высоких концентраций бора в породах по методике ННК-р применил прибор ГНК, в котором вместо сцинтилляционного нейтронного люминофора был использован гаммалюминофор (йодистый натрий). Измерения велись с источником нейтронов, имеющим выход 3 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек. Кристалл йодистого натрия был обернут фольгой из серебра. Для защиты фольги от тепловых нейтронов на глубинный прибор снаружи надевался кадмиевый экраи. Оптимальный размер зонда был выбран равным 25 см, а оптимальная скорость движения снаряда 84 м/час. Градупровочная кривая для диапазона концентраций бора от 0 до 5% иоспла линейный характер, а кривая НИК-т начинала выполаживаться с концентрации, равной 2,5% бора.

По ННК-р см. также [93, 94] и [104, раздел 1].

# ГЛАВА 14

## НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-КАРОТАЖ

Исследования по этому методу каротажа впервые провел Б. М. Понтекорво, опубликовавший свою первую работу в 1941 г.

На первом этапе изучения скважин методом НГК применялась интенсиметрическая аппаратура, основанная на использовании ионизационных камер или газоразрядных счетчиков. В последние же годы для этих целей все шире начинает применяться гамма-спектрометрическая аппаратура, основанная на сцинтилляционных счетчиках. В соответствии с этим НГК можно подразделить на интенсиметрический без спектральной селекции (НГК) и спектрометрический (НГКС). Первые исследования по НГКС на моделях пород были выполнены П. Е. Бейкером [57], указавшим на возможность определения этим методом в породах водорода, хлора, кальция, кремния, серы и магния.

Измерение рассеянного гамма-излучения радиационного захвата нейтронов позволяет в принципе реализовать НГГК. Однако эта разновидность НГК на практике широкого применения не имеет.

В последние годы для исследования скважин стали применять также гибрид НГК и ННК, основанный на использовании газоразрядных счетчиков, обернутых фольгой из кадмия, поэтому этот метод, как уже отмечалось, сокращенно обозначают НГК-Сd (см. § 10 этой главы).

Для интенсиметрического НГК может применяться различная аппаратура РК с газоразрядными и сцинтилляционными счетчиками. Однако с помощью этой аппаратуры можно в основном получать качественные характеристики и только в некоторых случаях — количественные. Для проведения количественной интерпретации следует измерять спектр захватного гамма-излучения. Для этих целей может быть применен гаммаспектрометр типа СГС-1. С его помощью в отдельных точках спектр можно измерять сразу в 50 каналах, а при подъеме прибора — лишь в двух диапазонах. Однако он не нашел широкого применения. В связи с этим геофизики для решения конкретных задач вынуждены разрабатывать специальные одно-, двух- или трехканальные спектрометры.

НГК в настоящее время применяется для расчленения и корреляции разрезов, а также для определения в породах влаги (пористости), выявления угольных пластов, борных пластов, каменной соли, титана, хрома, марганца, железа, никеля, меди и т. д.

#### § 1. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СКВАЖИН

## 1. Работа с интенсиметрической аппаратурой

При исследовании скважин методом НГК могут использоваться различные приборы как специальные, так и приборы ГК, приспособленные для этих целей. При подготовке к исследованиям таких приборов необходимо в зависимости от конкретно решаемой задачи выбирать определенную конструкцию прибора: размер зонда, толщину свинцового экрана, расположенного между источником и детектором, толщину и материал корпуса прибора, экраны детекторов, размещение в приборе источника, детектора и т. д. Подробные исследования в этом направлении проведены Н. К. Кухаренко и Я. Н. Басиным [50]. Ими показано, что экраны между источником и детектором следует выбирать составными около источника располагать сталь, а около детектора — свинец толщиной 5 *см.* Суммарную толщину экрана для приборов с газоразрядными счетчиками рекомендуется выбирать не ниже 25—30 *см* — для аппаратуры нефтепромысловой геофизики. Комбинация свинца с чистым парафином или с борным парафином нежелательна.

Свинцовый экран рекомендуется размещать вплотную к торцам катодов счетчиков или к торцам сцинтилляторов для подавления излучения, идущего по скважине.

Для подавления рассеянного гамма-излучения корпус прибора необходимо изготовлять из толстой стальной трубы. Кроме того, если толщина этой трубы окажется недостаточной, для подавления мягкого излучения детекторы следует окружать дополнительными экранами из свинца, вольфрама или стали.

Размер зонда должен быть точным, поскольку известно, что отклонение даже на 5 *мм* приводит к изменению дифференциации кривых НГК на 2%.

Источник и детекторы необходимо размещать строго в центре прибора.

Для решения некоторых практических задач НГК, по нашему мнению, целесообразно применять двухзондовую методику. Причем в отдельных случаях детекторы гамма-лучей, особенно сцинтилляционные, возможно, окажется целесообразным размещать в конических кольцевых свинцовых или вольфрамовых коллиматорах, как и при двухлучевом гамма-гамма-каротаже (ДГГК) [12].

Показания НГК в значительной степени зависят также от изменений диаметра скважины, ее заполнения и обсадки. Поэтому при проведении количественной интерпретации все эти факторы необходимо точно учитывать. Аппаратуру следует градуировать применительно для каждой конструкции прибора и скважины. Подробно об этом см. в работах ([65, 75] раздел I, а также [31]).

Глубинность НГК при исследовании плотных пород, не содержащих влаги, равна 60 *см.* С увеличением влажности пород глубинность падает. Так, при пористости пород 5, 10, 20 и 30% она снижается соответственно до 44, 32, 23 и 17 *см.* 

## 2. Работа со спектрометрической аппаратурой

Выше отмечалось (§ 1 гл. 2, § 2 гл. 8), что по спектру захватного гамма-излучения в принципе можно идентифицировать все химические элементы. Однако наиболее подходящими являются первые тридцать элементов периодической системы Д. И. Менделеева, имеющие наименьшее число уровней возбуждения. Интенсивному внедрению НГКС для решения этих задач мешает отсутствие надежной гамма-спектрометрической каротажной аппаратуры. К настоящему времени подобные спектрометры имеются лишь в небольшом числе научно-исследовательских лабораторий Московского института нефтехимической и газовой промышленности (МИНХ и ГП) им. И. М. Губкина, Центральном научно-исследовательском горно-разведочном институте (ЦНИГРИ) [33] и во Всесоюзном научно-исследовательском институте ядерной геофизики и геохимии (ВНІИЯГГ) [10]. В настоящее время выпускается каротажный спектрометр ГКС-1н, который может применяться для НГКС.

При решении каждой задачи весьма существенным является выбор корпуса глубинного прибора и других его деталей, так как захват нейтронов этими материалами создает значительный мешающий фон. В процессе измерений этот фон каждый раз необходимо оценивать и исключать из показаний приборов\*. При проведении количественной интерпретации весьма важным является также учет параметров скважины. При решении каждой задачи аппаратуру необходимо градуировать\*\*.

С целью уменьшения фона прибора для решения некоторых задач корпус делают из различных пластмасс, стекловолокна и т. д. Люминофор при этом рекомендуется окружать бором [56] или кадмием [89] как для защиты от активации его контейнера, так и самого люминофора, а также для того, чтобы исключать появление в них захватного гаммаизлучения. В работе [56] для подавления гамма-фона конструкционных материалов прибора датчик детектора рекомендуется окружать слоем бора толщиной 0,2 г/см<sup>2</sup>. Для этого следует корпус прибора делать из следующих материалов: бораля, бористой стали и стеклопластика, приготовленного на основе алюмоборсиликатного стекла. Если корпус прибора изготовлен из материалов, не содежащих бора, его рекомендуется покрывать слоем из смеси карбида бора с эпоксидной смолой в отношении 1 : 1 [46]. Для защиты йодистого натрия от активации нейтронами необходимо применять борные фильтры толщиной свыше 1,5 г/см<sup>2</sup>. Однако и такая толщина оказывается недостаточной из-за нейтронных резонансов у йода в области энергий от 20,5 до 205 эв. В результате возникает изотоп йод-128 с периодом полураспада 25 мин, испускающий бета-частицы с энергией 2,12 (76%) и 1,665 Мэв (15,5%) и гамма-кванты с энергией 0,455 Мэв (17,16%) и других менее интенсивных линий, что затрудняет спектрометрию захватного гамма-излучения с энергией ниже 2,12 Мэв. Кроме того, мешающее влияние может оказывать и захватное гамма-излучение, возникающее в кристалле, спектр которого простирается в более высокую область энергий [46]. Здесь, в частности, показано, что при работе на зонде 30 см спектр захватного гамма-излучения в области энергий 3—6 Мэв (в кристалле йодистого натрия с борным покрытием 1 г/см<sup>2</sup>) может меняться в пределах 20—50% в зависимости от влажности породы. Учет влияния этого излучения удобнее производить по ННК-н на том же размере зонда.

Для решения отдельных частных задач при помощи НГКС достаточно измерить спектр в области одной энергии гамма-лучей захвата. При других задачах бывает достаточно измерить соотношение мягкой и жесткой компонент рассеянного гамма-излучения. Однако для решения большинства задач спектр захватного излучения изучается в довольно широком диапазоне для учета и исключения влияния мешающих элементов. В этом случае для оценки в породе m элементов необходимо получить систему из m+1 уравнений. Чтобы успешно решить поставленную задачу, ядерно-геофизическая аппаратура должна быть снабжена соответствующими счетно-решающими системами, которые позволяли бы на кривых НГК сразу же записывать концентрации определяемых элементов.

При проведении как НГК, так и особенно НГКС весьма существен выбор источника с невысокой средней энергией  $E_{cp}$  быстрых нейтронов, для того чтобы избавиться от гамма-излучения, возникающего в реак-

 <sup>\*</sup> В работе [75] для этой цели рекомендуется использовать метод компенсации. Предлагается аппаратуру НГКС снабжать специальным запоминающим устройством. При градуировке прибора запоминается, например, спектр обсадной трубы или самого прибора (корпуса и т. д.) и затем вычитается из всех показаний.
 \*\* В работе [74] для этих целей предлагается применять железные цилиндры с

<sup>\*\*</sup> В работе [74] для этих целей предлагается применять железные цилиндры с водородсодержащим заполнителем. Регистрируя захватное гамма-излучение водорода (2,23 *Мэв*) и железа (7,64 *Мэв*), можно учитывать влияние этих элементов, содержащихся в скважине (буровой раствор и обсадная колонна) и породе (влага).

ции (n, n', ү). Наиболее приемлемы такие источники: полоний-литиевый (E<sub>cp</sub> =0,48 Мэв), полоний-фторный (E<sub>cp</sub> =1,4 Мэв) или полоний-борный  $(E_{cp} = 2,7 M \mathfrak{s}_{B})$  (см. табл. I—2). Так как первые два еще не выпускаются, скважины исследуются с полоний-борным источником. Нижняя граница реакции  $(n, n', \gamma)$ , как уже отмечалось в § 1 гл. 2, соответствует энергиям нейтронов 0,6—1 *Мэв.* Поэтому при облучении горных пород быстрыми нейтронами полоний-борного источника в реакции  $(n, n', \gamma)$ возникают гамма-кванты с энергией в среднем не выше 3 Мэв. Для гамма-квантов с энергией 3—6 Мэв, как показали экспериментальные исследования на моделях песчаника и глин [46], доля гамма-излучения, обусловленного реакцией (n, n', ү), равна примерно 10% от суммарного нейтронного гамма-излучения этих энергий. Следовательно, при измерениях с этим источником с точностью 10% гамма-кванты с энергией в диапазоне 3—6  $M_{\beta\beta}$  обусловливаются только реакцией  $(n, \gamma)$ . Применение же полоний-литиевого и полоний-фтористого источников позволило бы этот порог жесткого гамма-излучения реакций  $(n, n', \gamma)$  снизить соответственно до 1 и 2 Мэв и повысить точность определения жесткого спектра ( $E_{\gamma} > 3 M \mathfrak{s} \mathfrak{s}$ ).

|--|

		<u> </u>	энерги	еи 4 Лиз	08		
Смоделированная горная порода	Плотность, <i>г</i> /см <sup>3</sup>	Влажность, %	Диаме Сква- жины	стр, мм глу- бинно- го при- бора	Заполнение скважины	Размер зон- да, см	R <sub>0,9</sub> , см
Водонасыщенный песчаник	2,65	1,6	106	62	Сухая Заполненная водой	$\left \begin{array}{c} 20\\ {20}\\ 0\end{array}\right $	16,9 15,1 12,6
То же	2,11	33	117	71	Сухая Заполненная водой	20 20 0 0	$15,1 \\ 14,4 \\ 12,3 \\ 11,2^*$
Каменный уголь (зольность 35%)	1,27	_	110	78	Заполненная водой	20	17,5

спектрометрического НГК при регистрации гамма-квантов Глубинность R 0.9

\* Величина глубинности оценена при регистрации гамма-квантов с энергией 2 Мэв.

Для оценки глубинности НГКС проведены специальные эксперименты и расчеты, результаты которых приведены в табл. IV—3. Эти данные получены измерением распределения нейтронного поля в породах и последующим расчетом гамма-излучения, достигающего точечного детектора. Расчет велся исходя из лучевого приближения. Из табл. IV—3 видно, что глубинность для рассматриваемых пород не выходит за пределы 10-20 см.

## § 2. МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ ВОДОНОСНЫХ ГОРИЗОНТОВ

Метод НГК широко применяется для решения этой задачи совместно с ННК.

В частности, зависимость показаний НГК от пористости песчаника показана на рис. IV-18 [17]. Исследования проведены на модели скважины диаметром 184 мм с прибором диаметром 100 мм. Пространство между источником нейтронов и детектором гамма-лучей заполнено свин-



*Fuc. 1V—18.* Зависимость показаний НГК от пористости песчаника. Шифр кривых — размер зонда (см).

цом. В качестве гамма-счетчика использовался детектор типа ВС-11 диаметром 33 мм и длиной 15 см.

Из рис. IV—18 видно, что кривые НГК в общем согласуются с кривыми ННК-т (см. рис. IV—1, *a*).

При решении инженерно-геологических задач влажность пород методом НГК можно определять с точностью до 0,2 г/см<sup>3</sup> [2, 34]. Для определения влажности рыхлых грунтов на глубине до 20—25 м в настоящее время разработаны самоходные виброустановки, смонтированные на автомашине ГАЗ-63 [22]. С помощью виброзадавливателя в грунт вгоняется система штанг, в которые затем опускается зондовое устройство с источником и детектором, после чего

производятся измерения влажности и плотности грунта. В качестве радиометров при этих исследованиях использовались приборы типа СРП-2к и РМС-28, имеющие зондовые устройства диаметром 30 и 28 мм соответственно.

Аналогичного рода установки разработаны В. И. Ферронским с сотрудниками во Всесоюзном институте геологии и инженерной геологии.

Методика определения пористости пластов применительно к исследованию нефтепромысловых скважин по НГК подробно рассматривается в работах [3, 18, 25, 30, 31, 48, 50 и др.], а применительно к решению задач глубинной гидрогеологии — в работе [23].

При спектрометрическом НГК вода может быть идентифицирована по гамма-излучению с энергией 2,23 *Мэв*, возникающему при захвате тепловых нейтронов водородом. Примерами спектра гамма-лучей радиационного захвата на водороде и некоторых других элементах могут служить кривые рис. IV—19 и IV—20 [50]. В исследованиях использовался глубинный прибор днаметром 90 *мм* с кристаллом йодистого натрия размерами 6,3×6.3 *см*, окруженным борным фильтром. Размер зонда равиялся 46 *см*. В качестве источника нейтропов использовался плутонийбериллиевый препарат с выходом 1,4 · 10<sup>7</sup> *нейтр/сек*. Пространство между источником и детектором было заполнено свинцом толщиной 25,4 *см* с конусообразными скосами у источника и детектора.

Пик, соответствующий энергии гамма-квантов 2,23 *Мэв*, четко проявляется на всех кривых. Хорошо выражены также пики, обусловленные кремнием и кальцием. Наличие пика с эпергией 1,8 *Мэв* авторы [59] связывают с неупругим рассеянием быстрых нейтронов на кремнии. Другой возможной причиной его образования они считают реакцию (*n*, *p*) на кремпии, приводящую к возникновению алюминия-28, испускающего при своем распаде гамма-лучи с энергией 1,78 *Мэв*.

#### § 3. ВОЗМОЖНЫЕ ПУТИ ИСКЛЮЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ВОДОРОДСОДЕРЖАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД НА РЕЗУЛЬТАТЫ НЕЙТРОННОГО ГАММА-КАРОТАЖА

Показания НГК при определении в породах различных химических элементов, как и данные ННК, искажаются из-за изменения содержания влаги в породах. При разработке методики НГК в рассматриваемом случае необходимо учитывать влияние влаги или исключать его.



Рис. IV—19. Спектр гамма-излучения высокопористого заполненного водой известняка в необсаженной скважние. а, б, в — соответственно пористость 5, 20, 35%.

Чтобы исключить влияние вариаций влажности горпых пород, в настоящее время применяется методика спектральных отношений. Э. Г. Эйфе [46] показано, что величины спектральных отношений меняются в небольших пределах при изменении нейтропных и гамма-лучевых, а также скважинных и аппаратурных параметров в широких пределах. Так, например, изменение пористости пород от 1,6 до 33%, плотности среды от 1 до 2,6 г/см<sup>3</sup>, диаметра скважины от 110 до 220 мм и размера зонда от 20 до 60 см приводит к изменению спектральных отношений всего лишь на  $\pm 5\%$  при измерении спектра гамма-излучения от 3 до 10 Мэв.

Скорость же счета, измеренная по обычной методике, при этом меняется в более широких пределах. Так, в работе [56] показано, что при измерении спектра гаммаизлучения радиационного захвата нейтронов с энергией свыше 2 Мэв изменение содержания воды в породах в пределах от 0 до 30% по весу и эффективного атомного номера пород в пределах от 7 до 26 приводит к изменениям формы спектра до 20-25%.



Аналогичные исследования проводились также авторами [10] при измерении жестокого гамма-излучения с энергией выше 6÷6,4 Мэв. Установлено, что изменение объемной влажности в пределах от 0 до 45% приводит на зонде 25 см к увеличению скорости счета на 15%, изменение же плотности породы от 1,7 до 2,7 г/см<sup>2</sup> (мраморная крошка и мрамор) при неизменной влажности увеличивает скорость счета на 10% для скважины, заполненной водой, и на 15—20% — для сухой скважины. Существенно точность измерений по методике НГК может быть повышена, если исключить влияние вариаций влажности на показания этого метода, что можно осуществить с помощью регистрации отношения скоростей счета *М* гамма-излучения и нейтронов (тепловых, надтепловых или



Рис. IV—21. Зависимость отношений скоростей счета захватного гамма-излучения и нейтронов.

Шифр кривых — размер зонда (см). а — скважина днаметром 184 мм, прибор днаметром 100 мм, регистрация тепловых нейтронов; б — скважины днаметром 70 мм (сплошные кривые) и 90 мм (пунктир), прибор днаметром 60 мм, регистрация надтепловых нейтронов.

резонансных и т. д.), т. е. показания НГК необходимо нормировать к данным ННК. Заметим, что поле нейтронов, регистрируемых в скважине при ННК, и поле нейтронов, формирующих захватное гамма-излучение в породе при НГК, несколько отличаются друг от друга. Тем не менее при выборе оптимального размера зонда можно добиться подобия этих полей. В результате на кривой зависимости указанного выше отношения *M* от влажности породы *m* может быть получен пологий участок (плато).

Для доказательства этого положения воспользуемся данными Ш. А. Губермана [17] по измерению захватного гамма-излучения и тепловых нейтронов. Результаты обработки этих данных по предлагаемой методике показаны на рис. IV—21, а. Наиболее слабая зависимость M = = f(m) в диапазоне влажности 10—50% наблюдается для зондов размером 50 и 60 см. Интерполяцией этих кривых нетрудно показать, что кривая для зонда размером около 55 см будет иметь наилучшее плато для указанного диапазона пористостей. Приведеиные графики получены при работе с прибором диаметром 100 мм на модели скважины диаметром 184 мм, заполненной водой. Пространство между источником и детектором заливалось свинцом. Приборы в процессе измерений располагались у стенки скважины.

Аналогичные результаты получаются при обработке по указанной методике данных, полученных И. И. Фельдманом при исследованиях на моделях скважин диаметром 70 и 90 *мм* [49]. В опытах использовался прибор типа РАРК диаметром 60 *мл*. Захватное гамма-излучение регистрировалось газоразрядным счетчиком типа ВС-9.

Для измерения надтепловых нейтронов в приборе устанавливался пропорциональный борный счетчик, окруженный слоем парафина толщиной 1 см и слоем кадмия толщиной 0,5 мм. Результаты обработки данных [49] показаны на рис. IV—21, б. Наименьший наклон в диапазоне пористостей 5—25% имеет кривая, полученная при исследовании скважины диаметром 70 мм на зонде размером 32 см. При уменьшении размера Зонда можно получить, по-видимому, кривые с более пологим участком. Однако из-за отсутствия в литературе измерений по НГК для меньших размеров зонда подтвердить это сейчас невозможно.

В связи с тем, что увеличение водорода и сильно поглощающих элементов в породе приводит на некоторых зондах к одним и тем же эффектам, с помощью предлагаемого способа при выборе оптимальных параметров приборов можно добиться исключения влияния вариаций не только водорода, но и сильно поглощающих элементов на результаты определения состава горных пород по НГК и НАК.

Аналогичная методика может быть использована при измерениях не только в скважинах, но и на плоской поверхности пород как нейтронным гамма-методом, так и методом нейтронной активации. Одновременно регистрировать гамма-излучение и тепловые нейтроны при этом удобнее всего прибором с одним датчиком. В качестве такого датчика может быть использован сцинтилляционный счетчик с одним кристаллом (см. § 6 гл. 3).

Кроме того, подобную методику можно реализовать при размещении гамма-детектора в точке равной плотности тепловых нейтронов. В работе [79] для этой цели в глубинном приборе предлагается размещать сервомотор, с помощью которого гамма-детектор все время удерживается в точках равной плотности тепловых нейтронов.

## § 4. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОРОДООБРАЗУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Основными породообразующими элементами считаются элементы, приведенные в табл. IV—4. Наиболее высоким сечением захвата обладают водород, калий, железо и натрий. У кислорода весьма низкое сечение радиационного захвата тепловых нейтронов, поэтому его определяют не по НГК, а по НГКнр (см. § 11 этой главы).

Определение породообразующих элементов необходимо для литологического расчленения горных пород и других задач. В настоящее время рассматриваемые нейтронные методы применяются для расчленения горных пород по литологии и водородсодержанию.

Расчленение пород по глинистости осуществляется с помощью метода ГК. Кроме того, этот метод привлекается для определения в породах калия и других радиоактивных элементов (радия и тория). Остальные породообразующие элементы можно выделить лишь с помощью спектрометрического НГК (см. § 2 этой главы). Кремний может быть выявлен (см. рис. IV—19) по пикам с энергией 4,93 и 3,54 *Мэв* с помощью НГКС, по пикам с энергией 6,41, 5,9 и 4,42 *Мэв* и т. д. можно выявлять кальций (см. рис. IV—20).

В качестве одного из примеров применения НГКС для расчленения пород по разрезам скважин с выявлением отдельных пиков излучения породообразующих элементов могут служить результаты, приведенные на рис. IV—22 [39]. В опыте использовался полоний-бериллиевый источник с выходом 2 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек. Спектр излучения измерялся кристаллом йодистого натрия, экранированного карбидом бора, и ФЭУ-19 М.

Таблица IV-4

Основные породообразующие элементы и их свойства по отношению к реакции (п, у)

Элемент	Среднос со- держанис в земной коре, вес. %	Сечение зах- вата нейтро- пов, <i>барн</i>	Массовое макроскоци- ческое сечс- пис, см <sup>1</sup> /г	Энергия наиболее характерных линий гамма-излучения, <i>Мэв</i> (интензивность 1 гамма-кванта на 100 нейтронов)
Кислород	49,13	0,0012	$4, 6 \cdot 10^{-6}$	
Кремний	26,00	0,13	0,003	6,4(9); 4,93(60); 3,54(47) н др.
Алюминий	7,45	0,23	0,005	7,72(35); 4,79(9); 3,88(8); 3,02(15) и др.
Железо	4,20	2,53	0,027	7,64 (31,5); 6,03 (7,9); 5,92 (8,7) и др.
Кальций	3,25	0,43	0,006	6,41(22); 4,42(12,3); 2,0(12,7); 1,94(39) и др.
Натрий	2,40	0,515	0,014	6,4 (22); 3,985 (17,2); 3,56 (18); 3,1 (9,5) и др.
Калий	2,35	1,97	0,030	7,76 (4,4); 5,73 (11); 2,06 (9); 1,61 (13) 0,77 (26) II др.
Магний	2,35	0,063	0,002	8,15(3); 3,918(47); 3,816(24) и др.
Водород	1,00	0,33	0,198	2, 23 (100)
Остальные элемен- ты	1,87			

Между кристаллом и источником размещался висмутовый экран толщиной 10 см. Для улучшения условий замедления источник в гильзе прибора помещался в парафин. Корпус прибора изготовлялся из текстолита. Спектр гамма-излучения изучался в области энергий от 4,5 Мэв и выше. В области более низких энергий спектр первичного излучения искажался за счет рассеяния гамма-квантов как самого источника, так и рассеянного излучения, возникающего в породе. Исследуемые в работе [39] роговики в основном состоят из кислорода и кремния, а диориты — из кислорода, кремния, натрия, кальция, алюминия и железа. Наиболее высоким сечением захвата тепловых нейтронов у этих элементов обладает железо, затем натрий, кальций, алюминий, кремний и кислород (см. табл. IV-4). Таким образом, на рис. IV-22 пик в области 5 Мэв обусловлен кремнием (4,93 *Мэв*), пик в области 6,5 *Мэв* — натрнем (6,4 Мэв) и кальцием (6,41 Мэв), а пик в области 7,6 Мэв — железом (7,64 Мэв) и алюминием (7,72 Мэв). Роговики и диориты могут быть расчленены путем регистрации гамма-квантов с энергией в области 7,6 Мэв (см. рис. IV—22). Соответствующие каротажные кривые НГК в сопоставлении с ГГК показаны на рис. IV—23 [39]. На кривых ГГК повышенными значениями скорости счета (меньшая плотность) отбиваются роговики. Аналогичный вид также имеет и кривая 2 (НГК). Наиболее же отчетливо дифференцируются породы на кривой НГКС, полученной при измерении спектра в диапазоне энергий 7,3 и 7,9 Мэв. В этом случае на показания прибора основное действие оказывает гамма-излучение радиационного захвата железа и алюминия.



Рис. IV—22. Спектры захватного гамма-излучения, возникающего при облучении иейтронами роговиков (1) и диоритов (2), пройденных скважиной, заполненной водой.

В работе [46] отмечается, что форма спектров разных песчано-глинистых пород различается несущественно и в значительной степени определяется содержанием железа, меняющегося в широких пределах. Спектры известняков и песчано-глинистых пород в области энергий 5—6 *Мэв* отли-



Рис. IV—23. Кривые ГГК и НГК одного из разрезов скважины, сложенного диоритами (I) и роговиками (II):

1—ГГК, источник — кобальт-60; 2, 3 — НГК, интегральный спектр при уровне дискриминации соответственно 0.1 и 4,5 Мэв; 4 — НГКС при измерении спектра в диапазоне энергий 7,3—7,9 Мэв. Кривые 2, 3 и 4 получены при использовании полоний-бериллиевого источника нейтропов активностью 2 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек.

чаются примерно на 50%. В работе [46] также отмечается, что по НГКС изверженные породы легко расчленять на кислые, средние и основные.

## § 5. МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ УГОЛЬНЫХ ПЛАСТОВ

В основу этой методики положено то же свойство, что и в основу ННК (см. § 4 гл. 13),— замедление и диффузия нейтронов на водороде, содержащемся в больших количествах в углях.

В результате работ, проведенных А. Н. Макаровым и др., установлено, что метод НГК позволяет наиболее четко выявлять в разрезе скважин пласты бурого угля с содержаниями водорода 5—7%. При залегании бурых углей среди пород с влажностью до 30-35% (2-3,5% водорода) можно на кривых НГК (при работе на зондах размерами выше инверсионного) выделять пласты угля по минимальным значениям интенсивности гамма-излучения радиационного захвата. В процессе исследования скважин было установлено, что угли лучше всего выделяются на зондах размером около 40 см с полоний-бериллиевыми источниками с выходом  $(3 \div 6) \cdot 10^6$  нейтр/сек, при скоростях подъема глубинного прибора 80—100 м/час и постоянной времени 12 сек. Небольшие изменения диаметра скважин (не свыше 5 см) при этом практически не влияют на показания метода НГК. По существу, в этом и состоит одно из основных преимуществ метода ННК и НГК по сравнению с мстодом ГГК, весьма чувствительным к изменениям диаметра скважины. Поэтому наиболее рационально методы ННК и НГК применять для обнаружения бурых углей в кавернозных скважинах.

Метод НГК, как показал А. Н. Макаров, может применяться для определения зольности углей с точностью до 5—8%.

Более подробно возможности применения НГК для исследования угольных скважин рассматриваются в книге В. В. Гречухина [16] и других работах, например [65]. Зольность бурых углей с более высокой точностью (выше 5—8%) может быть определена методом НГКС по соотношению M жесткой  $(E_{\gamma} = 3-10 \ M_{36})$  и мягкой  $(E_{\gamma} = 1,6-2,5 \ M_{36})$  составляющих спектра захватного гамма-излучения. Величина M для бурых углей в 2—3 раза ниже по сравнению с вмещающими породами, что обусловлено, с одной стороны, небольшим содержанием в золе бурых углей таких породообразующих элементов, как кремний, алюминий, железо и кальций, создающих жесткую часть спектра, с другой,— как уже говорилось, сравнительно высоким содержанием в них водорода, формирующего мягкую составляющую часть спектра. К тому же заметим, что нормировка показаний НГКС к компоненте, обусловленной захватным излучением водорода, одновременно позволяет исключать влияние его изменений на результаты определения зольности.

Характер изменений жесткой и мягкой составляющих спектра захватного гамма-излучения, измеренного в одной из скважин Подмосковного буроугольного бассейна, показан на рис. IV—24 [56, 63]. Скважины исследовались с помощью прибора СГС-1 на зонде размером 30 *см* с кристаллом йодистого натрия  $30 \times 30$  *мм* при постоянной времени 5 *сек*, скорости подъема глубинного прибора 50 *м/час* и источнике с выходом порядка  $2 \cdot 10^6$  нейтр/сек.

Диаграммы, полученные при измерении мягкого гамма-излучения, практически недифференцированы, в то время как на диаграммах, снятых при регистрации жесткого гамма-излучения, угольные пласты отбиваются резкими минимумами. Причем кривая, полученная с полоний-



Рис. IV-24. Пример выделения угольных пластов по данным НГКС.

1 — разрез скважины по данным бурения; 2 — зольность по данным химического анализа керна; 3 и 4 — скорости счета, полученные при измерении жесткого гамма-излучения ( $E_{\gamma}$ =3—10 *Мэв*); 5, 6 — то же, при измерении мягкого гамма-излучения ( $E_{\gamma}$ =1,6—2,5 *Мэв*); 3, 5 — исследования с полоний-бериллиевым источником; 4, 6 — то же, с полоний-борным источником.

борным источником, сильнее дифференцирована по сравнению с кривой при использовании полоний-бериллиевого источника. В работах [56, 62] показано, что характер зависимости регистрируемого отношения от зольности углей в интервале 15—80% является линейным.

Зольность бурых углей по рассматриваемой методике можно определять с точностью ±3% [63]. Эта величина превосходит точность кернового опробования (6%) и сопоставима с точностью, полученной при исследовании скважин методом ГГК-с [38]. Однако метод НГКС по сравнению с ГГК-с обладает существенными преимуществами: 1) независимостью от изменений диаметра, по крайней мере, в пределах 90—170 мм; 2) отсутствием прижимных пружин на глубинных приборах НГКС и т. д.

Для выявления в разрезе скважин пластов бурых углейи определения их зольности может быть приспособлена стандартная радиометрическая аппаратура типа РК-60Л [46]. Так, в Подмосковном буроугольном бассейне для этих целей в приборе РК-60Л был установлен ФЭУ-13 и кристалл йодистого натрия размерами 40 × 50 мм с борной экранировкой люминофора и корпуса прибора. Исследования проводились на зонде размером 20 см с полоний-борным источником с выходом примерно 2 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек и дискриминацией мягкого гамма-излучения ниже 3 Мэв. Этой аппаратурой было обследовано свыше 40 скважин. Результаты исследований подтвердили высокую эффективность рассматриваемого метода по сравнению со стандартными методами ГК и ГГК. Среднеквадратичная ошибка определения зольности при этом достигала 2,9%, а по ГК и ГГК — соответственно 7,3 и 8,4%. Более подробно результаты исследования буроугольных скважин методом НГКС рассматриваются в работе [62].

Для каменных углей и антрацитов применение метода НГКС менее эффективно из-за невысоких концентраций водорода в углях.

Я. Н. Басиным [4] для определения зольности углей предложена методика, основанная на измерении отношения жесткой части захватного гамма-излучения с энергией выше 5 *Мэв* к счету тепловых нейтронов или общей интенсивности захватного гамма-излучения. Нормировка измеряемого эффекта позволяет исключать изменения водородсодержания углей и геометрии измерений.

Определение зольности углей по этой методике можно вести с плутоний- или полоний-бериллиевыми источниками. На показания НГК при этом оказывают влияние, помимо кремния, алюминия, железа и кальция, также и кислород, вступающий в реакцию  $(n, n', \gamma)$ . Излучение углерода с энергией 4,43 *Мэв*, возникающее при этой реакции, подавляется дискриминатором.

Указанные источники, по нашему мнению, могут найти применение и при вышеописанной методике определения зольности углей по регистрации мягкой и жесткой составляющих спектра. При этом под жестким излучением следует понимать гамма-кванты с энергией свыше 5 *Мэв*, а под мягким — в области спектра водорода *E*=1,6-2,5 *Мэв*.

#### § 6. МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ БОРНЫХ ПЛАСТОВ

Метод НГК широко применяется для выявления в скважинах борных пластов [37, 41], а также для качественной и количественной интерпретаций полученных данных. Разрешающая способность НГК при этом в сильной степени зависит от химического состава горных пород [37]. Подтверждают это данные рис. IV—25. Исследования выполнены с газо-



Рис. IV—25. Зависимость регистрируемой скорости счета (в отп. ед.) от содержания бора в породах. I — соленосная толща; 2 — сульфатная.

разрядными счетчиками в 50 скважинах диаметром 89 и 110 *мм.* Размер зонда равнялся 35 *см.* Соленосные породы в основном были представлены каменной солью (NaCl) и сильвином (KCl), а сульфатные — гипсом (CaSO<sub>4</sub>· ·2H<sub>2</sub>O).

В сульфатных породах, содержащих к тому же связанную воду, по НГК можно выявлять борные пласты с содержанием до 1% бора (3% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>), а в соленосной толще — до 6% бора (18% В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>) (см. рис. IV—25).

Порог чувствительности НГК к бору примерно 0,3%, а точность 0,3— 1,0%, причем НГК может применяться для выявления пластов с содержаниями до 6% В.

При захвате бора хотя и возникают гамма-кванты с энергией 0,479 *Мэв* (см. § 2 гл. 8), но определять по ним бор в горных породах практически нельзя из-за невозможности регистрации этого излучения на фоне рассеянных гамма-квантов захватного излучения породы.

#### § 7. МЕТОДИКА ВЫЯВЛЕНИЯ СОЛЕНОСНЫХ ТОЛЩ

НГК вместе с ННК и ГК применяется для выявления соленосных толщ по разрезам скважин и для их расчленения [7, 60, 61, 86]. Метод НГК позволяет отделять пласты карналлитов (KMgCl<sub>3</sub> · 6H<sub>2</sub>O) от сильвинов (KCl) по кристаллизационной воде, содержащейся в карналлите. Аналогично выделяются породы, обогащенные бишофитом (MgCl<sub>2</sub> · · 6H<sub>2</sub>O). По этому вопросу см. также § 7 гл. 13.

Радиационный захват хлором тепловых нейтронов приводит к возникновению гамма-квантов с энергией (*Мэв*): 7,79 (7,8%); 7,42 (14%); 6,64 (14,4%); 6,11 (21%); 5,72 (5,6%); 4,98 (6%); 2,88 (9,5%); 1,95 (29%); 1,17 (36%); 0,79 (23%); 0,51 (26%) и других менее интенсивных линий. Таким образом, хлорные соли в разрезах скважин вполне могут выделяться по спектрометрическому НГК. Для раздельного определения водорода и хлора предлагается применять двухзондовые приборы НГК [81, 77].

В нефтепромысловой геофизике НГКС при измерении излучения хлора с энергией в области от 6 до 8 *Мэв* применяется для выявления водоносных пластов, насыщенных хлористым натрием [31]. Кривые НГКС при этом обладают гораздо лучшей дифференциацией, чем кривые стандартного НГК.

### § 8. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ В РУДАХ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ

К металлам этой группы, повторяем, относятся хром, марганец, железо, никель, медь, а также титан, часто встречающийся совместно с железом. Все эти элементы характеризуются интенсивными линиями захватного гамма-излучения в жесткой части спектра и относительно высокими сечениями захвата тепловых нейтронов, превосходящими в несколько раз соответствующие сечения для основных породообразующих элементов: кислорода, кремния, алюминия, магния, кальция и т. д.

Рассматриваемые руды имеют сравнительно простой компонентный состав рудных металлов. Так, руды железа являются монокомпонентными или содержащими марганец. Руды хрома, марганца, никеля и меди являются, как правило, двухкомпонентными, содержащими один из указанных элементов и железо. Это обстоятельство позволяет существенно упростить методику анализа руд по разрезам скважин. Для их определения достаточно изучать жесткий спектр в двух энергетических интервалах. Затруднено определение в горных породах рассматриваемых элементов нарушением для высоких концентраций металла в руде линейной зависимости между интенсивностью регистрируемого излучения и содержанием в них определяемых элементов. В связи с этим для каждого типа руд приходится строить свою градупровочную кривую.

Нарушение липейности этих кривых обусловливается, с одной стороны, самопоглощением нейтронов в породе, с другой — интенсивным поглощением захватного гамма-излучения за счет увеличения плотности и эффективного атомного номера руд, что и приводит к выполаживанию кривых.

Титан. Среднее содержание титана в земной коре по весу равно 0,6%, а в главнейших типах пород может меняться от 0,23 до 0,9%. Наиболее известные минералы титана — рутил TiO<sub>2</sub> и ильменит FeTiO<sub>3</sub>. Месторождения титана генетически связаны с магматическими, метаморфическими и осадочными комплексами горных пород. Они могут быть как собственно титановыми, так и комплексными — с железом и ванадием. Осадочные месторождения титана приурочиваются к россыпям, в которых наряду с титаном могут встречаться и другие тяжелые металлы.

Содержание титана в рудах в зависимости от их типа и масштаба может меняться в широких пределах — примерно от 4 до 30%.

Реакция  $(n, \gamma)$  происходит главным образом на изотопе титан-48 (73,45%), что приводит к образованию гамма-квантов с энергией  $(M_{38})$ : 6,75 (53%), 6,55 (8%), 6,41 (38%), 4,87 (7%), 1,59 (10%), 1,38 (87%) и т. д. Макроскопическое массовое сечение реакции равно 0,073  $c.n^2/c$ .

Аппаратурный гамма-спектр титана, его руды и вмещающей породы, полученный на модели, показан на рис. IV—26 [56]. Измерения на этой и других моделях [46, 56] проводились прибором СГС-1 с кристаллом йодистого натрия  $40 \times 40$  мм на зонде размером 20 см с полоний-борным источником активностью порядка  $3 \div 5) \cdot 10^6$  нейтр/сек. Спектр захватного излучения измерялся при энергиях гамма-квантов свыше 3 Мэв. (В дальнейшем при ссылках на работы [46, 56] мы эти данные приводить не будем.)

Спектр титановой руды отличается от спектра вмещающей породы в области энергий 3,0—4,6 *Мэв* и 5,0—6,6 *Мэв* (см. рис. IV—26). Отношение M скоростей счета в первом  $N_1$  и втором  $N_2$  диапазонах равно 1,22 для титановой руды и 2,38 для вмещающей породы.

При выявлении титановых руд по разрезам скважии необходимо использовать спектрометрическую аппаратуру, обеспечивающую стабильность 2-5%, а при количественном определении титана стабильность аппаратуры должна быть повышена до 1-2%.

При определении титана в комплексных титано-железистых рудах, помимо титана, необходимо оценивать и содержание железа, искажающего жесткую часть спектра захватного гамма-излучения. В работе [46] показано, что для этого типа руд зависимость  $M = \tilde{t}$  (Ti) носит линейный характер лишь до концентраций титана 25%. Хром. Общие сведения о хроме применительно к рассматриваемому случаю приводятся в п. 2 § 2 гл. 8.

Аппаратурный спектр хромовой руды, полученный при измерениях на модели, показан на рис. IV—27 [56]. Спектр хромовых руд от спектра вмещающих пород отличается в области 3—5 *Мэв* и свыше 7 *Мэв*. Для определения хрома в рудах в работе [56] рекомендуется измерять спек-



Рис. IV—26. Аппаратурные спектры титановой руды россыпного месторождения с содержанием 2,6% титана (1), вмещающей породы песчаника (2) и металлического титана (3).



Рис. IV—27. Аппаратурные спектры хромовой руды: 1 — бедная хромовая руда (15% хрома, отношение хрома к железу 1:1); 2 — вмещающая ультраосновная порода: 3 — богатая хромовая руда (26% хрома, отношение хр•ма к железу 2:4).

тральное отношение в диапазоне энергий 3—5 и 7—10 *Мэв.* Величина *М* для исследованных богатых руд составляла 1,58, для бедных — 2.17 и для вмещающих пород — 7,43.

Спектрометрическая аппаратура при этом должна обеспечивать стабильность  $\pm 2\%$ . Порог чувствительности должен быть примерно 4-5%,



*Puc. IV*—28. Аппаратурные спектры марганцевой руды.

1 — бедная карбонатная марганцевая руда с содержанием 11% марганца, 15% железа и 17% кальция; 2 — вмещающая порода известняк; 3 — то же. — глина. точность измерений 10÷15 отн. %. Линейность градуировочной кривой наблюдается при содержании в руде хрома до 10%. Спектрометрическая аппаратура, обеспечивающая стабильность 5%, может применяться лишь для выявления оруденелых зон.

Марганец. Общие сведения о марганце приводятся в §7 гл. 6 и § 2 гл. 8.

Аппаратурный гамма-спектр радиационного захвата марганцевых руд показан на рис. IV—28 [56]. Как видно, от спектра карбонатов спектр марганцевой руды отличается в области энергий 4,8—6 *Мэв* (преобладание излучения кальция) и 6,2—10 *Мэв* (преоблание излучения марганца). Отношение скоростей счета в этих диапазонах равно 1,44 для марганцевой руды и 5,25— для известняка. Таким образом, по НГКС марганцевые руды в карбонатных разрезах вполне могут быть выделены по рассматриваемой методике. При этом может применяться также стандартный НГК (см. раздел I [75]).

Сложнее выделять марганцевые руды в глинистых породах. Спектр марганцевой руды и глины отличается лишь в одной области: 5,5— 6,5 *Мэв* (см. рис. IV—28). Присутствие в глинах и марганцевых рудах железа делает жесткий спектр этих сред сопоставимым, что затрудняет определение марганца в глинистых разрезах.

Железо. Общие сведения о железе приведены в § 7 гл. 6 и § 2 гл. 8. Разработкой методики спектрометрического НГК для определения в рудах железа занимались А. М. Блюменцев, И. И. Фельдман и др. [10, 11], В. Летч [67, 88], а также К. И. Якубсон и Э. Г. Эйфе [46, 56].

Аппаратурные спектры руд железа показаны на рис. IV—29 [56]. Спектр бедной железной руды от вмещающей породы отличается в области энергий 4—6,2 и 6,4—9 *Мэв*. Отношение скоростей счета, измеренных для этих диапазонов энергий, равно 1,34 для руды и 2,50 для вмещающей породы.

Спектр гематито-магнетитовой руды от вмещающей породы отличается в области энергий 3—5 и 5,2—9,0 *Мэв*. Отношение скоростей счета, измеренных для этих диапазонов энергий, равно 0,94 для руды и 2,38 для вмещающей породы.

Аналогичные исследования на моделях выполнены в работе [10] для среды, представленной железом, кальцием и кремнием. Нормированный спектр железа к кальцию и кремнию показан на рис. IV—30. Спектр гамма-квантов при энергии свыше 6—6,4 *Мэв* обусловлен исключительно железом. Данные опыты проводились с анализатором типа АИ-100, фотоумножителем ФЭУ-19 в пермаллоевом экране (для защиты от магнитных полей) и кристаллом йодистого натрия размерами 40×50 мм, экранированным слоем аморфного бора толщиной 3 мм. Гильза глубинного



Рис. IV—29. Аппаратурные спектры руд железа. а — бедная карбонатная руда с содержанием 18% железа (1), вмещающая порода — доломит (2); б — гематито-магнетитовая руда с содержанием 30% железа (1), вмещающая порода — песчаник (2).

прибора диаметром 62 *мм* и толщиной стенок 2,5 *мм* была выполнена из дюралюминия. В опыте использовался полоний-бериллиевый источник с выходом порядка 10<sup>7</sup> нейтр/сек, отделенный от детектора свинцовым экраном толщиной 15 см. Размер зонда равнялся 25 см. Выбор энергетического диапазона свыше 6—6,4 *Мэв* для определения железа в породах по этой методике позволяет подавлять гамма-излучение неупругого рассеяния на углероде (4,43 *Мэв*) и кислороде (6,1 *Мэв*).

Подобные экспериментальные исследования на моделях рассматриваются также в работе [67]. Увеличение на 10 *мм* диаметров сухой и заполненной водой скважин (соответственно 90 и 190 *мм*) приводит к уменьшению скорости счета жесткого гамма-излучения на 4—5%, а отклонение прибора на 10 *мм* от стенки скважины, заполненной водой,— на 2—3%. Эти погрешности намного ниже соответствующих погрешностей, получаемых при измерении



Рис. IV—30. Отношение спектра железа к кремнию (1) и кальцию (2), а также кальция к кремнию (3).

скважин методом ГГК, который также применяется для определения железа в рудах.

Сопоставление данных НГКС на зонде размером 20 *см* с другими каротажными диаграммами для одной из скважин железорудного месторождения приведено в работе [10].

Методы ГГК и каротаж магнитной восприимчивости (КВМ), по сравнению с НГКС малоэффективны. Регистрация жесткого гамма-излучения с энергией выше 6 *Мэв* по НГКС позволяет по максимуму регистрируемой скорости счета однозначно выделять руды железа в скважине. Дифференциация кривых НГКС [10] свыше 2,5% на 1% железа. Градуировочные графики M=i(Fe) носят линейный характер лишь до концентраций железа не свыше 25% [46].

Для выявления железа в породах доста-

точно использовать спектрометрическую аппаратуру, обеспечивающую стабильность до 2—5%, а для количественных измерений — до 2%.

Никель. В § 2 гл. 8 отмечалось, что при захвате никелем тепловых нейтронов возникает жесткое гамма-излучение следующих энергий (*Мэв*): 6,84 (10,8%), 8,51 (12,3%) и 8.996 (28%). *а б* 

Для извлечения никеля промышленное значение имеют сульфидные гидросиликатные и мышьяковые руды. Наиболее важны сульфидные руды, являющиеся одновременно сырьем на медь. При захвате тепловых нейтронов медью также возникают жесткие гамма-кванты с энергией 7,29, 7,63 и 7,91 *Мэв*. Существенное мешающее влияние при определении никеля в этих рудах оказывает железо, содержащееся в больших количествах в этом типе руд.



Рис. IV—31. Аппаратурные спектры никнлиевых руд.

а — сульфидная вкрапленная руда с содержанием 1% никеля и 13% железа (1), вмещающая порода — филлит (2); б — силикатная руда с содержанием 1.2% никеля и 22% железа (1), ультраосновная вмещающая порода (2), никель (3).

Разработкой методики определения никеля в таких рудах занимались К. И. Якубсон и др. [29, 56] и А. Ф. Постельников и др. [33].

Аппаратурный спектр сульфидной и силикатной никелевых руд приведен на рис. IV—31 [56]. Спектр сульфидной никелевой руды от спектра вмещающей породы отличается в области энергий 3—4,4; 6,2—7,0 и 7,6— 10 *Мэв*. Отношение скоростей счета в первом и третьем интервале энергий равно 8,6 для руды и 29,5 для вмещающих пород, а отношение скоростей счета во втором и третьем интервале — 4,02 для руды и 8,2 для вмещающих пород. Для силикатной никелевой руды первое отношение равно 7,83 для руды и 22,3 для вмещающей породы, второе же отношение такое, как и для сульфидных руд.

В работе ([60], см. раздел I) для устранения влияния железа рекомендуется измерять спектр никеля в области энергий 8,6-9 Мэв и нормировать его к спектру железа в области энергий 6—7 Мэв. В этот дианазон попадает также и излучение меди. Исследования скважин подтвердили правильность этой методики — на всех диаграммах никелевые руды отбивались максимальными значениями регистрируемого отношения. Зависимость скоростей счета жестких гамма-квантов в интервалах энергий 7,4-8,2 и 8,6-9 Мэв от содержания в породе никеля от 0 до 3% носит линейный характер.

А. Ф. Постельниковым и др. проведен большой цикл исследований по разрезам скважин силикатно-никелевых месторождений. Работы велись со специальным скважинным гамма-спектрометром, оборудованным реперным устройством для контроля за спектром. Гильза прибора изготовлялась из слоистого стеклопластика диаметром 65 мм. Захватное гамма-излучение регистрировалось при помощи фотоумножителя типа ФЭУ-13 и кристалла йодистого натрия размером 40×50 мм. Использусмый источник имел выход (1÷2) · 107 нейтр/сек. Размер зонда равнялся 22 см. Пространство между детектором заполнялось свинцом (12 см) и плексигласом (с обеих сторон свинцового экрана).

По регистрации жесткого гамма-излучения никеля в интервале 8.2— 8,8 Мэв А. Ф. Постельниковым и др. разработана методика, позволяющая определять никель в рудах при концентрациях свыше  $0,5{--}0,7\,\%$ (порог чувствительности). Применяемый ими спектрометр обеспечивал устойчивость стабилизации ±1%. Проведение многократных записей диаграмм НГКС и их обработка, основанная на дисперсионном анализе, позволили авторам этой методики повысить точность определений никеля в диапазоне 0,5—2,5% до 0,14 абс. %.

Медь. Среднее содержание меди в земной коре равно 0,02% по ве-

су и в зависимости от типа пород может меняться в пределах от 0,003% (кислые) до 0,014% (основные). Содержание меди в промышленных рудах в зависимости от их типа и масштаба может колебаться от 0,3 до 10%.

Реакция (n, y) происходит главным образом на изотопе меди-63 (69,1%), захват тепловых нейтронов на котором приводит к образованию гаммаквантов с энергией (Мэв): 7,91 -(22%); 7,63 (11%); 7,29 (8%)и других менее интенсивных линий. Массовое макроскопическое сечение этой реакции равно 0,035 см<sup>2</sup>/г.

Аппаратурные спектры мед-



*Рис. IV—32.* Аппаратурные снектры медных руд.



ных руд приведены на рис. IV—32 [56]. Гамма-спектр медистого песчаника от вмещающей породы (песчаника) отличается в области энергий 3,0—6,6 и 6,8—9,0 *Мэв.* Отношение скоростей счета в этих диапазонах

равно 7,3 для руды и 13,5 для породы. Для колчеданной руды спектры отличаются в диапазонах энергий 5,4—6,4 и 7,2—10 *Мэв*. Отношение скоростей счета в этих диапазонах равно 2,73 для руды и 4,23 для породы.

Определение меди в рудах можно вести при соотношении меди к железу 1:15 (по А. Ф. Постельникову). При однократных замерах порог чувствительности оценивается примерно 0,5—0,7%. При определении меди по методике многократных замеров с обработкой результатов по методике дисперсионного анализа может быть достигнута точность  $\pm 0,2$ %.

Для проведения исследований необходима высокостабилизированная спектрометрическая аппаратура.

Другие элементы. Кроме элементов группы железа, при помощи НГКС можно определять и другие элементы, особенно алюминий и серу.

При захвате нейтронов алюминием образуются гамма-кванты с энергией 7,72 (35%) *Мэв* и другие менее интенсивные линии. Макроскопическое массовое сечение алюминия приведено в табл. IV—3. В связи с тем, что это сечение невелико, при помощи НГКС можно определять лишь высокие рудные концентрации алюминия в породах: 15—32% (бокситы). Однако переменное содержание в них железа будет мешать определению этого элемента.

При захвате тепловых нейтронов серой возникают гамма-кванты с энергией (Mэв): 7,8 (2,6%); 5,44 (48%); 4,87 (12%); 3,27 (19%); 2,97 (13%); 2,41 (30%); 0,84 (47%) и другие менее интенсивные линии. Массовое макроскопическое сечение образования этих гамма-квантов равно 0,009  $cm^2/c$ . Поэтому при помощи НГКС можно определять лишь высокие концентрации серы в породах по регистрации гамма-квантов в области энергий 3,0—5,5 *Мэв*. При этом существенное мешающее влияние могут оказывать породообразующие элементы.

Применение метода НГКС для определения в породах ртути рассматривается в работе [95].

## § 9. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖ

Для реализации этого метода корпус глубинного прибора необходимо делать из алюминия или тонкой стальной трубы. При больших размерах зондов детектора гамма-лучей практически достигает только рассеянное гамма-излучение, метод НГК по сути вырождается в ГГК, поэтому его и называют НГГК. Показания НГГК при регистрации излучения в диапазоне энергий примерно от 0,2 и 0,3 *Мэв* зависят только от плотности пород. Поэтому эту методику по аналогии с ГГК-п следует обозначить НГГК-п\*. Изменение плотности пород на 0,01 *г/см*<sup>3</sup> приводит к изменению скорости счета на 3% [94].

Наличие линейной зависимости между объемной плотностью горных пород  $\rho_{o6}$  и их пористостью *m* позволяет по результатам определения  $\rho_{o6}$  судить о пористости. Связь эта дается следующим соотношением:

$$\rho_{\text{of}} = \rho_m (1-m) + \rho_{\text{x}} m,$$

где  $\rho_m$  — минералогическая плотность или так называемая плотность скелета породы;  $\rho_{*}$  — плотность жидкости, заполняющей поры.

В связи с тем, что минералогическая плотность для пород одного состава практически постоянна, изменение их объемной плотности связано исключительно с изменением пористости пород (для m > 10%).

<sup>\*</sup> С. А. Щербатским [84] для определения плотностей горных пород предложена аппаратура, основанная также на одновременном измерении эффектов НГК и ГГК п.

Измерение мягкого рассеянного гамма-излучения в диапазоне примерно от 0,05 до 0,15 *Мэв* позволяет судить о содержании в породе тяжелых элементов: железа, марганца, бария, вольфрама, ртути, сурьмы, свинца и т. д. Эту методику по аналогии с ГГК-с удобно назвать селективным НГГК-с, который может применяться для определений в породе указанных тяжелых элементов.

При измерении отношения мягкой компоненты рассеянного гаммаизлучения к жесткой, как и при ГГК-сп, можно, по-видимому, исключать влияние на показания НГГК-сп изменения плотности горных пород, их микрокавернозности, изменения водородсодержания и состава. Однако это необходимо проверить экспериментально.

#### § 10. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-КАРОТАЖ С КАДМИЕВЫМ ДЕТЕКТОРОМ

Для реализации метода НГК-Сd с газоразрядными счетчиками рекомендуется каждый счетчик в приборе НГК окружать кадмиевой фольгой толщиной 0,5—0,7 мм. Такое устройство глубинного прибора позволяет реализовать комплексный метод НГК+ННК. По сравнению с аппаратурой НГК прибор НГК-Сd при том же источнике обладает повышенной скоростью счета (на 30—40%) и повышениой чувствительностью к влажности (пористости) пород. Кроме того, аппаратура НГК-Сd значительно менее чувствительна к содержанию хлора в буровом растворе (примерно в 2 раза) и в пластовой воде за счет уменьшения эффекта НГК и увеличения эффекта ННК-т [35, 50].

Метод НГК-Сd применяется главным образом для определения пористости пород. При этом дифференциация кривых возрастает примерно на 30—40% по сравнению с НГК [93, 94].

Для подавления мягкого гамма-излучения детекторы рекомендуется дополнительно экранировать свинцом или вольфрамом.

При работе с дюралюминиевыми или тонкими стальными корпусами, наоборот, можно осуществлять преимущественную регистрацию мягкого гамма-излучения и реализовать комплексную методику НГГК и ННК-т (по поводу НГГК см. предыдущий параграф).

## § 11. НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-КАРОТАЖ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

При работе с источниками нейтронов типа полоний- или плутонийбериллиевых, имеющих среднюю энергию быстрых нейтронов  $E_{\rm cp}$  соответственно 4,3 и 4,5 *Мэв*, гамма-детектор НГК одновременно регистрирует излучение, возникающее как по реакции (*n*,  $\gamma$ ), так и по реакции (*n*, *n'*,  $\gamma$ ). Для регистрации излучения последней реакции в работе [56] предложена методика, основанная на использовании двух источников с высокой и низкой средней энергией быстрых нейтронов. В качестве источников с низкой средней энергией нейтронов используют полоний-борный источник ( $E_{\rm cp} = 2,7$  *Мэв*). Разность нормированных спектров, полученных с «жестким» и «мягким» источниками, в этом случае соответствует гамма-квантам с энергией выше 3 *Мэв*. (По этому вопросу см. также п. 2 § 1 этой главы.) В горных породах гамма-кванты с энергией выше 3 *Мэв* возникают лишь на углероде ( $E_{\rm T} = 4,43$  *Мэв*) и кислороде ( $E_{\rm T} =$ = 6,1 *Мэв*). Следовательно, рассматриваемая разностная методика в первую очередь пригодна для определения в породах кислорода и углерода. Нормировать спектр по этой разностной методике рекомендуется в области энергий гамма-квантов свыше 6,1 *Мэв* [56]. Авторы при этом допускают, что спектр гамма-излучения свыше этой энергии обусловлен исключительно захватным излучением. Они же отмечают, что ошибка, обусловленная этим допущением, не выходит за пределы 15% в самом неблагоприятном случае.

Рассматриваемая методика в первую очередь может быть применена для выявления в разрезах угольных пластов. В соответствии с этим ав-



торами [56] для этого случая изучена глубинность метода НГКнр. Для пласта сухого угля плотностью 1,26 г/см<sup>3</sup> глубинность для зонда размером 20 см оказалась равной 13 см, т. е. меньше на 4,5 см соответствующей величины для НГКС (см. табл. IV—3). Для водонасыщенного угольного пласта глубинность НГКнр уменьшилась до 10 см, а для водонасыщенного песчаника — до 6,1 см.

Спектр гамма-излучения, полученный по разностной методике на одной из скаважин Подмосковного угольного бассейна, приведен на рис.

Рис. IV—33. Спектр гамма-излучения (в отн. ед.), полученный при облучении угольного пласта с зольностью 30%: 1- спектр, полученный с полоний-бериллиевым источником; 2 то же, с полоний-борным источником; 3 — разностный спектр.

IV—33 [56]. Исследования проводились с помощью прибора типа СГС-1 п кристалла йодистого натрия размером 30×30 мм в скважине диаметром 92 мм, заполненной водой. Выход нейтронов полоний-бериллиевого источника составлял 5,7 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек, полоний-борного — 3,7 · 10<sup>6</sup> нейтр/сек.

В разностном спектре (см. рис. IV—33), соответствующем реакции  $(n, n', \gamma)$ , четко выделяются пики, обусловленные кислородом (области энергий:  $E_1 = 6, 1 - 1, 02 = 5,08$  Мэв,  $E_2 = 6, 1 - 0, 51 = 5,69$  Мэв и  $E_3 = 6,1$  Мэв) и углеродом (области энергий:  $E_1 = 4,43 - 1,02 = 3,41$  Мэв;  $E_2 = 4,43 - 0,51 = 3,92$  Мэв и  $E_3 = 4,43$  Мэв).

В работе [56] отмечается, что метод НГКнр может применяться для определения зольности углей, однако точность НГКир уступает точности, полученной для НГКС при регистрации жесткого и мягкого гамма-излучения (см. § 5 этой главы).

# ГЛАВА 15

## ИМПУЛЬСНЫЕ МЕТОДЫ КАРОТАЖА

Разработка и выпуск скважинных генераторов нейтронов позволили реализовать новые методы: импульсный нейтрон-нейтронный каротаж ИННК, импульсный нейтронный гамма-каротаж радиационного захвата тепловых нейтронов ИНГК и импульсный нейтронный гамма-каротаж неупругого рассеяния быстрых нейтронов ИНГКнр.

Для реализации первых двух методов каротажа выпускаются генераторы нейтронов типа ИГН- и ИГН-4, созданные на основе нейтропной трубки типа УНГ-1 (см. табл. I—7). Прибор размещен в стальном корпусе длиной около 3 *м* и диаметром 102 *мм* (первый вариант) и 90 *мм* (второй вариант). Первый вариант прибора рассчитан на рабочую температуру 60°, а второй — на 120°. Прибор оборудован группой пропорциональных борных счетчиков с обогащенным изотопом бора-10 до 98% в расчете на работу по методике ИННК.

ОКБ геофизического приборостроения Министерства геологии СССР (г. Ленинград) в настоящее время выпускает также импульсный генератор нейтронов типа НГС-1, созданный на основе нейтронной трубки типа НТ-10 (см. табл. I—7). Длина прибора 3,8 м, диаметр 73 мм, рабочий диапазон температур от -20 до  $+50^{\circ}$  С. Прибор рассчитан для исследований скважин методами ИННК и ИНГК. Для регистрации тепловых или надтепловых нейтронов в нем применяется сцинтилляционный счетчик с ФЭУ-15 или ФЭУ-16 (см. приложение 9) и люминофоры типа  $T_1$  (ЛДНМ), а для регистрации захватного гамма-излучения — кристалл йодистого натрия, активированного таллием. Для измерения спектра гамма-лучей прибор оборудован пороговым дискриминатором.

На основе нейтронных трубок типа УНГ-1, УНГ-2, НТ-10 и др. (см. табл. I—7) в тресте «Татнефтегеофизика» и ВНИИЯГГе разработаны малогабаритные скважинные генераторы нейтронов диаметром около 60 и 42 мм. Так, в настоящее время начали выпускать нейтронный генератор ИГН-6 на трубке НТ-16. Описание других различных скважинных нейтронов дается в книге ([62], см. раздел I).

Импульсные потоки нейтронов могут также получаться при помощи подкритической системы, состоящей из двух блоков урана-235 или плутония-239, приводимых периодически в соприкосновение друг с другом электромеханическим устройством [83].

Рассматриваемые нейтронные методы в настоящее время в основном применяются в нефтепромысловой геофизике для решения разнообразных задач. Внедрение этих методов в рудную геофизику только что начинается. Это в основном обусловливалось от-,

сутствием приборов малого диаметра.

Схема облучения пород и измерения вторичных излучений импульсными нейтронными методами показана на рис. IV—34. Гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов при этом испускается в процессе импульса, длительность которого должна быть выбрана такой, чтобы гам-

Рис. IV—34. Схема облучений и измерений при импульсных нейтронных методах:

 $\Delta T$  — длительность импульсов на полувысоте; T — время между пульсациями нейтронов;  $\Delta t'$  — длительность импульса, в течение которого изучается гамма-излучение неупругого рассеяния нейтронов; t — время задержки после окончания импульса;  $\Delta t$  — интервал времени, в течение которого изучается распределение в скважине тепловых нейтронов или их захватное гамма-излучение.



ма-излучение радиационного захвата нейтронов не мешало его измерению. Тепловые нейтроны или гамма-лучи радиационного захвата измеряются в интервалы времени между импульсами в течение какого-то определенного времени  $\Delta t$  при различных временах выдержки t регистрирующего устройства.

## § 1. ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННЫЙ КАРОТАЖ

Этот метод в настоящее время широко применяется в нефтепромысловой геофизике для расчленения нефтеносных пластов от минерализованных водоносных.

В рудной геофизике ИННК применяется недавно.

#### 1. Основы теории метода

Распределение в однородной безграничной среде плотности тепловых нейтронов, мгновенно испущенных точечным источником тепловых нейтронов, описывается соотношением

$$n(r,t) = \frac{Q}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4Dt}}, \qquad (\text{IV}-7)$$

где Q — число нейтронов, испущенных источником; D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов; t — время с момента выключения источника;  $\tau$  — среднее время жизни тепловых нейтронов; r — расстояние, на котором исследуется плотность нейтронов.

Для источника быстрых нейтронов в среде, не содержащей водорода, выражение, аналогичное (IV—7), приобретает следующий вид:

$$n(r,t) = \frac{Q}{\left[4\pi \left(Dt + L_{s}^{2}\right)\right]^{3/2}} e^{-\frac{t}{\tau} - \frac{r^{2}}{4\left(Dt + L_{s}^{2}\right)}}, \qquad (\text{IV}-8)$$

где L<sub>s</sub> - длина замедления нейтронов.

Это соотношение может быть применено и для расчета в средах, содержащих водород при  $r < L_{s'}^2 \lambda_0 (\lambda_0 - средняя длина первого пробега$ быстрых нейтронов).

Для водородсодержащих пород при  $r > L_s^2/\lambda_0$  выражение, аналогичное (IV—8), имеет вид:

$$n(r,t) = \frac{Q\sqrt{Dt}}{2\sqrt{2}rL_{s\pi}^2} e^{-\frac{t}{2} + \frac{2Dt}{L_s^2}} \left\{ e^{-\frac{\sqrt{2}r}{L_s}} y_+ \operatorname{erfc} y_+ - e^{-\sqrt{2}r/L_s} y_- \operatorname{erfc} y_- \right\}, (\mathrm{IV}-9)$$

где  $y_{\pm} = \frac{\sqrt{2Dt}}{L_s} \pm \frac{r}{2\sqrt{Dt}}$ , erfc  $y_-$  — то же, что и в формуле (III—49).

Для воды аналогичное соотношение при  $r>L_{s}^{2}/\lambda_{0}$ :

$$n(r,t) = \frac{Q}{8\pi r L_s^2} e^{-\frac{t}{r} + \frac{Dt}{L_s^2}} \left\{ e^{-r/L_s} \operatorname{erfc} x_{-} - e^{r/Z_s} \operatorname{erfc} x_{+} \right\}, \quad (\mathrm{IV}-10)$$

где  $x_{\pm} = \frac{\sqrt{Dt}}{L_s} \pm \frac{r}{2\sqrt{Dt}}$ .

Выражения (IV—8)—(IV—10) в предельном случае  $\frac{L_s}{\sqrt{Dt}} \to 0(L_s \to 0)$ или при  $t \to \infty$ ) переходят в соотношение (IV—7).

При достаточно больших значениях t, т. е. когда

$$\frac{\sqrt{Dt}}{L_s} - \frac{r}{2\sqrt{Dt}} \gg \frac{1}{2}, \qquad (\text{IV}-11)$$

выражения (IV-8)-(IV-10) принимают вид (IV-7). Это указывает на то, что при больших временах t распределение нейтронов в породе определяется процессами диффузии и не зависит от замедляющих свойств среды. Поэтому при больших t можно пользоваться соотношением (IV-7).

Более строгие соотношения по сравнению (IV—7)—(IV—10), выведенные с учетом цилиндрической поверхности раздела для водородсодержащих сред, приводятся в работе А. Л. Поляченко [32] и [94]. Для слабо поглощающих сред ( $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ ) соотношения, аналогичные (IV—8), имеют следующий вид [21]:

$$n(r,t) = \frac{n(t)e^{-r^{3}[4D(t-t_{s}) + 4L_{s}^{2}]}}{8\pi^{\frac{3}{2}}[D(t-t_{s}) + L_{s}^{2}]^{\frac{3}{2}}},$$
 (IV—12)

тде

$$n(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{(1-\lambda_{\gamma}/\upsilon\xi\tau)^{2/\gamma}} \frac{\left(\frac{2}{\gamma}, \frac{\xi\upsilon t}{\lambda_{\gamma}} - \frac{t}{\tau}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}\right)}.$$

(Обозначения те же, что и в § 3 гл. 1.)

Для сред со значительным поглощением и малыми временами задержки t аналогичное соотношение записывается так [21]:

$$n(r,t) = e^{-t/\tau} \frac{\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}, \frac{\xi_{U}t}{\lambda_{\gamma}}\right)}{\Gamma\left(\frac{2}{\gamma}\right)} q'(r), \qquad (\text{IV}-13)$$

где q'(r) — стационарная плотность замедления, определяемая соотношением (III—11).

В соотношениях (IV—12) и (IV—13) введены следующие обозначения:  $\Gamma(x,y) = \int_{0}^{t} e^{-t} \cdot t^{x-1} dt$  — неполная гамма-функция;  $\Gamma(x) = \Gamma(x, \infty)$ . При  $t \gg t_s$  и  $Dt \gg L_s^2$  соотношения (IV—11) и (IV—12) сводятся

к формуле (IV-7).

Таким образом, при  $L^2_s \ll Dt$  для выявления некоторых качественных закономерностей воспользуемся вначале именно соотношением (IV-7).

При больших временах t

$$n(t) \sim e^{-t/\tau}, \qquad (\text{IV}-14)$$

т. е. плотность нейтронов зависит лишь от среднего времени жизни тепловых нейтронов τ.

Величина времени t при этом определяется величинами r и  $\tau D$ . Со-множитель  $e^{-r^3/4D^2}$  в вышеупомянутых соотношениях определяет подток нейтронов к данной точке пространства.

При больших временах t плотность нейтронов, как уже отмечалось, зависит лишь от поглощающих свойств среды, определяемых т. Для пород с различными временами жизни тепловых нейтронов т1 и т2 и равными коэффициентами диффузии  $(D_1=D_2)$  плотности определяются соотношениями (IV-7), отношение которых для этих пород имеет следующий вид:

$$\frac{n_2(t)}{n_1(t)} = e^{-t\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1}\right)}.$$
 (IV-15)

При  $t \to \infty$   $\frac{n_2}{n_1} \to \infty$  (при  $\tau_1 < \tau_2$ ) и  $\frac{n_2}{n_1} \to 0$  (при  $\tau_1 > \tau_2$ ), т. е. различия в показаниях ИННК в пластах с различными поглощающими свойствами могут быть весьма значительными. Для стационарного же ННК это различие ограничивается пределами  $\frac{n_2}{n_1} \ll \frac{\tau_2}{\tau_1}$ .

Если  $D_1 \neq D_2$ , то соотношение, аналогичное (IV—13), приобретает вид:

$$\frac{n_2(t)}{n_1(t)} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{3/2} e^{-t\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1}\right) - \frac{t^2}{4t}\left(\frac{1}{D_2} - \frac{1}{D_1}\right)}.$$
 (IV-16)

При выполнении условия (IV-11)

$$\frac{n_2(t)}{n_1(t)} \approx \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{3/2} e^{-t\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1}\right)}.$$
 (IV-17)

В случае  $\tau_1 \gg \tau_2$  и  $D_1 \neq D_2$  выражение (IV—14) можно переписать:

$$\frac{n_2(t)}{n_1(t)} = \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^{3/2} e^{-\frac{t}{\tau_2} - \frac{r^2}{4t} \left(\frac{1}{D_2} - \frac{1}{D_1}\right)}$$
(IV-18)

Соотношения (IV—8)—(IV—10) начинают совпадать еще до перехода в выражение (IV—7) и принимают вид (IV—8) при некоторых средних временах. Поэтому дальнейшие более детальные исследования удобно проводить, исходя из соотношения (IV—8). Относительная простота его позволяет определять параметры диффузии т и D.

Величина  $\theta = L_s^2 + Dt$ , называемая символическим или обобщенным возрастом, может быть найдена из соотношения (IV—8) при замерах на двух зондах  $r_1$  и  $r_2$ :

$$\theta = \frac{r_2^2 - r_1^2}{4\ln \frac{n(r_1, t)}{n(r_2, t)}} \cdot$$
(IV-19)

После окончания процесса замедления нейтронов зависимость (IV—19) от времени носит линейный характер (рис. IV—35). Расчетные данные хорошо согласуются с экспери-

данные хорошо согласуются с экспериментальными. Отрезок по оси ординат определяет величину эффективного возраста нейтронов  $\theta_{эф}$ , а тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс — коэффициент диффузии.



Рис. IV—35. Зависимость символического возраста нейтронов от времени, полученная путем расчетов (линия) и измерений на модели песчаника (точки с разбросом) пористостью 0,09 для нейтронов с начальной энергией 14,1 Мэз.  $\theta_{\rm sch}$ =540 см<sup>2</sup>, tg  $\alpha$ =D=2,5.  $10^5$  см<sup>2</sup>/сек.



Рис. IV—36. Зависимость нормированной скорости счета тепловых нейтронов от времени задержкч, использованная для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов, Время жизни тепловых нейтронов можно определить путем замера  $\theta$  при двух значениях  $t_1$  и  $t_2$ :

$$\tau = (t_2 - t_1) \left\{ \ln \frac{n(r_1 t_1)}{n(r_1 t_2)} - \frac{3}{2} \ln \frac{\theta(t_2)}{\theta(t_1)} - \frac{r_1^2 \left[\theta(t_2) - \theta(t_1)\right]}{4 \theta(t_1) \theta(t_2)} \right\}^{-1}$$
 (IV-20)

По экспериментальным данным  $\tau = 570$  мксек, а  $L_s^2 = 540$  с.м<sup>2</sup>.

Среднее время жизни тепловых нейтронов в породе может быть получено также по экспериментальной кривой n(t), нормированной к интегральной скорости счета (рис. IV—36). Левая часть кривой обусловлена влиянием скважины, а правая, подчиняющаяся закону  $e^{-t/\tau}$  влиянием породы. Для определения т используется правая ветвь кривой  $\ln[n(t)]$ . Если длина этой кривой недостаточна, то к ней строится касательная (см. рис. IV—36). Для определения т достаточно проделать следующее: выбрать на прямой  $\ln[n(t)]$  точку, определяемую, например, координатами  $10^{-4}$  и 2580 *мксек*. Увеличив ординату этой точки в *е* раз (в 2,7 раза), получим на оси абсцисс отрезок  $\Delta t$ , отвечающий величине  $\tau_n$ . В нашем случае  $\tau = 540$  *мксек*. Влияние скважины и коэффициента диффузии эта методика не учитывает.

Кривая после максимума (см. рис. IV—36) может быть представлена суперпозицией двух экспонент [32]. В работе [82] для учета влияния скважины разработана приближенная методика определения  $\tau_n$ , основанная на представлении функции n(t) в виде двух экспонент при условиях  $(L_s^2 + Dt) t \gg \frac{r^2 \tau}{4}$ .

$$n(t) = I_{c}e^{-t/\tau_{c}} + I_{\pi}e^{-t/\tau_{\pi}}, \qquad (IV-21)$$

где  $I_c$  и  $I_n$  соответственно веса экспоненциальных функций с параметрами  $\frac{1}{\tau_c}$  и  $\frac{1}{\tau_n}$ . В дальнейшем соотношение (IV—21) представляют в виде прямой:

$$y_i = px_i + q,$$
 (1V-22)  
 $y_i = \frac{I_{1i}}{I_{3i}}, \quad x_1 = \frac{I_{2i}}{I_{3i}}.$ 

где

Для вычисления этих новых координат весь интервал времен за-  
держки 
$$t$$
 разбивается на три равных подынтервала, каждый из которых  
в свою очередь разбивается на равные интервалы усреднения  $\Delta t$ . Индек-  
сы у величин  $I_{ji}$  имеют следующий смысл:  $j=1, 2, 3$  — номера подын-  
тервала,  $i=1, 2$  — номера интервала усреднения. Коэффициенты  $p$  и  $q$   
определяются из квадратного уравнения

$$u^2 - pu - q = 0.$$
 (IV-23)

Корни этого уравнения однозначно связаны с величинами т<sub>с</sub> и т<sub>п</sub>:

$$\tau_{\rm c} = \frac{m\Lambda t}{\ln u_1}, \quad \tau_{\rm m} = \frac{m\Delta t}{\ln u_2} \tag{IV-24}$$

(здесь *т* — количество интервалов усреднения в подынтервале).

Кривая спада плотности тепловых нейтронов в такой системе координат приведена на рис. IV—37. Построена она по экспериментальным точкам. В результате отрезок по оси ординат отвечает величине q = -98, а угловой коэффициент p=36. Подставляя эти значения в уравнение (IV—23), получим  $u_1=33$ ,  $u_2=3$ , а пользуясь выражением (IV—24), получим  $\tau_c = 86 \ {\rm skcek}$ , а  $\tau_n = 272 \ {\rm skcek}$ .



Рис. IV—37. Кривая спада плотности тепловых нейтронов в спрямляющей системе координат tg  $\alpha = \rho$ ,  $\Delta t = 300$  мксек. Во ВНИИЯГГе А. В. Антоновым и др. для определения диффузионных параметров горных пород разработана лабораторная методика, основанная на облучении образцов пород импульсным пучком нейтронов [35].

Р. Л. Колдуэллом и др. для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в скважинах разработана специальная методика, основанная на применении счетно-решающего устройства [35]. Другие методы определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в породах, пересеченных скважиной, рассматриваются в работах [66, 70—79].

При определении в породе элементов, сильно поглощающих тепловые нейтроны, важно исключать осложняющие факторы, обусловленные замедлением и переносом нейтронов в породе и нестабильностью источника [21]. Это может быть осуществлено по методике интегральных отношений:

$$M\left(\Delta t,\tau\right) = \frac{\int\limits_{t_1}^{\infty} n\left(r,t\right) dt}{\int\limits_{t_2}^{\infty} n\left(r,t\right) dt},$$
 (IV—25)

где t<sub>1</sub> и t<sub>2</sub> — времена задержки.

При  $t_1$  и  $t_2$ , больших  $t_s$  хотя бы на величину дисперсии

$$\widetilde{\Delta t^2} = \overline{(t-t_s)^2} = t_s^2 \frac{\gamma}{2}, \qquad (\text{IV}-26)$$

величина М будет определяться соотношением

$$M(\Delta t, \tau) = e^{-t_1/\tau_1 + t_2/\tau_2} = e^{-\Delta t/\tau}, \qquad (IV-27)$$

где

$$\Delta t = t_1 - t_2.$$

Относительную величину аномалии в зависимости от содержания в породе определяемого элемента можно найти из соотношения [21]:

$$\frac{M(\Delta t,\tau_1) - M(\Delta t,\tau_2)}{M(\Delta t,\tau_1)} = 1 - e^{-\Delta t \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2}\right)} = 1 - e^{-\Delta t v \Delta \Sigma_a}, \quad (\text{IV}-28)$$

где  $\Delta \Sigma_a = \Sigma_{a1} - \Sigma_{a2}$  — изменение макроскопического сечения при переходе из пласта с  $\tau_2$  в пласт с  $\tau_1$ .

Скважина с ее заполнением искажает результаты определения параметров породы или содержания в них поглощающих элементов. Поэтому при ИННК и ИНГК важно включить детектор излучения через такое время t, когда нейтроны и порождаемые ими в скважине гамма-кванты «вымрут» и в нее начнут поступать нейтроны, несущие информацию о породе. Это условие может соблюдаться лишь в том случае, если время жизни тепловых нейтронов в скважине  $\tau_c$  будет значительно меньше соответствующей величины в породе  $\tau_n$  ( $\tau_c < \tau_n$ ). При стандартном же ННК и НГК нейтроны или гамма-лучи обеих групп регистрируются од-

#### Нейтронные параметры

Coera	ťs	L <sup>2</sup> <sub>s</sub> , см <sup>з</sup> см <sup>2</sup>	<sup>3</sup> для Е <sub>п</sub> , М эв	$D \cdot 10^{-4}$	0,7 λ <sub>s</sub>	τ,
ореда	мксек	14,1	5	см²/зек	См	мксек
Сухой песок (1,65 г/см <sup>3</sup> ) m=0,1 Влажный песок, m=0,2	. 600 . 60 . 35	3000 650 370	2000 400 200	41 19 14	7 5 4	2200 1060 750
Вода, <i>m</i> =1	. 16 6	200 150	100	6,4 3,5	3,5 3,5	440 207

новременно. Этим, собственно говоря, и объясняется их низкая информативность о породе.

Таким образом, для ИННК наиболее благоприятным является случай, когда  $\tau_c < \tau_n$  и  $D_c < D_n$ . По данным ИННК без особого труда можно определять параметры  $\tau_n$  и  $D_n$ . Однако на практике могут быть и другие случаи: в частности,  $\tau_c > \tau_n$ , т. е. нейтроны в породе поглощаются быстрее, чем в скважине. С такой задачей встречаемся при определении в породах высоких концентраций бора и т. д. Для определения свойств породы в этом случае ВНИИЯГГ предлагает искусственно понижать время жизни тепловых нейтронов в скважине путем засоления бурового раствора и т. д.

Задача по определению высоких концентраций бора в породах, по нашему мнению, может быть решена понижением сечения захвата медленных нейтронов породы. На практике этого можно достичь регистрацией надкадмиевых или других более высокоэнергетичных медленных нейтронов (подробнее об этом см. в § 2 гл. 3).

Для устранения влияния скважины при ИННК, возможно, целесообразным окажется применение глубинных приборов с бор-кадмиевыми экранами.

Глубинность ИННК, приближенно рассчитанная С. А. Кантором [51, 82], для непоглощающей водородсодержащей среды определяется следующим соотношением:

$$R_{0,9} = 2,1 \sqrt{L_s^2 + D(t - t_s)} - 0,7\lambda_s, \qquad (IV-29)$$

где  $t_s$  время замедления нейтронов;  $\lambda_s$  средняя длина свободного пробега нейтронов. Указанные здесь параметры для песка различной влажности и воды приведены в табл. IV—5, а результаты расчета по

Таблица IV-6

Срела	ННК-т	ННК-н <sup>с</sup> п, Ма	ННК-т при Е <sub>п</sub> , <i>Мэв</i>	иннк	- т для раз мксек	ных ť,
	5	14,1	14,1	1000	2500	4000
Сухой песок	$     \begin{array}{c}       103 \\       45 \\       33 \\       21,5 \\       13     \end{array} $	108 49 36 26 22	$124 \\ 56,5 \\ 42 \\ 28,5 \\ 23$	111 56 44 31 25	122 65 52 36 28	1 33 74 58 42 32

Радиус зоны исследования R0,9

формуле (IV—29) — в табл. IV—6. Увеличение энергии быстрых нейтронов ведет к увеличению глубинности ННК. Глубинность ННК-н несколько меньше глубинности ННК-т, с увеличением времени задержки t глубинность исследования пород ИННК возрастает, причем относительное приращение величины  $R_{0,9}$  тем больше, чем выше содержание водорода в породе.

#### 2. Основы методики измерений

Перед исследованием скважин рекомендуется тщательно изучить литологию пород и их состав, чтобы рассчитать нейтронные параметры для выбора оптимальных размеров зондов, времен задержки и т. д. После этого можно переходить к экспериментам на скважине.

При опытно-методических исследованиях по ИННК применительно к решению конкретной задачи важно выбрать размер зондов, время задержки и ширину временного окна  $\Delta t$ . С этой целью ВНИИЯГГ рекомендует производить на скважинах предварительные точечные измерения. Выбранные основные параметры режима работы аппаратуры в дальнейшем используются в качестве типовых для данного региона.

Ширину временного окна при измерении в скважинах следует выбирать по возможности наибольшей (для увеличения регистрируемой скорости счета), но не выше минимального времени жизни тепловых нейтронов в изучаемых породах. После выбора  $\Delta t$  необходимо построить зависимость n = f(t) на основе замеров по крайней мере для четырех времен. Кривая n = f(t) должна быть снята вплоть до самых высоких значений t, пока счет нейтронов еще превышает фоновое значение, обусловленное в основном наводками аппаратуры.

При опытно-методических исследованиях в качестве временных анализаторов при изучении скважин рекомендуется пользоваться установками типа СГС-1, АИ-50, АИ-100, АИ-128 и др. С этой целью их приходится снабжать специальными временными блоками.

В связи с тем, что выход нейтронов из генератора меняется со вреченем, рекомендуется применять мониторирование и исправлять получаемые значения на показания монитора. Поскольку мониторов в серийно выпускаемых приборах нет, их показания следует нормировать к интегральной скорости счета или к замеру со второй задержкой.

Генератор нейтронов — это управляемый источник нейтронов, поэтому при предварительных исследованиях важно выбрать не только названные параметры, но и длительность импульса нейтронов  $\Delta t_n$  и частоту его следования (или время *T*), а также выход нейтронов из мишени генератора *Q*. Разумеется, при решении каждой задачи необходимо выбирать скорость подъема глубинного прибора, его постоянную времени и масштабы записи диаграмм [36].

## 3. Области применения метода

Наиболее широко метод ИННК, как уже говорилось, применяется в нефтепромысловой геофизике для отделения нефтеносных пластов от минерализованных водоносных с содержанием хлористого натрия от 30—50 г/л и выше [35, 48—53, 82], а также для выявления в благоприятных случаях газо-жидкостного контакта коллектора. Этот метод совместно с другими методами позволяет также производить литологическое расчленение разрезов.

При исследовании углеразведочных скважин ИННК может привлекаться для выявления угольных пластов по содержанию в них водорода. Этот метод ИННК наиболее благоприятен для обнаружения бурых углей, отличающихся повышенным содержанием водорода по сравнению с вмещающими водоносными горизонтами.

В рудной геофизике ИННК может применяться для определения в породах элементов с высокими сечениями захвата тепловых нейтронов. Чувствительность ИННК к содержанию в породе таких элементов может быть оценена по формуле (IV—29). Чтобы проиллюстрировать это, воспользуемся данными работы [21].

Таблица IV—7

Элемент	Массовое макроскопи- ческое сечение	Co	Промышленные концентрации,			
	захвата, см²/г	500	250	100	50	%
Питий Бор Марганец Кобальт Кадмий Ртуть Вода	$\begin{array}{c} 6,11\\ 42,0\\ 0,143\\ 0,378\\ 17,72\\ 1,04\\ 0,022 \end{array}$	0,0126 0,0018 0,365 0,089 0,0039 0,07 5,7	$\begin{array}{c} 0,0252\\ 0,004\\ 0,73\\ 0,178\\ 0,0078\\ 0,14\\ 9,4 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,063\\ 0,010\\ 1,83\\ 0,445\\ 0,0195\\ 0,35\\ 20,6\end{array}$	0, 13 0, 02 3, 65 0, 89 0, 039 0, 7	$\begin{array}{c} 0,1\!-\!1,5\\ \sim\!0,3\!-\!18,6\\ \sim\!5\!-\!55\\ \sim\!0,1\!-\!10\\ 0,02\!-\!0,09\\ 0,01\!-\!8\\ -\end{array}$

Порог чувствительности ИННК (вес. %)

Как и в этой работе, за порог чувствительности примем аномалию в 22%. Весовые концентрации элементов в породе, создающие такую аномалию, приведены в табл. IV—7. Видно, что с помощью ИННК можно определять весьма низкие концентрации лития, бора и кадмия в рудах. Метод может применяться также для определения в рудах марганца, ртути средних и высоких концентраций, а также кобальта высоких концентраций.

Из других элементов при помощи ИННК можно прежде всего определять редкоземельные элементы, хлор, железо и т. д.

Однако переменная влажность при этом мешает выявлению в породах по рассматриваемой методике всех указанных элементов. Для исключения мешающего влияния водорода необходимы специальные исследования.

#### § 2. ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-КАРОТАЖ

Поле захватного гамма-излучения, условно совмещенное на рис. IV—34 с полем тепловых нейтронов, в действительности может резко отличаться от него, так как поле нейтронов является источником гамма-лучей, которые в породе и скважине распространяются практически мгновенно в отличие от порождающих их тепловых нейтронов. В силу этого в отдельных участках пространства тепловых нейтронов может сще не быть, а гамма-кванты уже могут иметься. В связи с этим времена задержки при регистрации захватных гамма-лучей могут не совпадать с временами задержек, выбираемых при регистрации тепловых нейтронов. Исключить влияние излучения скважины при помощи ИНГК можно гамма-спектрометрами, обеспечивающими регистрацию характерных линий излучения, обусловленного содержанием в породе определяемого элемента. Интенсивность регистрируемых при этом гамма-лучей зависит от изменения плотности пород и их эффективного атомного номера.

#### 1. Основы теории метода

Исходя из общих приемов (см., например, [82]), интенсивность гамма-излучения радиационного захвата нейтронов в однородной безграничной среде без учета рассеяния гамма-лучей можно описать соотношением

$$I = \frac{i}{\tau} \int_{v_0}^{\cdot} n(r, t) \frac{e^{-\tau_0 R}}{4\pi R^2} dv, \qquad (IV-30)$$

где n(r, t)— соотношения, определяемые формулами (IV—7)—(IV—10), (IV—12) и (IV—13); i— число гамма-квантов, возникающих при захвате нейтронов;  $\tau_0$ — линейный коэффициент ослабления гамма-лучей в породе на расстоянии R.

Подставив в формулу (IV—30) самое простейшее соотношение (IV—7), получим

$$I(r,t) = \frac{ie^{-\frac{t}{\tau} - \frac{r^2}{4Dt}}}{(4\pi Dt)^{3/2} |\tau|} \frac{2Dt}{r} \int_{0}^{\infty} \frac{dx}{x} e^{-\frac{x^2}{4Dt} - \tau_0 x} \operatorname{sh} \frac{xr}{2Dt}.$$
 (IV—31)

Для нулевого зонда (r=0) это соотношение принимает более простой вид:

$$I(0,t) = \frac{ie^{-t/\tau}}{(4\pi Dt)^{3/2}\tau} \int_{0}^{\infty} e^{-\tau_{0}x - \frac{x^{2}}{4Dt}} dx.$$
 (IV—32)

Результаты расчетов для воды  $(D=3,1\cdot10^4 \ cm^2/ce\kappa)$  и сухого песка  $(D=4,1\cdot10^5 \ cm^2/ce\kappa)$  по этим формулам для некоторых сред приведены на рис. IV—38. С увеличением t отношение стремится к постоянной величине. Это свидетельствует о том, что при высоких t ход кривых ИНГК подобен ходу кривых ИННК. Отношение  $i\tau_0 I(r, t)/n(r, t)$  растет с увеличением r, D и  $\tau_0$ . Кривые I(r, t) и n(r, t) больше всего различаются при малых t, больших r и малых D. Эти закономерности справедливы и для пород, пересеченных скважиной.

Данные ИНГК, как и ИННК, могут использоваться для определения т и D [69, 90, 92].

#### 2. Основы методики измерений

При ИНГК на показания детектора ү-лучей мешающее влияние оказывает фон, вызываемый естественной и наведенной радиоактивностью горных пород. Величина этого фона тем больше, чем ниже скорость счета захватного гамма-излучения. Поэтому с целью повышения скорости счета захватных гамма-лучей время задержки следует выбирать оптимальным. Влияние фона может исключаться при вычитании. Определение фона осуществляют при больших временах задержки. Кроме того, фон естественной и наведенной радиоактивности может быть снижен при работе со сцинтилляционными счетчиками с помощью дискриминации мягкого гамма-излучения. Эта методика применима особенно при определении содержания в породах элементов группы железа, имеющих жесткий спектр захватного гамма-излучения в пределах 6—10 Мэв (см. гл. 14). В качестве другого пути ВНИИЯГГ [82] рекомендует применять генераторы с частотой порядка 10 гц. Для таких генераторов время Т


Аналогичные рекомендации делаются в работах [66, 69]. Помимо указанных факторов вклад в фон оказывает захватное гамма-излучение и наведенная активность люминофора и других частей прибора. (О мерах борьбы с ними см. § 1 гл. 14.)

По сравнению с ИННК, ИНГК обладает значительно меньшей зависимостью от изменения положения глубинного прибора в скважине [71].

#### 3. Области применения метода

ИНГК можно эффективно применять для отбивки водо-нефтяного контакта при содержании в водах хлора [45], а также, как и метод НГК, для выявления водоносных горизонтов, расчленения разрезов, определения зольности углей и обнаружения в породах целого ряда элементов: бора, хлора, титана, хрома, марганца, железа, никеля, меди и т. д. (см. гл. 14).

Исключить влияние водорода на результаты определения указанных элементов в породах можно по методике совместной интерпретации показаний ИНГК и ИННК или ННК.

Некоторые элементы, как уже неоднократно отмечалось, обладают высокими резонансными сечениями захвата нейтронов с испусканием гамма-квантов. Регистрируя возникающие при этом гамма-лучи радиационного захвата, можно определить в породах большое число элементов (табл. IV—8).

ИНГК в первую очередь может быть применен для определения кадмия, самария, гадолиния и диспрозия в рудах и, кроме того, для выявления средних промышленных концентраций серебра, индия, сурьмы, европия и гольмия, а также высоких концентраций цезия, эрбия, тулия, гафния, тантала и вольфрама. Для определения других перечисленных в табл. IV—8 элементов метод ИНГК иеперспективен. Однако и для определения перечисленных элементов нужны исследования для разработки методики на каждый конкретный элемент.

#### § 3. ИМПУЛЬСНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-КАРОТАЖ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

Этот метод по сравнению с двумя рассмотренными обладает существенной особенностью — необходимостью регистрации гамма-излучения в процессе короткого импульса быстрых нейтронов (несколько микро-

Пороговые концентрации	элементов	(%)	) C	высоким	ии	резонансными	сечениями
	вступающи	XB	pea	<b>кцию</b> (n,	$, \gamma$	*	

Элемент	Изотоп	Резонансная эпергия, <i>зв</i>	ингк	НГК	Промышленные концентрация, %
Серебро	Серебро-109	5,2	0,02	5,10	$10^{-3} \div 5$
Кадмий	Кадмий-113	0,178	0,02	0,18	0,02-0,09
Индий Сурьма	Индий-115 Сурьма-121	1,457 6,24	$   \begin{array}{c}     0,01 \\     0,15   \end{array} $	$1,80 \\ 56,0$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ 0,04 - 50
Цезий Самарий Европий Гадолиний	Цезий-133 Самарий-149 Европий-151 Гадолиний-157	5,90 0,0976 0,461 0,0314	0,03 0,015 0,015 0,006	$ \begin{array}{ c c c c } 14,4 \\ 0,12 \\ 0,12 \\ 0,24 \\ \end{array} $	$ \begin{vmatrix} 7 \cdot 10^{-4} - 0.5 \\ 0.01 - 1.2 \\ 0.002 - 0.2 \\ 0.01 \div 1.5 \end{vmatrix} $
Диспрозий	Диспрозий-162	5,44	0,03	0,60	$5 \cdot 10^{-3} \div 0.6$
Гольмий	Гольмий-165	3,92	0,06	8,70	$2 \cdot 10^{-3} - 0.2$
Эрбий	Эрбий-167	5,97	0,06	4,20	$4, 5 \cdot 10^{-3} - 0, 55$
Тулий	Тулий-169	3,92	0,012	4,50	$1 \cdot 10^{-3} \div 0.1$
Лютеций	Лютеций-175	2,61	0,48	5,40	$1 \cdot 10^{-3} - 0.13$
Гафний	Гафний-179	5,69	0,63	8,10	$1 \cdot 10^{-3} - 4.0$
Танта.т	Тантал-181	4,28	0,06	3,00	$(0, n \div n) 10^{-2}$
Во.тьфрам	Вольфрам-182	4,14	0,60	31,2	0,02-1,6
Рений	Рений-185	2,156	0,048	9.30	$\sim 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-3}$
Осьмий	Осьмий-189	6,71	0,90	55,3	$\sim 10^{-5} \div 3.10^{-5}$
Иридий	Иридий-191	5,36	0,12	1,80	$\sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-3}$
Золото	30.7070-197	4,906	0.012	6,90	$\sim 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-4}$
Уран	Уран-238	6,68	0,30	100,00	$\sim 10^{-3} - 0, n$

\* По данным ВИРГа.

секунд). Прибор за это время должен обеспечить измерение не только интенсивности вторичного гамма-излучения, но и его спектрального состава.

#### 1. Оценка интенсивности регистрируемого излучения

Рассмотрим распределение гамма-квантов в однородной безграничной среде. Как показано в работах ([62, 75], см. раздел I), в цилиндрической системе координат справедливо следующее соотношение для интенсивности регистрируемого излучения:

$$I = {Qi\Sigma' \atop 8\pi} \int_{0}^{\infty} r dr \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(R_1/\lambda + \tau_0 R_2)}}{R_1^2 R_2^2} dr, \qquad (IV-33)$$

где  $R_1^2 = r^2 + z^2$ ;  $R_2^2 = r^2 + (z-l)^2$ ; *l* — размер зонда; *Q* — число нейтронов в импульсе; *i* — число квантов, возникающих при неупругом рассеянии нейтронов в породе;  $\Sigma'$  — макроскопическое сечение реакции (*n*, *n'* $\gamma$ );  $\lambda$  средняя длина свободного пробега быстрого нейтрона с энергией 14 *Мэв* в породе;  $\tau_0$  — линейный коэффициент поглощения гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии нейтронов.

Вычислить интенсивность гамма-излучения с помощью этой формулы можно лишь численно, поскольку этот интеграл через элементарные функции не выражается. Однако для нулевого размера зонда это выражение можно свести к виду, удобному для расчетов. При этом в качестве грубого приближения к действительной геометрии опыта (цилиндрическая скважина) рассмотрим сферическую полость. В этом случае вместо выражения (IV—33) получим следующее:

$$I = \frac{Qi\Sigma}{4\pi} \int_{R_0}^{\infty} \frac{e^{-R(\tau_0 + \frac{1}{\lambda})}}{R^2} dR,$$
 (IV—34)

/ 1...

где R<sub>0</sub> — радиус сферической «скважины».

нии этой таблицы интенсивность гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов на углероде (чистый уголь) была принята за единицу для расчета интенсивности гамма-излучения, возникающего в различных средах: как на углероде  $I_c$ , так и на кислороде  $I_0$ . При рас-

Интегрирование этого выражения по *R* дает следующую формулу:

$$I = \frac{Qi\Sigma}{4\pi} \left\{ \left( \tau_0 + \frac{1}{\lambda} \right) Fi \left[ -R_0 \left( \tau_0 + \frac{1}{\lambda} \right) \right] + \frac{e^{-R_0 \left( \tau_0 + \frac{1}{\lambda} \right)}}{R_0} \right\}.$$
(IV-35)

Результаты расчета по этой формуле, выполненные Н. В. Поповым ([62], см. раздел І) для углей различной зольности, приведены в табл. IV—9. При составле-

Таблица IV-9

●блуча	емая среда	<i>I</i> с, огн. ед.	I <sub>О</sub> , отн. ед.
Угольчис Угольсз » Песчалик	стый ольностью 10% » 25% » 40% с сухой	$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	0 0,03 0,09 0,15 0,52

четах принималось, что зольные примеси обусловливаются кремнеземом (SiO<sub>2</sub>). Таким же считался и состав песчаника.

В угольных пластах интенсивность гамма-излучения углерода ( $E_{\gamma} = = 4,43 \, M_{\mathcal{PB}}$ ) значительно превосходит соответствующую величину кислорода ( $E_{\gamma} = 6,1 \, M_{\mathcal{PB}}$ ) (см. табл. IV—9).

Глубинность ИНГКнр ( $R - R_0$ ) может быть оценена из соотношения

$$G = \frac{I(R)}{I(\infty)} = \frac{\prod_{k=0}^{R} e^{-R(\tau_0 + \frac{1}{\lambda})} \frac{dR}{R^2}}{\int\limits_{R_0}^{\infty} e^{-R(\tau_0 + \frac{1}{\lambda})} \frac{dR}{R^2}} = 0,9.$$
(IV-36)

Вычисление приведенных интегралов дает

$$0,1 = \left(\tau_0 + \frac{1}{\lambda}\right) Fi\left[-\left(R - R_0\right)\left(\tau_0 + \frac{1}{\lambda}\right)\right] + \frac{e^{-\left(R - R_0\right)\left(\tau_0 + \frac{1}{\lambda}\right)}}{R - R_0}.$$
 (IV--37)

Для пород осадочного комплекса величина *R* — *R*<sub>0</sub> не превышает 8—12 *см*.

Увеличение глубинности ИНГКнр может быть достигнуто с помощью специального глубинного прибора, позволяющего получать информацию из определенных локальных областей породы, окружающей скважину. Фиксировать вылет нейтронов при этом можно специальными нейтронными трубками с системой кольцевых полупроводниковых детекторов альфа-частиц, расположенных внутри отпаянной трубки вокруг мишени [19]. Применение при этом специальной регистрирующей системы с регулируемой линией задержки и схемы совпадений, а также детекторов, расположенных в кольцевых коллиматорах, обеспечивает возможность регистрации гамма-квантов из заданных объемов породы. А если использовать два заколлимированных детектора и специальную методику измерений, то можно исключить, по-видимому, мешающее влияние на результаты ИНГКнр ближней зоны.

#### 2. Основы методики измерений

Для исключения влияния захватного гамма-излучения на результаты ИНГКнр рекомендуется длительность импульса  $\Delta T$  выбирать корот-кої — 1—5 *мксек*.

Для регистрации жестких гамма-квантов углерода (4,43 *Мэв*) и кислорода (6,1 *Мэв*) в работе [8] в качестве люминофора был применен *п*-терфенил в полистироле с надлежащими оптическими добавками и активаторами (см. табл. I—29), обладающий высокой разрешающей способностью (время высвечивания  $3 \cdot 10^{-9}$  сек). Световые вспышки регистрировались в помощью ФЭУ-13. Разделение импульсов, обусловленных излучением углерода и кислорода, осуществлялось быстродействующими интегральными дискриминаторами, работавшими по схеме совпадений. Подробное описание примененной схемы дается в работе [8]. Мертвое время схемы составляло  $10^{-8}$  сек. За каждый рабочий цикл (5 *мксек*) накапливалось от 5 до 15 импульсов. Для определения истинного количества импульсов в процессе каждой пульсации необходима аппаратура с постоянной величиной мертвого времени не свыше  $10^{-8}$  сек [8].

#### 3. Области применения метода

ИНГКнр при исследовании скважин в первую очередь может быть применен для определения породообразующих элементов: кислорода-16 ( $E_{\gamma}$ =6,1 *Мэв*), углерода-12 ( $E_{\downarrow}$ =4,43 *Мэв*), кремния-28 (E=1,24 и 1,78 *Мэв*) и магния-24 ( $E_{\gamma}$ =1,39 *Мэв*). Подтверждают это данные (рис. IV—39), полученные Р. Л. Колдуэллом ([61]), см. раздел I). Указанные элементы вполне однозначно выделяются в рассматриваемых породах.



Рис. IV—39. Спектр гамма-излучения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 Мэв:

а — известняк и доломит: 1 — известняк, 2 — максимум излучения магния-24, 3 — доломит; б — песчаник и глина: 1 — глина 2 — максимум излучения кремния-28, 3 — песчаник; в песчаник, насыщенный водой и нефтью: 1 — максимум излучения углерода-12, 2 — песчаник с нефтью, 3 — максимум излучения кислорода-16, 4 — песчаник с водой.

В работе [6] показано также, как можно выявить при помощи ИНГКнр в разрезах скважин песчаники по излучению кремния, доломиты по излучению магния, ангидриты по излучению серы (2,23 *Мэв*). Описание аппаратуры, применяемой при этом, приводится в работе [6].

Заполнение скважины водой при ИНГКнр мешает определению кислорода в породах. Это объясняется прежде всего тем, что глубинность метода невелика и реакция  $(n, n'\gamma)$  в первую очередь идет на ядрах атомов кислорода, непосредственно контактирующих с прибором. Высокое содержание кислорода в воде мешает определению его в породах. Поэтому при проведении ИНГКнр на кислород наиболее благоприятны сухие и заполненные водой скважины, мало отличающиеся по диаметру от грубинного прибора, т. е. когда происходит почти полное вытеснение буровой жидкости в местах нахождения прибора в скважине. В последнем случае, вероятно, можно разработать методику, позволяющую исключать влияние изменения содержаний воды в скважине и породе путем нормировки показаний ИНГКнр по определению кислорода к показаниям ИНГК при регистрации захватного гамма-излучения водорода в области энергий 2,23 *Мэв*.

Методика, основанная на определении кислорода в нефтепромысловой геофизике, в настоящее время используется для определения раздела вода — нефть в стволе нефтяных скважии. Глубинный прибор при этом опускается в скважину через насосно-компрессорные трубки, с его помощью в межтрубном пространстве определяется положение контакта вода — нефть в процессе эксплуатации месторождения. Малая глубинность метода при этом весьма благоприятна — колонна и порода практически не оказывают влияния на показания ИНГКнр.

В работе [64] показано, что метод ИНГКнр может применяться для разделения нефтеносных пластов от водоносных по изменению отношения углерода к кислороду, величина которого для этих сред равна соответственно 1,0 ÷ 1,1 и выше. Аналогичным образом газоносные пласты от плотных, непродуктивных, выделяются по этому соотношению величинами выше 1,2 и 1,0 соответственно.

ИНГКнр может также привлекаться, повторяем, для выявления в разрезах скважин угольных пластов и определения их зольности. Исследования в этом направлении проведены Н. В. Поповым ([62], см. раз-



Рис. IV—40. Энергетические спектры гамма-излучения, полученные при работе с генератором нейтронов в стационарном (1) и импульсном (2) режимах работы на модели угольного пласта с зольностью 40%.



Рис. IV—41. Энергетический спектр гамма-излучения в различных средах: I— песчаник: 2— уголь с 10%-ной зольностью; 3— то же, с 40%-ной зольностью.

291

дел I). Результаты сопоставления данных, полученных при использовании импульсного и стационарного режимов работы генератора нейтронов, показаны на рис. IV—40. При работе с импульсным генератором нейтронов получается более дифференцированный спектр регистрируемого гамма-излучения по сравнению с работой со стационарным генератором нейтронов.

Результаты измерения энергетического спектра в углях с зольностью 10 и 40% и в песчанике при исследовании по методу ИНГКнр приведены на рис. IV—41. В угольных пластах наблюдается четко выраженный максимум в интервале 3,5—4,5 Мэв, обусловленный гамма-излучением, связанным с углеродом. На всех кривых также четко отмечается пик  $(1,8 M_{3B})$ , связанный с кремнием, и слабый пик (в области  $E_{\chi} = 6,1$  — 1,02=5,1 Мэв), связанный с кислородом. Увеличение зольности угля от 10 до 40% ведет к возрастанию интенсивности гамма-излучения для всего регистрируемого диапазона энергий, что обусловливается увеличением в составе углей кремния и кислорода. Увеличение интенсивности гамма-излучения в интервале энергий от 2 до 5 Мэв происходит в основном под влиянием рассеяния гамма-квантов с начальной энергией 6.1 Мэв (кислород). Аналогичная картина наблюдается и при переходе от угля с зольностью 40% к песчанику, за исключением области энергий 3,2— 4,7 Мэв, что объясняется отсутствием в песчанике углерода, вызывающего излучение с энергией 4,53 Мэв.

# приложения

Приложения 32

U	Е, эз	H · 10 <sup>2</sup>	Li • 103	3e·103	B · 103	C · 103	O · 103	F·1
-0,47	1,46.107	37,2	121	96,9	77,8	62, 5	63,9	55,4
0	1.107	51,0	130	104	77,8	52, 5	45,1	50,7
1	$3,679 \cdot 10^{3}$	120	160	134	77,8	105	113	61,8
2	$1,353 \cdot 10^{6}$	222	139	177	167	108	150	92,0
3	$49,77 \cdot 10^{4}$	384	104	234	172	180	226	159
4	18,31.104	630	134	301	217	210	135	140
5	$6,737 \cdot 10^{4}$	870	86,7	374	261	225	132	127
6	$2,479 \cdot 10^{4}$	1080	95,4	401	311	225	132	143
7	91,1·10 <sup>2</sup>	1200	108	401	139	230	139	108
8	$33, 55 \cdot 10^2$	1200	109	401	117	230	143	108
9	12,34.102	1200	117	401	167	230	143	108
10	$4,54 \cdot 10^{2}$	1200	139	401	195	230	143	108
11	1,67.102	1200	147	401	350	235	143	108
12	61,44	1200	160	401	617	235	143	108
13	22,6	1200	243	401	1284	235	143	108
14	8,315	1200	390	401	2335	235	143	108
15	3,06	1230	616	401	3964	235	143	108
16	1,1225	1260	954	401	6561	235	143	108
17	0,414	1350	1561	387	10342	235	143	108
18	0,1523	1500	2558	354	17014	235	143	111
19	0,056	1770	4118	287	28022	240	143	114
20	0,025	2160	6069	220	41978	275	154	127

Полные массовые макроскопические сечения химических

U	Е, эв	Ca·104	Sc ·104	Ti∙10⁴	V · 104	Cr · 104	Mn · 104	Fc. 104
-0,47	1,46.107	330		302	277	284	275	261
0	1 · 107	330		328	283	307	319	319
1	$3,679 \cdot 10^{3}$	330		340	313	383	396	378
2	1,353.106	300		391	354	464	352	270
3	48,77·10 <sup>4</sup>	300		340	260	580	429	324
4	$18, 31 \cdot 10^4$	300		473	779	719	385	335
5	6,737.10	225	1072	1080	<b>4</b> 84	348	759	335
6	$2,479 \cdot 10^{4}$	210	925	6300	472	499	990	91
7	91,1.102		3216	1760	3660	893	5170	972

294

элементов для нейтронов различных энергий, см<sup>2</sup>/г

Na · 10*	Mg·10⁴	A1+104	Si · 10'	P·104	S · 104	C1 · 104	Ar.104	K ·104
445	434	379	409	369	367	340	257	347
532	397	357	387	359	367	357	242	385
655	459	540	387	504	470	510	196	493
629	868	558	592	679	470	425	166	385
603	1170	847	688	582	395	391	136	370
891	1230	736	1940	718	508	349	115	262
1010	1190	435	473	679	85,0	258	103	524
1780	942	230	323	679	188	238	103	246
1780	781	301	409	679	188	340	103	231
10480	794	301	430	679	188	315	103	
1310	843	301	430	679	188	425	103	
786	843	301	430	660	197	510	103	
786	843	301	430	660	207	867	103	
786	843	301	473	660	207	1500	103	
786	843	301	473	660	207	2300	103	331
786	843	301	484	660	207	2890	106	346
786	843	301	484	660	216	3230	113	362
786	843	301	484	660	216	3400	127	400
786	843	346	484	660	226	3910	143	462
786	843	346	484	679	235	4930	166	554
786	806	379	484	757	263	6630	211	662
786	769	357	484	1010	310	9180	210	658

Прод. прил. 1\_

			1 1		and the second se	and the second se			
	Co.104	N i • 104	Cu·104	Zn-10⁴	Ga · 104	Ge∙10⁴	As·10 <sup>4</sup>	Se · 10 <sup>4</sup>	Br . 10'
	265	268	285	275	228	282	280	274	266
	306	319	304	304	228	312	304	296	289
	367	340	323	322	249	295	320	296	289
	347	309	314	276	292	307	352	346	334
	418	381	380	414	430	473	440	457	494
	459	587	523	570	533	536	560	579	570
ĺ	418	1080	589	414	533	612	720	686	608
	408	1390	760	414	533	662	840	640	608
	1280	938	608	432	533 -	829	1000	800	624

U	Е, эв	Ca · 104	Sc· 104	Ti · 10⁴	V · 10⁴	Cr · 104	Mn·104	Fe · 104
8	$33,55 \cdot 10^2$		5350	538	2360	1170	8360	778
9	$12,34 \cdot 10^2$		53,5	538	1110	580	3300	972
10	$4,54 \cdot 10^{2}$		388	538	1010	493	4950	1130
11	1,67·10 <sup>2</sup>		1407	538	920	493	990	1210
12	61,44		2278	538	850	487	385	1210
13	22,6		2880	550	755	487	308	1210
14	8,315		3216	588	614	476	330	1220
15	3,06		3484	613	649	487	374	1230
16	1,1225		3752	700	696	522	462	1230
17	0,414		4020	825	755	557	605	1240
18	0,1523		4685	1025	850	603	880	1300
19	0,056		4494	1375	1040	696	1210	1350
20	0,025		6700	1250	1240	835	1760	1460
				C 2				

U	Е, эв	Rb-104	Sr · 104	Y · 104	Zr · 104	Nb-104	Mo · 104	Ru-104
-0,47	1,46.107		255	252	277	260	252	
0	1 · 107		262	252	284	254	264	
1	3,679.106		370	252	271	228	252	
2	1,353.106		552	360	396	403	378	
3	$49,77 \cdot 10^{4}$		552	613	581	572	517	
4	18.31.104		565	517	594	598	567	
5	6,737·10 <sup>4</sup>		608	545	594	572	510	
6	2,479.104			571	528	533	473	
7	91,1·10 <sup>2</sup>			435	555	481	428	528
8	33,55·10 <sup>2</sup>			388	396	429	416	510
9	$12, 34 \cdot 10^2$			408	396	403	416	492
10	$4,51 \cdot 10^{2}$		372	435	396	403	441	480
11	$1,67 \cdot 10^{2}$		379	449	409	390	416	468
12	61,44		379	476	416	403	466	468
13	22,6		379	490	416	416	340	600
14	8,315		379	503	416	416	346	600
15	3,06	415	687	517	416	416	378	408
16	1, 1225	415		517	409	422	378	408

Прод. прил. 1

Co· 104	Ni · 104	Cu · 104	Z n · 104	Ga · 104	Ge-104	As-10 4	Se·104	Br · 104
918	2010	608	488	602	583	960	1257	668
459	1550	456	432	585	1078	936	259	608
490	1700	570	607	946	746	856	419	502
6120	1800	665	359	404	746	560	495	608
1070	1750	684	359	464	746	880	533	578
918	1800	703	368	585	746	736	610	456
918	1800	722	368	602	746	736	640	456
1020	1800	760	368	636	746		686	487
1050	1800	769	368	654	746		732	512
1680	1850	817	386	688	794		914	578
2270	1850	855	405	705	746		1068	668
3160	1960	931	415	688	612		1334	798
4390	1960	998	405	671	497		1600	950
						1 1		

Rh · 104	Pd-104	Ag · 104	Cd -10*	In·104	Sn · 104	Sb•10⁴	Te·10⁴	I ·10*
		247	236		234	238	262	
		247	236	234	224	218	209	0
		242	226		214	223	223	
	306	343	344	334	316	298	304	324
	397	416	388	369	357	348	294	315
	431	439	388	362	342	318	271	291
	443	422	376	359	316	318	261	286
		408	376	348	296	318	246	296
		382	366			308	261	305
	476	405	333	369		318	256	334
	397	732	353	406	265	408	237	764
696	403	399	333	406	285	318	223	229
319	352	439	441	359	250	368	208	117
261	278	360	290	369	316	224	208	315
267	256	368	239	285	239	1540	208	238
319	199	929	261	952	245	308	246	215
667		1570	312	1530	245	238	389	215
281300		1010	887	23400	245		322	219

U	Е, эв	Rb•104	Sr·10⁴	Y · 10	Zr · 10 4	N b · 104	Mo · 104	Ru ·104
17	0,414	408		530	409	416	409	420
18	0,1523	408		545	409	416	441	432
19	0,056	408		557	409	416	466	468
20	0,025	415		585	409	416	479	528

	and the state of the second state								
U	Е, эв	Xe·104	Cs·10⁴	Ba·10'	La·10 <sup>4</sup>	Ce·104	Pr·10⁴	N d · 104	
0,47	1,46.107				251	215	209	209	
0	1,107				190			ć.	
1	3,679.106				234	245			
2	1,353.103			334	338	310	342	293	
3	49,77.104			259	257	249	248	251	
4	18,31.104			308	198	176	218	259	
5	6,737.104			264	190	176	256	302	
6	$2,479 \cdot 10^{4}$			281		732			
7	91,1·10 <sup>2</sup>				290	146		920	
8	$12, 34 \cdot 10^2$				238	2580	470	7950	
9	$4,54 \cdot 10^{2}$		613	395	294	172	350	1800	
10	$3,55 \cdot 10^{2}$		444	414	301	168	3 420	6260	
11	$1,67 \cdot 10^{2}$		299	303	325	168	256	2510	
12	61,44	0,017	327	33 1	355	168	188	302	
13	22,6	0,0506	1770	343	382	168	192	238	Ľ.
14	8,315	0,092	725	530	420	168	201	360	
15	3,06		657		443	168	209	545	
16	1,1225		590				226	795	
17	0,414	271		452	521			113	
18	0,1523	3680		527	629			1510	
19	0,056	15100		615	780			2170	
20	0,025	13300		725	1040			2840	
					I	1	l		

U	Е, эз	Ƴ b∙10 <b>'</b>	L u · 104	Hi.104	Ta∙10'	₩·104	Re · 10 <sup>4</sup>
-0,47 0	1,46·10 <sup>7</sup> 1·10 <sup>7</sup>			183	173 163	176 163	

Прод. прил. 1

Rh • 104	Pd·10'	Ag·10 <sup>4</sup>	Cd.104	In·10 <sup>4</sup>	Sn · 10'	Sb·10'	Te•10⁴	I · 10 <sup>4</sup>
4870		1 460	14 800	5170	245	258	266	243
4640	1	1800	408 000	5060	245	288	275	305
6380		2590	136 000	7660	235	348		410
8700		3710	140 000	10600	214	417		501

Прод. прил. 1

Pm · 104	Sm-104	Eu.104	Gd.104	T b · 104	Dy-104	Ho -10"	Er·10 <sup>4</sup>	Tm · 10'
	208		206				194	
							216	
	296						244	
	305				4,09		267	
	328				5,76		288	
	442						317	
			517		11,7			
		697	440		595			
	6230	1310	654		670		415	
	3120		882		782	14	396	
	1080		1190		930	10 C	576	
	1600		1070	1020	1340		973	570
2080	2810	4540	575	1020		696	1110	660
5400	1200	10700	3060	3420	576	422	450	382
6850	361000	3810	920	665	1520	450	775	500
	1600	9150	2680	2090	3120	1120	560	4450
	2480	31800	1680		5020	660	937	1210
	5220	242000	172000		8360	917	46800	1280
	136000	37400	226000		14900	1460	4500	1910
	313000	83600	996000		27900	2410	4860	3500
	224000	183000	176000		42800	3480	5760	

Прод. прил. 1

Os · 104	Ir.10۱	Ir-104 Pt-104		Au.10' Hg.10'		Tl·104 Pb·104		Ra •10*	
		168 155	167 159	154 138	162 142	435 358	167 136	0,666 0,111	

U	Е, эв	¥b ∙104	Lu•104	Hi.104	Ta·104	₩·104	Re·104
1	3,679.106	229		203	213	213	
2	1,353.103	243		230	246	229	
3	49,77·10 <sup>4</sup>	256		240	259	232	
4	18,31.104	292		271	246	275	
5	$6,737 \cdot 10^{4}$	305		308	299	294	
6	2,479.104			339	332	327	
7	91,1·10 <sup>2</sup>	539		510	399	358	
8	$12,34 \cdot 10^2$	608		645	864	420	1910
9	$4,54 \cdot 10^{2}$	555		651	996	514	2260
10	3,55·10 <sup>2</sup>			713	696	623	2490
11	$1,67 \cdot 10^{2}$	590	791	576	664	467	3230
12	61,44		550	1190	282	452	2290
13	22,6	400	756	680	1330	901	570
14	8,315	4160	310	27100	299	436	2100
15	3,06	902	775	1660	565	327	831
16	1,1225	1080	636	169000	348	265	1130
17	0,414	1420	534	1890	415	324	985
18	0,1523	1530	9970	1890	464	389	1450
19	0,056			2710	631	545	2330
20	0,025			5430	795	700	3230

Оконч. прил. 1

Os ·104	Ir·104	Pt · 104	Au-104	Hg∙10'	T1.10*	Pb·10'	Bi ·10⁴	Ra·10 <sup>4</sup>
		193	216	214	222	561	225	0,0186
		171	171	166	157	419	139	
		199	192	205	206	244	182	
		271	254	283	295	746	243	
		308	244	301	286	756	277	
		370		338	331	756	333	
		354		352	340	840	242	
1110	1000	416	284	663	650	802	304	
947	1160	370	549	392	345	771	242	
1110	971	370	457	573	398	802	266	
854	1470	740	518	724	292	771	263	
1830	1380	354	2440	392	272	771	263	0
947	595	400	365	166	283	771	260	260
821	1100	416	915	467	289	771	260	260
480	783	370	1890	602	301	771	260	256
553	17500	385	915	1290	310	771	260	278
600	7200	416	1070	2710	310	771	263	1330
678	5950	446	1460	4970	324	771	260	356
806	9100	494	2170	7760	340	746	260	367
915	13100	462	3200	12300	354	610	254	444

# Массовые макроскопические сечения химических элементов для тепловых нейтронов

Оконч. прил. 2

1	2	3	4	5	6
1           Платина           Плутоний           Полоний           Празеодим           Протактилий           Радои           Радои           Рений           Руть           Руть           Рутений           Самарий           Сере           Серебро           Скандий           Строиций           Строиций           Сурьма           Таллий           Тантал           Технеций           Тульй           Уран           Фермий           Фермий           Форий           Фермий           Форий           Форий           Таллий           Таллий           Таллий           Таллий           Фермий           Фермий           Фермий           Фермий           Форий           Форий           Форий           Форий           Форо           Форий           Форо           Форо           Хлор           Хром	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	$\begin{array}{c c} 3\\ \hline \\ 195.23\\ 242.0\\ 210.0\\ 140.92\\ (145)\\ 231\\ 226.05\\ 222.0\\ 186.31\\ 102.91\\ 200.6\\ 85.48\\ 101.1\\ 150.43\\ 107.21\\ 78.96\\ 32.065\\ 107.880\\ 44.96\\ 87.63\\ 121.76\\ 204.39\\ 180.95\\ 127.61\\ 158.93\\ (99)\\ 47.90\\ 232.05\\ 168.94\\ 12.011\\ 238.07\\ (248)\\ 30.975\\ (223)\\ 19.00\\ 35.457\\ 50.07\\ \end{array}$	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	$\begin{array}{c c} 5\\ \hline 0,030\\ 0,024\\\\ 0,017\\\\\\\\ 0,045\\ 0,030\\ 0,058\\ 0,084\\ 0,036\\ 0,020\\ 0,033\\ 0,084\\ 0,022\\ 0,034\\ 0,022\\ 0,034\\ 0,022\\ 0,034\\ 0,022\\ 0,034\\ 0,022\\ 0,042\\ 0,017\\ 0,025\\\\\\ 0,050\\ 0,033\\\\ 0,050\\ 0,033\\\\ 0,050\\ 0,021\\\\ 0,075\\\\ 0,125\\ 0,272\\ 0,026\\\\ 0,026\\\\ 0,025\\ -$	$\begin{array}{c c} 6\\ \hline 0,054\\ 2,889\\ -\\ -\\ 0,065\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\ -\\$
Хлор Хром Цезий Церий Цинк Цирконий Эйнштений Эрбий	9 17 24 55 58 30 40 99 68	$\begin{array}{c} 19,00\\ 35,457\\ 52,0\\ 132,91\\ 140,13\\ 65,38\\ 91,22\\ (247)\\ 167,2 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,00003\\ 0,554\\ 0,035\\ 0,131\\ 0,003\\ 0,010\\ 0,001\\ 0,389\\ 0.598\end{array}$	$\begin{array}{c} 0, 125\\ 0, 272\\ 0, 036\\ 0, 090\\ 0, 039\\ 0, 032\\ 0, 053\\\\ 0, 054 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0,125\\ 0.826\\ 0,071\\ 0,221\\ 0,024\\ 0,042\\ 0,054\\\\ 0,652\\ \end{array}$

Примечание. В скобках указано массовое число наиболее устойчивого изотопа искусственного радиоактивного элемента.

Массовые макроскопические сечения захвата и рассеяния

Окисел	Σ <sub>a</sub>	Σs	Σ	Окизел	Σ <sub>a</sub>
H <sub>2</sub> O	0,022	3,45	3,472	MnO <sub>2</sub>	0,092
Li <sub>2</sub> O	2,876	0,142	3,018	FeO	0,021
BeO	0,0002	0,270	0,270	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,018
$B_2O_3$	13,188	0,179	13,367	Fe3O4	0,020
CO2	0,00005	0,182	0,182	NiO	0,031
Na <sub>2</sub> O	0,010	0,119	0,129	Cu2O	0,031
MgO	0,0009	0,118	0,119	CuO	0,028
$Al_2O_3$	0,003	0,092	0,095	ZnO	0,008
$SiO_2$	0,0013	0,102	0,103	As <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,025
$P_2O_5$	0,002	0,132	0,134	SeO <sub>3</sub>	0,056
SO3	0,004	0,104	0,108	Rb2O	0,005
SO <sub>4</sub>	0,003	0,113	0,116	SrO	0,007
K <sub>2</sub> O	0,025	0,046	0,071	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,007
CaO	0,005	0,078	0,083	ZrO <sub>2</sub>	0,001
Sc2O3	0,205	0,265	0,470	Nb <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0,005
TiO <sub>2</sub>	0,014	0,094	0,138	MoO3	0,010
$V_2O_3$	0,041	0,091	0,132	PdO	0,039
$VO_2$	0,037	0,098	0,135	CdO	11,711
$V_{2}O_{5}$	0,034	0,103	0,137	In <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,083
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,023	0,074	0,097	SnO <sub>2</sub>	0,002
MnO	0,113	0,055	0,168	Sb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,023
Mn <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,102	0,066	0,168	Cs <sub>2</sub> O	0,124
Mn3O4	0,105	0,063	0,168	BaO	0,005

тепловых нейтронов для важнейших оксилов и гидроокислов, см2/г

Σs	Σ	Окисел	Σ <sub>a</sub>	Σs	Σ
0,075	0,167	WO <sub>2</sub>	0.050	0.010	0.000
0,128	0,149	HaO	1 001	0,040	0,096
0,131	0,149	ThO	0,009	(),067	1,068
0,130	0,150	PhO	0,0005	0,053	0,062
0,295	9,326	Ph <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	0,0001	0,041	0,042
0.078	0,109	PhO <sub>2</sub>	0,0004	0,044	0,044
0,086	0,114	BiaOr	0,0003	0,049	0,050
0.058	0,066	ThO-	0,0000	0,040	0,040
0,000	0,000		0,010	0,048	0,064
0,070	0,160		0,017	0,038	0,055
0,113	0,105	HCOU <sub>2</sub>	0,24	0,433	0,677
0,091	0,090	BeAl2O4	0,002	0,127	0,129
0,050	0,037	B[OH]3	7,465	1,623	9,088
0,050	0,057	Mg[OH] <sub>3</sub>	0,007	1,149	1,156
0,081	0,082	MgAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	0,002	0,099	0,101
0,071	0,076	Al[OH]3	0,009	1,283	1,292
0,082	0,092	AIOOH	0,006	0,811	0,817
0,039	0,078	CaTiO3	0,028	0,087	0,115
0,053	11,764	MnO2·Mn[OH]2	0,093	0,405	0,498
0,037	0,120	FeOOH	0,019	0,463	0,482
0,050	0,052	FeTiO3	0,033	0,110	0,143
0,043	0,066	ZnAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	0,049	0,077	0,126
0,095	0,219	Sb3O6[OH]	0,021	0,114	0,135
0,049	0,054	2UO2 · 7H2O	0,018	0,689	0,707
		4UO3 · 9H2O	0,017	0,478	0,495

Массовые	макроскопичесн	кие сечения торых суль	захвата фидов и	и рассеяния сульфосолей,	тепловых , см²/г	нейтронов	Для	неко-
					1	1	1	

Сульфид	Σ <sub>a</sub>	Σs	Σ	Сульфид	Σ <sub>a</sub>	Σs	Σ
MnS MnS2 FeS2 FeAsS C03S4	0,095 0,072 0,017 0,026 0,223	0,024 0,023 0,066 0,067 0,050	0,119 0,095 0,083 0,093 0,273	ZnS AsS As2S3 MoS2 RuS2	0,009 0,026 0,024 0,013 0,012	0,029 0,040 0,037 0,035 0,030	0,038 0,066 0,061 0,048 0,042
CoS <sup>2</sup> CoAsS NiS Ni <sub>3</sub> S <sub>2</sub> Ni <sub>3</sub> S <sub>4</sub> NiS <sub>2</sub> NiAsS Cu <sub>2</sub> S CuS CuFeS <sub>2</sub> CuFeS <sub>2</sub> CuFeS <sub>3</sub> Cu <sub>5</sub> FeS <sub>4</sub> Cu <sub>3</sub> AsS <sub>4</sub> Cu <sub>12</sub> Sb <sub>4</sub> S <sub>13</sub> CuPbSbS <sub>3</sub>	0,186 0,151 0,034 0,037 0,031 0,027 0,033 0,020 0,026 0,024 0,023 0,027 0,029 0,026 0,013 0,006	0,045 0,051 0,123 0,137 0,097 0,098 0,059 0,052 0,067 0,072 0,062 0,062 0,053 0,042 0,032	0,231 0,202 0,157 0,174 0,144 0,124 0,131 0,089 0,078 0,092 0,095 0,089 0,082 0,082 0,068 0,045 0,038	Ag $_2$ S Ag $_3$ AsS $_3$ Ag $_3$ SbS $_3$ Ag $_5$ SbS $_1$ CdS SnS Sb $_2$ S $_3$ WS $_2$ HgS PbS Pb $_4$ FeSb $_6$ S1 $_4$ Pb $_6$ Sb} $_4$ S1 $_1$ Bi $_2$ S $_3$ Bi $_2$ Te $_2$ S	0,303 0,233 0,215 0,242 10,403 0,004 0,022 0,055 0,937 0,002 0,013 0,009 0,002 0,008	0,032 0,033 0,029 0,030 0,034 0,020 0,021 0,017 0,054 0,030 0,028 0,028 0,026 0,025	0,335 0,266 0,244 0,272 10,437 0,024 0,043 0,072 0,091 0,032 0,041 0,037 0,028 0,033
Cu12As4S13 Cu2FeSnS4	0,027 0,017	0,051 0,048	0,078 0,065				

Неупругое рассеяние нейтронов п, п'ү

Изогоп		Распростра-	Начальная	Массовое макро-		Относи-	
Снмво	.ı Z	A	ненность изотопа, %	энергия нейт- ронов, Мэв	СКОПИЧЕСКОЕ Се- чение реакции ( <i>n</i> , <i>n</i> ' <sub>Y</sub> ) <i>см<sup>2</sup>/г</i>	Энергия ү - квантов, Мэв	тельная интенсив ность ү - квантов
1	2	3	4	5	6	7	8
Be B <sup>10</sup> C N O	$\begin{bmatrix} 4\\5\\(n,\alpha)\text{Li}\\6\\7\\8 \end{bmatrix}$	9 10 7 12 14 16	100 18,71 98,892 99,635 99,758	2,52,562,56142,5614141414	$< 9,36 \cdot 10^{-4}$ 0,015 7,5 \cdot 10^{-3} 1,95 \cdot 10^{-2} 1,95 \cdot 10^{-2}	Her 0,72 0,479 4,43 2,30 6,1 5,2 3,8	
F	9	19	100	14 2,56	1,95.10 <sup>2</sup> 1,65.10 <sup>-2</sup>	3,0 0,11 0,20 1,23 1,36 1,46	
Mg	12	24 25	78,6 10,11	2,56 2,80 2,56 2,8	$ \begin{array}{c} 1,88 \cdot 10^{-2} \\ 1,80 \cdot 10^{-2} \\ 1,80 \cdot 10^{-2} \\ 1,80 \cdot 10^{-2} \\ 1,74 \cdot 10^{-2} \end{array} $	1,56 1,39 6,97 1,62 1,92	$1,0 \\ 0,3 \\ 0,2$
Al	13	26 27	11,29 , 100	2,56 2,56 2,56 2,56 2,8 2,8 2,56 14	$\begin{array}{c} 1,74\cdot10^{-2} \\ 0,014 \\ 0,014 \\ 0,014 \\ 0,014 \\ 0,014 \\ 0,014 \\ 2,16\cdot10^{-2} \end{array}$	$\begin{array}{c} 2,30\\ 1,82\\ 0,17\\ 0,84\\ 1,02\\ 1,80\\ 2,16\\ 1,7\\ 4,5\end{array}$	0,6 1,0 0,8 0,7
Si S	$14 \\ 16 \\ (n - p)D^3$	28 32	92,27 95,1	14 2,56	$7, 15 \cdot 10^{-3}$	5,4 1,78 2,23	
Ca	$(n,p)P^{3}_{2}$	40	96,97	2,56 2,56 2,56 2,56	$\frac{7,15\cdot10-3}{-}$	0,08 0,51 0,77	
C.a <sup>40</sup> ( Ti	(n,p) <sup>K40</sup> 22	44 Ест.	2,06 100	2,56 2,56 2,56 3 3 3 3 3		3,90 1,15 0,03 0,43 0,64 0,96 1,32	
Cr	24	Ест.	100	3 3 3 3	$1,39 \cdot 10 - 2$ $1,39 \cdot 10 - 2$ $1,39 \cdot 10 - 2$ $1,39 \cdot 10 - 2$	2,02 0,8 0,99 1,42	
Мп Fe	25 26	Ест. 54 56	100 5,84 91,68	3 1,2 2,8 2,8 2,8 2,8	$\begin{array}{c} 1, 39 \cdot 10 - 2 \\ 1, 09 \cdot 10 - 2 \\ 8, 5 \cdot 10 - 3 \\ 1, 18 \cdot 10 - 2 \\ 8, 5 \cdot 10 - 3 \end{array}$	1, 93 0, 126 1, 46 0, 84 1, 25	0, 1 1, 0 0, 1
Co	27	57 Ест.	2,17 100	2,8 2,56 3,2 3,2 3,2 3,2	$\begin{array}{c} 3,54\cdot 10^{-3} \\ 0,002 \\ 2,04\cdot 10^{-3} \\ 8,35\cdot 10^{-3} \\ 5,41\cdot 10^{-3} \end{array}$	1,70 0,12 0,6 2,15 1,49	0, 1

Прод. прил. 5

1	2	3	4	ċ	6	7	8
Ni Cu	28	58 60 63	67,76 26,16 69,1	$\begin{array}{c} 3,2\\ 3,2\\ 2,56\\ 2,56\\ 3,2\\ 3,2\\ 2,56\\ 2,56\\ 2,56\end{array}$	$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$1,70 \\ 2,50 \\ 1,45 \\ 0,83 \\ 1,33 \\ 1,49 \\ 2,18 \\ 0,64$	   0,3
		65	39,9	$\begin{array}{c} 2,56\\$	$\begin{array}{c} & ?\\ 1, 15 \cdot 10 - 3\\ ?\\ 7, 55 \cdot 10 - 3\\ ?\\ 1, 53 \cdot 10 - 3\\ 3, 25 \cdot 10 - 3\\ ?\\ 1, 39 \cdot 10 - 2\\ 1, 11 \cdot 10 - 2\\ 1, 11 \cdot 10 - 2\\ 1, 11 \cdot 10 - 2\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,77\\ 0,96\\ 1,33\\ 1,41\\ 1,55\\ 1,72\\ 1,88\\ 2,07\\ 2,52\\ 0,36\\ 1,11\\ 1,11\\ 1,11\\ 1,11\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,6 \\ 1,0 \\ 0,6 \\ 0,5 \\ 0,4 \\ - \\ - \\ 0,9 \\ 0,9 \\ 0,9 \end{array}$
Zn	30	Ест.	100	2,56 2,56 3,2	$\begin{array}{c c}3, 15 \cdot 10 - 3\\0, 012\\2, 79 \cdot 10 - 4\end{array}$	1,47 2,03 1,02 1,3	0,4
Sr	38	Ест.	-	3	1,85·10-4 ? ? ?	1,6 0,37? 0,90 1,12	  
Zr	40	90	51,46	3 3 3 3 3 3 3 3 2 2	$\begin{array}{c} 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 2 \\ 3 \\ 2 \\ 2 \\ 68 \cdot 10^{-5} \\ 8 \\ 0 \\ 4 \cdot 10^{-4} \\ 0 \\ 27 \\ 10^{-4} \end{array}$	1,44 1,84 2,19 0,43 0,57 0,89 1,14	 0,13 0,33 0,12 
Mo Cd In	42 48 49	Е.т. Ест. Ест.	100 100 100	3,2 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2	$9,37,10^{-4}$ $2,94,10^{-3}$ $4,15,10^{-3}$ $2,07,10^{-3}$ $3,76,10^{-4}$ $3,71,10^{-3}$ $8,6,10^{-5}$ $1,05,10^{-3}$ $2,10,10^{-3}$	1,50 2,18 0,73 1,4 2,5 0,57 2,8 0,61 0,92	1,00 
Sn	50	116	14,24	2,5 3,2 3,2 2,56 2,8 2,8 2,8	$ \begin{array}{c} 1,42 \cdot 10 - 3 \\ 5,24 \cdot 10 - 4 \\ 8,38 \cdot 10 - 4 \\ 7,28 \cdot 10 - 4 \\ 2 \\ 2 \\ 1,00 \cdot 10 - 2 \\ \end{array} $	0,88 1,15 2,08 0,84 1,50 1,80	0,6 0.3 0,4 0,3
Sb	51	120 Ест.	32,97	2,8 2,8 2,8	2,09.10-3 8,4.10-3 ?	2,10 2,16 1,16 1,04	0,3 1,0 1,0 0,4
1	53	Ест.	_	2,8 2,8 2,8 2,8 3 3 3 3 3 3	? нет	1,50 1,84 2,16 0,2 0,35 0,42 0,62 0,76	0,4 0,2 

Оконч. прил. 5

1	2	3	4	5	6	7	8
Ba	56	Eet.	_	3 3 3 3 3 3 3 3 3		1,25 1,76 0,44 0,62 0,79 1,00 1,39	
Ta	73	181		3 3 2,56 2,56 2,56 2,56	· • • • • • •	2,10 2,43 0,14 0,16 0,35	
w	74	Ест.	_	2,56 3,2 3 3 3	$\begin{array}{cccc} 4,2 & 10-3 \\ 3,1 \cdot 10-3 \\ 9,2 \cdot 10-3 \\ 9,17 \cdot 10-2 \\ 0,111 \\ 7,95 & 10-2 \\ \end{array}$	0,48 1,44 0,21 0,38 0.57	1111
Ir	77	Ест.	_	3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3	7,85.10-3 7,85.10 3 7,85.10 3 7,85 10 3 4,6.10 3	$\begin{array}{c} 0,76\\ 0,92\\ 1,20\\ 1,54\\ 1,87\\ 0,37\\ 0.53\\ 0,75\\ 0.88\end{array}$	1111111
Au Pb	79 82	197 206	100 23. 6	3 3 2.56 2,56	$9,5\cdot10-3$ $1\cdot52\cdot10-3$ $2\cdot07$ 10 3	1,18 1,72 0,25 0.53 0,66	
Bi	83	207 208 209	22, 6 52, 3 100	2,56 2,56 2,56 2,56 2,56 2,56 2,56 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2 3,2	$\begin{array}{c} 3,07\cdot10-3\\ 7,3\cdot10-4\\ 2\\ 2\\ 2\\ 4,64\cdot10-4\\ 1,27\cdot10-3\\ 3,46\cdot10-3\\ 2\\ 1,99\cdot10-3\\ 1,07\cdot10-3\\ 1,07\cdot10-3\\ \end{array}$	0,80 1,43 1,73 0,57 0,89 2,62 0,57 0,90 1,29 1,62 2,60	

Радиационный захват тепловых нейтронов\*

	Ядро мишени		Maccopoo				
CHMBOT	Z	А (распространенность, %)	росьоничес- кое сечение, см <sup>3</sup> /г	Энергия нан <sup>с</sup> олес характерных линий гамма-квантов, Мэв (интенсивность 1 кнанта на 100 нейтронов)			
_	2	3	4	5			
Н	1	1(99,985) 2(0,015)	0,199 1,38 10 <sup>4</sup>	2,23(100) 6,25(0,75)			
He	2	$31, 3 \cdot 1^{-4}$	1100				
Li	3	6(7,52) 7(92,48)	4,8,10 $43,44\cdot10^{-3}$	0,479; 2,61 (36); 4,64 (29): 6,78 (29); 7,26 (35) 0,96(30); 1,06) 0):2,02(80)			
Be	4	9(100)	5,03.10-4	0,85(16); 2,59(17); 3,4(54); 6,81(73)			
В	5	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		$\begin{array}{c} 0,479(n,\ \alpha\gamma)\\ 4,47(100);4,73(40);6,74(12);6,98(22);8,91(7);\\ 11,43(1) \end{array}$			
С	6	12(98,89) 13(1,11)	$1,65 \cdot 10^{-4},32 \cdot 0^{-5}$	1,26(25); 3,68(25); 4,95(75)			
N	$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		$3,44 \cdot 10^{-3}$ $9,6 \cdot 10^{-3}$	3.5(10); 3,7(12); 4,5(20); 5,3(60); 5,55(30); 6,34(16) 10,83(15)			
O F	8 9	18(0,204) 19(100)	$7,02 \cdot 10^{-6}$ 2,98 \cdot 10^{-4}	1,36(40); 4,5(15); 5,25(20); 5,55(16); 6,0(10); 6,61(20)			
Ne	10	22(8,82)	9,84.10-4				
l Na	11	23(100)	1,34.10-2	3,1(9,5); 3,56(18); 3,985(17,2); 5,61(6); 6,4(22)			
Mg	12	24(78,6) 25(10,11)	$8,55 \cdot 10^{-4}$ $6,63 \cdot 10^{-3}$	2,816(24); 3.05(9); 3,4(5); 3,918(47); 6,36(2,4) 7,16(0,11); 8,15(3); 9,28(0,5); 10,1(0,5); 11,09(0,03)			
		26(11,29)	$1,38 \cdot 10^{-3}$	4,93(2,7); 5,44(3); 5,76(0,6); 6,44(0,9)			
Al	13	27(100)	5,11.10-3	3,02(15); 3,46(4); 3,88(8); 4,16(6); 4,79(9); 5,41(3); 6,13(2); 7,72(35)			
Si	14	28(92,27)	1,72.10 <sup>-3</sup>	3,54 (47); 4,93 (60); 5,11 (6); 6,11 (2); 6,4 (9); 7,18 (6): 8,47 (2)			
P	15	29(4,68)	$5,84 \cdot 10^{-3}$	6,76(2); 7,36(1); 10,599(0,2)			
		30(3,05) 31(100)	$\begin{array}{c} 8,00\cdot 10^{-3} \\ 3,88\cdot 10^{-3} \end{array}$	3,28(9); 3,55(22); 3,92(25); 4,38(11); 4,68(26); 5,71(6), 6,74(24)			

1	2	3	4	5
S	16	3 !(4,215)	4,68·10 <sup>3</sup>	0.84(47); 2.11(30); 2.97(13); 3.27(19); 4.87(12); 5.44(48); 7.8(2.6)
		36(0,017)	2,36.10 3	-
	17	35(25,4)	0,516	0.51 (26); 0.79 (23); 1,17 (36); 1,95 (29), 2,88 (9,5); 4,98 (6); 5,72 (5,6); 6,11 (21); 6,64 (14,4); 7,42 (14); 7.79 (7.8); 8,57
К	19	39 <b>(</b> 93,08)	$2,93 \cdot 10^{-2}$	0,770(26); 1,18(7); 1,61(13); 2,02(7); 2,06(9);
		40(0,012) 41(0,91)	0,950 1,82 10 <sup>-2</sup>	a,73(11); 7.76(4,4)
Ca	20	40(96,97) 42(0,64)	3,30·10 <sup>-3</sup> 0,600	1,94(39); 2,0(12,7); 4,42(12,3); 5,9(3,8); 6,41(22)
Sc	21	45(100)	0,322	2,11(1,5); 2.9(1,2); 5,25(0,7); 6,33(3,0); 6,71(1,5); 6,83(3,5); 8,18(8); 8,54(3,7)
Į		46(7,95)	$7,88 \cdot 10^{-3}$	
Ti	22	47(7,75) 48(73,45)	$2,17\cdot 10^{-2}$ 0,107	9,19(0,1); 10,62(0,04) 0,34( $\sim$ 40); 1,38(87); 1,508(7); 1,59(10); 4,87(7); 6,41(38); 6,55(8); 6,75(53)
		49(5,51) 50(5,34)	$2,34 \cdot 10^{-2}$ 2,40 \cdot 10^{-3}	9,19(0,1); 9,38(0,09)
V	23	50(0,24) 51(99,76)	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	0.65(9); 0,84(6); 1,55(5,8) 5,19(6,5); 5,51(7,2); 5,73(5,6); 6,46(7); 6,51(12); 6,86(8); 7,16(10); 7,3(5,7)
Cr	24	50(4,31)	0,204	0.75(3); 6,65(4,2); 7,93(11)
		$52(83,76) \\ 53(3,55) \\ 54(2,38)$	8,81.10 0,207 3,36.10 3	0.84(20); 7,09(3.4); 8,49(9) 8,88(20); 9,72(7)
Мп	25	55(100)	0.144	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
Fe	26	54 (5,84) 56(9168) 57(2,17) 58(0,31)	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	9,295(2,7) 1,63(6,1); 1,72(6,4); 5,92(8,7) 10,16(0,1)
Co	27	59(100)	0,378	$\begin{array}{c} 0,29 (>10); \ 0,45 (8); \ 0,51 (11); \ 5,62 (13,5); \ 5,97 (9,8) \\ 6,48 (6,5); \ 6.68 (8,9); \ 6,87 (8,8); \ 7,2 (4,4); \ 7,64 (51,5) \end{array}$
Ni	28	58 (67,76) 60 (26,6) 61 (1,25) 62 (3,66)	$\begin{array}{c c} 4,56\cdot 10 & {}^{2}\\ 2,60\cdot 10 & {}^{2}\\ 1,97\cdot 10 & {}^{2}\\ 0,146\end{array}$	$\begin{array}{c} 0,33(7); \ 0.47(>6); \ 5,84(2,6) \\ 6,84(10,5); \ 8,51(12,3) \\ 8,996(28) \\ 0,28(>3,5); \ 6,64(2,8); \ 7,57(5,1); \ 7,82(6) \end{array}$

1	2	3	4	5
Cu	29	63 (6,91)	4,31 · 10 - 2	$\begin{array}{c} 0,155(23); 5(5); 0,276(25); 4,36(1,5); 5,28(2,3); \\ 5,42(1,9); 6,02(1,2); 7,0(3); 7,14(4); 7,29(8); \\ 763(11): 791(22): \end{array}$
		65 (30,9)	2,04 · 10 -2	0,092 (13); 0,180 (34); 6,63 (4)
Zn	30	64 (48,89) 66 (27,81) 67 (4,11) 68 (18,56)	$\begin{array}{r} 4,14\cdot 10 & {}^{-3}\\ 9,12\cdot 10 & {}^{-3}\\ & -\\ 8,81\cdot 10 & {}^{3}\end{array}$	0,8(0,5); 1,25( $\sim$ 4); 7,2(1,4) 7,87(6) 0,6(4); 0,9(0,5); 6,65(0,5) 6,94(2,7); 1,07(5); 1,88(2); 8,3-8,6(0,7); 9,13(0,5); 0,45(15); 5,7(1)
Ga	31	70(0,62) 69(60,2) 71(39,8)	$7,32 \cdot 10^{-3} \\ 1,84 \cdot 10^{-2} \\ 4,33 \cdot 10^{-2}$	5,23(2,2); 5,9(0,9); 6,11(3) 6,36(6): 6,52(2)
Ge	32	70(20,55) 72(27,37) 73(7,67) 74(36,74) 76(7,67)	$\begin{array}{c} 2,94 \cdot 10^{-2} \\ 8,20 \cdot 10^{-3} \\ 0,115 \\ 5,05 \cdot 10^{-3} \\ 2,86 \cdot 10^{-3} \end{array}$	
As	33	7, 100)	$3,45 \cdot 10^{-2}$	4,53(2); 5,17(2); 6,38(2); 6,85(2); 7,05(2)
Se	34	74(0,87) 76(9,02) 77(7,58) 78(23,52) 80(49,82) 82(9,19)	$0,4130,0930,3283,09 \cdot 10^{-3}4,64 \cdot 10^{-3}1,54 \cdot 10^{-2}$	$\begin{array}{l} 6,41(0,9);6,59(3,6);6,88(0,3)\\ 7,19(1,8);7,42(2,2),\\ 7,73(0,7);8,09(0,5);8,49(0,5)\\ 9,17(0,7);9,88(1);10,48(0,08)\\ 4,57(2);5,21(0,7);5,59(2,1)\\ 5,8(1,4);6,02(2,3);6,23(1.2) \end{array}$
Br	35	79(50,52)	$7,95.10^{-2}$	6,11(11); 6,72(1); 7,05(1); 7,17(0,7); 7,58(1,6); 7,78(0,24); 7,88(0,15)
Kr	36	81(49,48) 78(0,35) 80(2,27) 82(11,56) 83(11,55) 84(56,90) 86(17,37)	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	
Rb	37	85(72,15) 87(27,85)	$5,66 \cdot 10^{-3} \\ 8,31 \cdot 10^{-4}$	
Sr	38	84 ( (0,56) 86 (9,86) 87 (7,02) 88 (82,5)	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	7,53(5); 8,05(1,1) 6,27(5); 8,376(1,3); 9,06(0,1) 5,43(2); 5,82(2); 6,1(4) 6,67(6); 6,87(6); 6,95(5)

1	2	3	4	5
Y	39	89 (100)	8,87.10 <sup>-3</sup>	
Zr	40	90 (51,46) 91 (11,23) 92 (17,11) 94 (17,40) 9 6(12,80)	$\begin{array}{r} 6,69 \cdot 10 & {}^{-4} \\ 1,05 \cdot 10 & {}^{-3} \\ 1,84 \cdot 10 & {}^{-3} \\ 5,12 \cdot 10 & {}^{-4} \\ 6,27 \cdot 10 & {}^{-4} \end{array}$	6,3(16); 7,71(1); 8,66(1) 7,38(0,5)
Nb	41	93(100)	7,42·10 <sup>-3</sup>	5,9(0,8); 6,85(0,8); 7,19(0,4)
Mo	42	92 (15,86) 95 (15,7) 96 (16,5) 97 (9,45) 98 (23,75) 100 (9,62)	$\begin{array}{c} 1, \text{CC} \cdot 10^{-3} \\ 8, 50 \cdot 10^{-2} \\ 7, 53 \cdot 10^{-2} \\ 1, 35 \cdot 10^{-2} \\ 2, 46 \cdot 10^{-3} \\ 3, 00 \cdot 10^{-3} \end{array}$	6,39(0,7), 6,66(1:); 6,92(3,1) 7,54(0,7); 5,39(0,5); 9,15(0,03) 4(0,3); 7,66(0.2); 7,79(0,1)
Tc	43	99(2,1·10 <sup>5</sup> лет)	0,134	
Ru	44	96(5,7) 102(31,3) 104(18,3)	$\begin{array}{c} 1,31 \cdot 10^{-3} \\ 8,54 \cdot 10^{-3} \\ 4,05 \cdot 10^{-3} \end{array}$	
Rh	45	103(100) (44 сек) (4,3 лин)	0,910 0,816 7,00 · 10 <sup>-2</sup>	1,0÷-4,8 с макс. 2,0; 5,19(0,8); 5,35(1,3) 5,51(0,8); 5,89(0,8); 6,05(0,9) 6,2(1,5); 6,37(0,4); 6,79(0,4)
Pd	46	102(0,8) 108(26,7) 110(13,5)	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	
Ag	47	107(51,35) 109(48,65)	0,174 0,481	0,82(20); 0,117(11); 0,199(34); 7,26(0,4) 0,078(9); 0,116(21); 0,196(32); 0,232(7); 0,266(12); 0,4÷-5,0 с макс. 2,2; 5,53(0,9); 5,66(0,9); 5,79(1,6); 6,04(1,2); 6.24(0,2); 6,58(0,3); 6,67(0,1); 6,91(0,2); 7,07(0,5); 7,26(0,4)
Cd	48	113(12,26) 43 дия	107 7,46-10 <sup>-3</sup>	$\begin{array}{c} 0,\overline{56}(70); \ 0,66(20); \ 0,73(10) \\ 0,82(8); \ 1,23(4); \ 1,31(4); \ 1,37(5); \ 2,45(5); \ 2,56(4); \\ 2,68(4); \ 5,33(2); \ 5,97(3,5); \ 6,06(1,3); \ 7,71(0,6); \\ 8,48(0,4); \ 9,04(0,2); \end{array}$

1	2	3	4	5
In	49	113(4,23) 115(95,77) 54,2 мин 13 сек	0,298 1,02 0,814 0,272	0,070 (5); 0,102 (18); 0,175 (31) 0,285 (42); 0,558 (7); 0,64 (6) 4,62 (0,6); 4,97 (1,4) 5,13 ( (1,3); 5,34 (0,6); 5,51 (0,1); 5,76 (0,3); 5,89 (0,9); 6,38 (0,07)
Sn	50	116(14,24) 118(24,01) 120(32,97)	$3,11 \cdot 10^{-4} 5,11 \cdot 10^{-3} 7,05 \cdot 10^{-4}$	1,29(15); 3,27(2); 9,43(0,5) 1,22(18) 2,07(18)
Sb	51	121 (57,25) 123 (42,75)	$2,94 \cdot 10^{-2} \\ 2,00 \cdot 10^{-2}$	5,43(0,5); 5,61(1); 5,89(1) 6,11(1); 6,33(1,1); 6,5(1,6); 6,8(0,7)
Te	52	120 (0,089) 122 (2,46) 123 (0,87) 124 (4,61) 125 (6,99) 126 (18,71) 128 (31,79) 130 (34,49)	$\begin{array}{r} 0,352\\ 1,38\cdot 10 & -2\\ 2,00\cdot 10 & -2\\ 3,24\cdot 10 & -2\\ 7,51\cdot 10 & -3\\ 3,82\cdot 10 & -3\\ 1,41\cdot 10 & -3\\ 2,62\cdot 10 & -3\end{array}$	0,36(2,5); 0,61(41); 0,72(14)
I	53	127(100)	3,32 · 10 - 2	0,085; 0,135(30); 0,255; 0,435; 0,652; 5,57; 5,57; 5,75; 5,99; 6,16; 6,29; 6,45; 6,71
Xe	54	125(0,090)  128(1,92)  129(26,44)  130(4,08)  131(21,18)  132(26,89)  134(10,44)  136(8,87)	$\begin{array}{c} 0,356\cdot 10^{-3}\\ 2,35\cdot 10^{-2}\\ 0,210\\ 2,31\\ 0,552\\ 2,28\cdot 10^{-2}\\ 2,24\cdot 10^{-2}\\ 2,21\cdot 10^{-2} \end{array}$	
Cs	55	133(100)	0,131	0,12(20); 0,184(9); 0,215(7); 0,258(5); 0,31(4)
Ba	56	130 (0,101) 132 (0,097) 134 (2,42) 135 (6,59) 136 (7,81) 137 (11,32) 138 (71,66)	$\begin{array}{r} 4,63\cdot10^{-2}\\ 3,20\cdot10^{-2}\\ 8,98\cdot10^{-3}\\ 2,58\cdot10^{-2}\\ 1,77\cdot10^{-3}\\ 2,24\cdot10^{-2}\\ 3,04\cdot10^{-3} \end{array}$	3,66 (5); 4,1 (13); 4,7 (3) 4,98 (1); 5,74 (3,7); 6,06 (1) 6,44 (0,4); 7,18 (0,1); 9,23 (0,1)
La	57	139(99,911)	3,56.10 -2	$\begin{array}{c} 0,44(17,5);0,74(4,2);1,18(8,2);3,64(2);3,71(5,1);\\ 3,77(2,7);4,1(1,8);4,43(7,8);4,52(3,3);4,87(12);\\ 5,05(12,5) \end{array}$

1	2	3	4	5
Ce	58	136 (0,19) 138 (0,26) 140 (88,48) 142 (11,07)	$0,111 \\ 3,93 \cdot 10^{-2} \\ 2,87 \cdot 10^{-3} \\ 4,25 \cdot 10^{-3}$	0,088; 0,217; 0,277; 0,344 0,504; 0,671; 0,940; 1,170
Pr	59	141 (100)	4,95.10 -2	4,69(3); 4,79(2); 5,16(3); 5,67(3); 5,83(2)
Nd	60	$ \begin{vmatrix} 142(27,13) \\ 143(12,32) \\ 144(23,87) \\ 145(8,29) \\ 146(17,1) \\ 148(5,72) \\ 150(5,60) \end{vmatrix} $	$\begin{array}{c} 7,66\cdot10 & ^{-2}\\ 1,36\cdot10 & ^{-2}\\ 2,09\cdot10 & ^{-2}\\ 0,250\\ 4,13\cdot10 & ^{-2}\\ 1,38\cdot10 & ^{-2}\\ 1,21\cdot10 & ^{-2} \end{array}$	0,695 (85); 0,84 (20)
Sm	62	144 (3,16) 147 (15,07) 149 (13,84)	8,35 · 10 <sup>-3</sup> 0,356 165	0,33(57); 0,44(45); 0,6(16) 0,76(21); 1,07(3); 1,2(7) 1,35(>5); 1,5(>2); 1,6(>2); 1,7÷3,0 с макс. 2,3; 5,6(>0,5); 6,0(>0,3); 6,54(0,35); 7,22(0,7)
Eu	63	152 (26,63) 154 (22,53) 151 (47,77) 153 (52,23)	0,888 215 30,7 17,7	0,073(4,4); 0,090(20) 0,8÷-3,3 с макс. 2,1; 6,05(0,2)
Gd	64	152 (0,20) 155 (14,73) 157 (15,68)	0,495 0,236 920	0,087 (13,7); 0,196 (27,7) 0,55 (3); 0,64 (2); 0,69 (1); 0,78 (3); 0,91 (8); 0,96 (11); 1,02 (8); 1,18 (10); 1,26 (4); 132 (2); 1,5÷3,7 с макс. 2,6; 4,3 (0,5); 4,93 (0,8); 5,63 (0,8); 6,44 (0,5); 6,77 (21) 0,079 (10,4); 0,183 (22)
Tb	65	159 (100)	0,173	0,676 (7,8); 0,98 (6,2); 0,148 (5,6); 0,180 (3,8); 0,198 (1,9); 0,223 (1,1); 0,253 (2,6)
Dy	66	158(0,0902) 161 162	<b>27,1</b> 0,913	0,42(4); 1,2÷2,3 с макс. 2,1 2,74(3,9); 2,86(2,1); 3,04(1,9) 3,14(1,3); 3,48(1,6); 4,1(1,2);
		163	0,590	4,65(2,7); 5,58(5,9); 5,87(0,26)
		164	_	0,078(2,8); 0,104(1,8); 0,180(16)
Ho	67	165(100)	0,237	0,06÷9,09(5); 0,116(13); 0,137(24); 0,172(2); 0,212(3); 0,239(4); 0,300(4); 0,415(5)
Er	68	167 (22,9)	0,230	0,82(18); 0,185(64); 0.64(4); 0,74(10); 0.83(3 $\overline{0}$ ); 0,94(5); 1,01(3); 1.3; 1,9; 2,1÷3,9 с макс. 2,9; 4,66(1); 6,02(1,3); 6,68(0,9)

1	2	3	4	5
		168(27,1) 170(14,9)	7,16 · 10 <sup>-3</sup> 3,18 · 10 <sup>-2</sup>	0,081(11); 0,184(61); 0,200(23); 0,280(12)
Τm	69	169(100)	0,452	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$
Yb	70	168 (0,140) 174 (31,84) 176 (12,73)	$\begin{vmatrix} 39,4 \\ 0,208 \\ 1,88 \cdot 10^{-2} \end{vmatrix}$	0,097(0,26); 0,152(0,39) 0,173(1,0) — интенсивность в отн. ед.
Lu	71	175 (97,40) 176 (2,60)	0,120 13,7	0,06-0,09(0,3); 0,119(0,41); 0,148(1); 0,187(23); 0,227(0,11); 0,264(0,16); 0,307(0,12); 0,355(0,15) — питенсивность в отн. сд.
Hf	72	174 (0,18) 176 (5,15) 177 (18,39)	$ \begin{array}{c c} 52,0 \\ 5,13 \cdot 10^{-2} \\ 12,9 \end{array} $	0,092(19); 0,213(55); 1,09(6); 1,18(9); 1,22(7); 1,3(3); 1,34(5); 1,5-4,0 с макс. 2,2; 4,15(1,2); 4,39(1,6); 5,34(1); 5,49(1,2); 5,73(3,6); 6,14(1)
		178 (27,08) 179 (13,78) 180 (35,44)	$0,252 \\ 0,208 \\ 4,67 \cdot 10^{-2}$	
Ta	73	181 (100)	6,96 • 10 - 2	0,107(15,2); 0,133(30); 170(22); 0,272(70); 1,0-;4,5 с макс. 2,0; 4,83(1,2); 5,24(0,8); 6,04 и 5,94 (1,8)
w	74	180( 0,14) 182(26,4) 183(14,4)	$ \begin{array}{c c} 0,200 \\ 6,62 \cdot 10^{-2} \\ 3,62 \cdot 10^{-2} \end{array} $	6,03(0,6); 6,15(2); 6,19(3) 6,42(0,4); 7,43(0,5)
		184 (30,6) 186 (28,4)	6,54 · 10 <sup> 3</sup> 0,113	5,17(1,8); 5,25(3,7); 5,33(2,5) 0,915( $\sim$ 7,2): 1,1( $\geq$ 4,7); 1,2 $\div$ 3,0 с макс. 2,5; 3,2(0,7); 3,57(2,1); $\sim$ 3,86( $\geq$ 0,6): 4,25( $\geq$ 1,1); 4,67( $\geq$ 1,7); 4,7( $\geq$ 0,8); 5,5(0,15): 5,76(0,3)
Re	75	185 (37,07) 187 (62,93) ?	0 ,339 0 212	6,14(0,4) 5,94(1,8) 1,0÷4,0 с макс. 2,1; 5,1(1,6); 5,3(0,6); 5,57(0,4)
Os	76	184 (0,018) 190 (26,4) 192 (41,0)	$\begin{array}{c} 0,654\\ 2,54\cdot 10^{-2}\\ 5,01\cdot 10^{-3} \end{array}$	
Ir	77	191 (38,5) 1,4 мин. (70 дн.) 193 (61,5)	0,818 2,21 0,415	6,088(0,4) 1,0÷3,5 с макс. 2,0; 4,96(0,8); 5,16(0,9); 5.33(0,7); 5,48; 5,57(1,0); 5,68(1,5); 5,77(0,7); 5,95(0,7); 6,06

Ο	к	0	Н	Ч.	П	D	Н	Л.	6
~		~	•••			۲.			~

1	2	3	4	5
Pt	78	190(0,012) 192(0,78) 194(32,8) 195(33,7) 196(25,4)	$0,476 2,50 \cdot 10^{-2} 3,73 \cdot 10^{-3} 8,34 \cdot 10^{-2} 2,15 \cdot 10^{-3} 2,15 \cdot 10^{-3}$	0,35 ( ~ 20); 5,24(4,6); 6,03(2,2); 7,25(0,6); 7,6(0,2); 7,92(0,4) 1,0÷-3,0 с макс. 1,9; 4,92 (1,0)
Ц		198(7,2)	$1,21 \cdot 10^{-2}$	5,1(2,1); 5,47(1,4); 5,72(1,0)
Au	79	197 (100)	0,299	$\begin{array}{rrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrrr$
Hg	80	196 (0,146) 199 (16,84)	9,52 7,55	$\begin{array}{c} 0,37(40);0,68(8);0,9(8);1,22(6);1,29(7);1,73(13);\\ 2,02(6);3,14(3);3,25(3);4,59(3,5);4,69(6);4,82(10);\\ 4,94(3);5,05(6);5,44(4,5);5,67(6,7);5,99(10);\\ 6,44(4,5);7,66(0,1) \end{array}$
		200 (23,13) 201 (13,22) 202 (29,80) 204 (6,85)	0,180 0,178 0,177 1,174	
Tl	< 81	203 (29,5) 205 (70,5) 204 (1,48)	$3,33 \cdot 10^{-2} \\ 2,30 \cdot 10^{-3} \\ 2,32 \cdot 10^{-3}$	4,72(7); 4,91(4); 5,25(7) 5,63(17); 5,9(4); 6,2(8) 6,54(4)—изотоп не указан
Рb	82	206 (23,6) 207 (22,6) 208 (52,3) ?	$7,10 \cdot 10^{-4}$ $1,97 \cdot 10^{-3}$ $8,36 \cdot 10^{-4}$	6,734, 7,7 7,38 (100) 6,9
Bi	83	209(100) (5 дн.)	$9,34 \cdot 10 - 4$ $4,70 \cdot 10 - 4$	4,17
Th	90	232(100)	1,96.10 -2	1,0÷2,6 с макс. 1,8; 2,6(5,6); 2,76(4,2); 3,15(1,6); 3,45(0,6); 3,53(1,1); 3,75(0,4); 3,94(0,5); 4,25(0,3); 4,92(0,3)
U	92	2,38 (99,3)	6,86 · 10 - 3	0,540 (9); 0,549 (9); 0,577 (9); 0,5885 (5); 0,609 (6); 0,6275 (9); 0,6375 (3); 3,576 (2); 3,66 (2); 4,06 (7)

<sup>\*</sup> Составлено в основном по атласу Л. В. Грошева и др. (1958) с дополнениями по Л. В. Грошеву и др. (1959). Л. С. Данеляну и др. (1964); П. Дж. Кэмпиону и др. (1959); В. В. Скляровского и др. (1956), г); Р. Бюлдера и др. (1959); В. Л. Ишгова (1962); Л. Ярцика и др. (1961); М. Гианнини и др. (1963), г2). Величины сечений радиационного захвата также заимствовались из справочника И. В. Гордеева и др. (1960).

Полные массовые коэффициенты

Е, Мэв	$\frac{\mu_{\rm K9}}{\alpha_{\gamma}},$	H₂O	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Na <sub>2</sub> O	K20	CaO
0.01	0,1928	5,10	18,97	16,60	13,05	67,62	70,32
0.015	0, 1894	1,53	5.71	4,94	3,854	21,30	22.18
0.02	0, 1857	0,722	2,442	2,12	1,645	9,08	9.57
0.03	0, 1800	0,336	0,809	0,707	0,565	2,81	2.955
0,04	0, 1740	0,245	0,420	0,377	0,320	1,215	1.286
					0.025	0.070	0.790
0,05	0,1690	0,212	0,287	0,265	0,235	0,676	0.720
0,06	0, 1645	0,196	0,2305	0,216	0,199	0,453	0,477
0,08	0,1557	0,178	0,1821	0, 175	0,107	0,270	0.202
0, 10	0,1480	0,167	0,1608	0, 156	0,131	0,204	0.213
0,15	0, 1335	0, 149	0,1364	0.134	0,131	0,140	0,101
0,20	0, 1222	0, 136	0, 1240	0,122	0,119	0,126	0, 129
0.30	0, 1064	0,118	0, 1070	0, 105	0, 103	0,106	0.108
0.40	0,0953	0,106	0.0956	0,0939	0,0923	0,0941	0.0963
0.50	0,0870	0,0966	0,0870	0,0855	0,0843	0,0856	0.0873
0.60	0,0806	0,0896	0,0804	0,0791	0,0779	0,0790	0.0808
	0.0500	0.0500			0.0004	0.0602	0.0707
0,80	0,0709	0,0786	0,0707	0,0695	0,0684	0,0093	0.0707
1,0	0,0637	0,0706	0,0636	0,0625	0,0615	0,0620	0,0033
1,5	0,0517	0,0575	0,0518	0,0508	0,0502	0,0507	0,0518
2,0	0,0441	0,0493	0,0446	0,0438	0,0432	0,0439	0,0449
3,0	0,0346	0,0395	0,0363	0,0356	0,0351	0,0364	0,03/1
4.0	0,0289	0,0339	0,0316	0,0310	0,0305	0,0324	0,0337
5.0	0,0250	0,0301	0,0285	0,0279	0,0275	0,0300	0.0305
6,0	0,0220	0,0275	0,0265	0,0260	0,0254	0,0283	0,0288
8,0	0,0180	0,0240	0,0238	0,0234	0,0228	0,0265	0,0267
10	0,0154	0,0219	0,0223	0,0218	0,0213	0,0256	0,0259
	0.0114	0.0100	0.0000	0.0000	0.0104	0 0940	0,0251
15	0,00911	0,0190	0,0200	0,0200	0,0194	0,0249	0.0253
20	0,00663	0,0177	0,0199	0,0194	0,0105	0,0202	0,0261
30	0.00526	0,0100	0,0197	0,0191	0,0185	0,0201	0,0271
40 50	0,00439	0,0102	0,0200	0,0194	0,0107	0,0271	0,0280
00	0,00103	0,0101	0,0207	0,0197	0,0190	0,0201	0,0200
60	0,00378	0,0161	0,0207	0,0201	0,0192	0,0288	0,0289
80	0,00297	0,0163	0,0214	0,0203	0,0199	0,0302	0,0302
100	0,00247	0,0166	0,0220	0,0214	0,0204	0,0312	0,0311
	αγ	1,1098	0,998	0,9824	0,948	0,976	1,000

Приложение 7

# ослабления гамма-излучения, см<sup>2</sup>/г

FeO	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	MgO	TiO2	MnO <sub>2</sub>	CO2	Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
139,47	126,2	15,025	62,375	90,6	4,717	91,60
45,58	41,2	4,448	20,592	29,74	1,412	30,43
20,21	18,27	1,899	9,707	13,503	0,6613	13,55
6,315	5,72	0,645	3,234	4,643	0,3050	4,530
2,752	2,53	0,353	1,518	2,080	0,2212	2,066
1,464	1,34	0,255	0,877	1,183	0,1920	1,169
0,920	0,845	0,211	0,572	0,764	0, 1749	0,7420
0,467	0,435	0,173	0,325	0,427	0,1605	0,3951
0,301	0,284	0,1565	0,232	0,977	0,1504	0,2665
0,172	0,166	0,1347	0, 156	0,167	0,1340	0,1793
0.134	0.134	0,1225	0.130	0.129	0,1227	0,1318
0,106	0,106	0,1065	0, 107	0,104	0,0988	0,1056
0.0927	0,0930	0,0948	0,0938	0.0921	0,0995	0,0924
0,0838	0,0500	0,0864	0,0852	0.0832	0,0870	0,0835
0,0772	0.0775	0.0799	0,0786	0,0770	0,0806	0,07694
	0,0110	0,0755				
0,0673	0,0676	0.0702	0,0689	0,0671	0,0707	0,06742
0,0604	0,0607	0.0630	0.0620	0,0600	0,0637	0,06045
0,0492	0,0494	0.0514	0.0504	0,0495	0,0517	0,04928
0,0428	0,0429	0.0442	0,0437	0,0423	0,0454	0,04274
0,0360	0,0360	0,0359	0,0360	0,0359	0,0358	0,03563
0,0325	0,0324	0,0313	0,0320	0,0319	0,0308	0,03147
0,0310	0,0302	0,0281	0,0300	0,0297	0,0274	0,02961
0,0293	0,0288	0,0261	0,0277	0,0283	0,0251	0,02893
0,0279	0,0273	0,0235	0,0256	0,0266	0,0221	0,02644
0,0274	0,0261	0,0219	0,0246	0,0258	0,0203	0,02570
0.0977	0.0268	0.0001	0.0000	0.0040	0.0179	0.02537
0,0277	0,0200	0,0201	0,0238	0,0248	0,0178	0.02566
0,0200	0,0272	0,0194	0,0237	0,0250	0,0100	0,02684
0,0300	0,0201	0,0192	0,0243	0,0267	0,0159	0,02801
0,0310	0,0301	0,0194	0,0252	0,0276	0,0158	0,02896
0,0329	0.0312	0,0196	0,0259	0,0288	0,0158	0,02000
0,0341	0,0324	0,0200	0,0267	0,0298	0,0159	0,02992
0,0358	0,0339	0,0206	0,0277	0,0311	0,0162	0,0313
0,0371	0,0652	0,0212	0,0287	0,9322	0,0166	0,0324-
0,947	0,952	0,992	0,951	0,9434	1,000	0,9475

#### Полные массовые коэффициенты ослабления

Е, Мэв	Антрацит 0,95 С; 0,03 Н; 0,02 О	Уголь камен- ный 0,84 С; 0,06 Н; 0,1 О	Уголь бурый 0,7 С; 0,07 Н; 0,2 О; 0,03 S	Песок 20% влажности 0,891 SiO <sub>2</sub> ; 0,109 H <sub>2</sub> O	Песок 40% влажности 0,805 SiO <sub>3</sub> ; 0,195 H <sub>2</sub> O	Глина 0,65 S1O <sub>2</sub> ; 0,2 A1 <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,1 CaCO <sub>3</sub> 0,05 Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
$0,01 \\ 0,015 \\ 0,02 \\ 0,03 \\ 0,04$	2,146	2,37	4,18	17,44	16,26	26,1
	0,711	0,770	1,32	5,28	4,90	8,06
	0,388	0,419	0,645	2,25	2,11	3,49
	0,234	0,247	0,313	0,758	0,717	1,13
	0,198	0,206	0,232	0,401	0,387	0,558
0,05	0,183	0,184	0,203	0,278	0,272	0,355
0,06	0,174	0,180	0,188	0,226	0,224	0,270
0,08	0,161	0,167	0,171	0,182	0,181	0,198
0,1	0,153	0,158	0,161	0,163	0,162	0,168
0,15	0,138	0,141	0,145	0,138	0,139	0,138
$0,2 \\ 0,3 \\ 0,4 \\ 0,5 \\ 0,6$	0,126	0,129	0,127	0,125	0,126	0,125
	0,115	0,112	0,114	0,108	0,109	0,106
	0,0976	0,101	0,102	0,0968	0,0977	0,0951
	0,0895	0,0921	0,0930	0,0881	0,0882	0,0866
	0,0829	0,0853	0,0860	0,0814	0,0822	0,0801
$^{0,8}_{1,5}$	$0,0727 \\ 0,0655 \\ 0,0532 \\ 0,0456$	$0,0748 \\ 0,0674 \\ 0,0607 \\ 0,0469$	$0,0756 \\ 0,0679 \\ 0,0568 \\ 0,0474$	0,0716 0,0644 0,0524 0,0450	$0,0722 \\ 0,0650 \\ 0,0528 \\ 0,0455$	0,0702 0,0633 0,0515 0,0444
3	0,0366	0,0375	0,0380	0,0366	0,0369	0,0362
4	0,0313	0,0321	0,0334	0,0318	0,0320	0,0315
5	0,0277	0,0284	0,0286	0,0287	0,0286	0,0285
6	0,0251	0,0258	0,0263	0,0266	0,0267	0,0266
8	0,0218	0,0224	0,0228	0,0238	0,0238	0,0240
10	0,0198	0,0203	0,0207	0,0223	0,0222	0,0225
15	0,0168	0,0172	0,0177	0,0204	0,0202	0,0209
20	0,0156	0,0159	0,0164	0,0197	0,0195	0,0204
30	0,0143	0,0146	0,0152	0,0194	0,0191	0,0203
40	0,0140	0,0142	0,0148	0,0197	0,0193	0,0206
50	0,0138	0,0140	0,0147	0,0202	0,0198	0,0212
60	0,0138	0,0140	0,0147	0,0203	0,0198	0,0214
80	0,0139	0,0141	0,0148	0,0208	0,0203	0,0221
00	0,0141	0,0142	0,0150	0,0214	0,0209	0,0228

-		1				
Глина 20 % влажности: 0,5874 SlO <sub>3</sub> ; 0,181 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,0904 CaCO <sub>3</sub> ; 0,0964 CaCO <sub>3</sub> ; 0,096 H <sub>2</sub> O	Глина 40 % влажности: 0,5362 SlO <sub>2</sub> ; 0,165 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,0825 CaCO <sub>3</sub> ; 0,0413 Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,175 H <sub>2</sub> O	Галит NaCl	Сильвин КС!	Карналлит КСІ · MgCl <sub>2</sub> · ·6H <sub>2</sub> O	Магнезит MgCO₃	Доломит CaMg(CO₃)₂
25,09	22,44	39,29	68,5	34,445	9,763	26,9
7,437	6,92	11,99	21,41	10,638	2,866	8,40
3,22	3,01	5,735	9,66	4,936	1,254	3,64
1,05	0,991	1,859	3,037	1,614	0,468	1,184
0,530	0,503	0,798	1,273	0,722	0,284	0,544
0,341	0,330	0,416	0,659	0,406	0,222	0,366
0,263	0,257	0,308	0,447	0,305	0,193	0,276
0,187	0,194	0,207	0,264	0,213	0,167	0,200
0,168	0,168	0,174	0,203	0,180	0,153	0,177
0,139	0,140	0,140	0,147	0,146	0,134	0,139
0,126	0,127	0,122	0,126	0,129	$\begin{array}{c} 0,123\\ 0,107\\ 0,0952\\ 0,0867\\ 0,0803 \end{array}$	0,125
0,107	0,108	0,103	0,105	0,110		0,107
0,0908	0,0970	0,0919	0,0932	0,0982		0,0956
0,0876	0,0884	0,0834	0,0843	0,0891		0,0869
0,0810	0,0818	0,0770	0,0779	0,0825		0,0806
0,0710 0,0640 0,0520 0,0448	$0,0717 \\ 0,0646 \\ 0,0525 \\ 0,0452$	$0,0678 \\ 0,0608 \\ 0,0498 \\ 0,0428$	0,0684 0,0613 0,0502 0,0434	0,0724 0,0650 0,0531 0,0457	$0,0706 \\ 0,0634 \\ 0,0515 \\ 0,0444$	$0,0707 \\ 0,0634 \\ 0,0516 \\ 0,0445$
0,0365	0,0368	0,0355	0,0362	0,0374	$\begin{array}{c} 0,0359\\ 0,0310\\ 0,0278\\ 0,0256\\ 0,0228 \end{array}$	0,0362
0,0318	0,0319	0,0313	0,0323	0,0327		0,0315
0,0287	0,0288	0,0285	0,0299	0,0297		0,0284
0,0267	0,0268	0,0266	0,0282	0,0275		0,0265
0,0240	0,0240	0,0253	0,0270	0,0254		0,0238
0,0225	0,0224	0,0240	0,0262	0,0240	0,0210	0,0223
0,0207	0,0206	0,0229	0,0256	0,0222	0,0189	0,0206
0,0201	0,0199	0,0228	0,0260	0,0219	0,0180	0,0199
0,0200	0,0197	0,0233	0,0271	0,0219	0,0175	0,0197
0,0202	0,0198	0,0239	0,0282	0,0223	0,0175	0,0200
0,0208	0,0203	$0,0247 \\ 0,0252 \\ 0,0262 \\ 0,0271$	0,0293	0,0228	0,0176	0,0200
0,0208	0,0205		0,0304	0,0233	0,0179	0,0208
0,0216	0,0211		0,0314	0,0241	0,0183	0,0214
0,0222	0,0217		0,0320	0,0246	0,0188	0,0219

### гамма излучения для некоторых сред, см<sup>2</sup>/г

\_

Известняк CaCO <sub>3</sub>	Ангидрит CaSO4	Гипс CaSO4. ·2H2O	0,7018 SiO <sub>2</sub> ; 0,1475 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,0345 Na <sub>2</sub> O; 0,0199 CaO; 0,0199 CaO; 0,0178 FeO; 0,0157 Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ; 0,0085 M <sub>2</sub> O; 0,0085 H <sub>2</sub> O; 0,0085 H <sub>2</sub> O; 0,0012 MnO <sub>3</sub>	Пирит FeS3	Халько- пирит CuFeS <sub>3</sub>	Хромит FeCr <sub>2</sub> O4
41,38	42,87	35,67	25,34	110,0	149,7	99,90
13,04	13,40	11,12	7,801	35,39	49,50	33,04
5,654	6,778	4,82	3,363	15,54	21,96	14,705
1,788	1,811	1,53	1,094	4,815	6,98	4,836
0,818	0,823	0,713	0,537	2,097	2,98	2,183
0,488	0,488	0,437	0,346	1,128	1,587	1,221
0,346	0,346	0,316	0,265	0,720	0,993	0,722
0,228	0,228	0,218	0,196	0,383	0,498	0,408
0,186	0,186	0,181	0,168	0,260	0,318	0,276
0,144	0,144	0,144	0,138	0,162	0,177	0,178
0,128	0,128	0,128	0,124	0,132	0,137	0,132
0,108	0,108	0,110	0,106	0,106	0,107	0,106
0,0959	0,0959	0,0978	0,0953	0,0936	0,0930	0,0924
0,0871	0,0871	0,0890	0,0867	0,0852	0,0841	0,0836
0,080S	0,0808	0,0824	0,0801	0,0785	0,0773	0,0770
$\begin{array}{c} 0,0707\\ 0,0634\\ 0,0517\\ 0,0446\\ 0,0365\end{array}$	0,0707 0,0634 0,0517 0,0447 0,0367	$0,0721 \\ 0,0647 \\ 0,0528 \\ 0,0456 \\ 0,0372$	0,0704 0,0633 0,0515 0,0444 0,0362	0,0701 0,0616 0,0502 0,0436 0,0365	$0,0685 \\ 0,0606 \\ 0,0488 \\ 0,0430 \\ 0,0362$	0,0674 0,0604 0,0493 0,0428 0,0357
0,0319	0,0322	0,0325	0,0317	0,0329	0,0329	0,0317
0,0290	0,0294	0,0295	0,0286	0,0307	0,0310	0,0298
0,0273	0,0275	0,0275	0,0266	0,0283	0,0292	0,0290
0,0247	0,0250	0,0249	0,0240	0,0279	0,0287	0,0267
0,0234	0,0239	0,0235	0,0226	0,0273	0,0284	0,0260
0,0220	0,0221	$\begin{array}{c} 0,0215\\ 0,0214\\ 0,0215\\ 0,0218\\ 0,0223\end{array}$	0,0209	0,0273	0,0288	0,0260
0,0215	0,0223		0,0204	0,0278	0,0297	0,0261
0,0216	0,0226		0,0203	0,0294	0,0318	0,0274
0,0222	0,0232		0,0207	0,0304	0,0332	0,0286
0,0226	0,0238		0,0213	0,0321	0,0350	0,0297
0,0232	0,0244	0,0228	0,0215	0,0332	0,0363	0,0307
0,0240	0,0254	0,0236	0,0222	0,0348	0,0380	0,0320
0,0247	0,0261	0,0243	0,0229	0,0361	0,0396	0,0332
	Известняк СаСО <sub>3</sub> 41,38 13,04 5,654 1,788 0,818 0,488 0,346 0,228 0,186 0,144 0,128 0,108 0,0959 0,0871 0,0808 0,0707 0,0634 0,0517 0,0634 0,0517 0,0634 0,0290 0,0273 0,0247 0,0222 0,0226 0,0247 0,0247	Известняк СаСО <sub>3</sub> Ангидрит СаSO <sub>4</sub> 41,38         42,87           13,04         13,40           5,654         6,778           1,788         1,811           0,818         0,823           0,488         0,488           0,346         0,346           0,186         0,128           0,186         0,128           0,108         0,108           0,0959         0,0959           0,0871         0,0871           0,0808         0,00808           0,0707         0,0707           0,0634         0,0634           0,0290         0,0294           0,0273         0,0275           0,0247         0,0250           0,0220         0,0221           0,0220         0,0221           0,0226         0,0232           0,0226         0,0232           0,0226         0,0232           0,0226         0,0234	Известняк СаСО <sub>3</sub> Ангидрит СаSO <sub>4</sub> Гипс СаSO <sub>4</sub> 41,38         42,87         35,67           13,04         13,40         11,12           5,654         6,778         4,82           1,788         1,811         1,53           0,818         0,823         0,713           0,488         0,448         0,437           0,346         0,346         0,316           0,228         0,228         0,218           0,186         0,186         0,181           0,186         0,186         0,181           0,186         0,186         0,181           0,187         0,0890         0,0978           0,0871         0,0871         0,0890           0,0803         0,0808         0,0824           0,0707         0,0707         0,0721           0,0634         0,0647         0,0456           0,0305         0,0367         0,0372           0,0319         0,0322         0,0325           0,0247         0,0250         0,0249           0,0215         0,0226         0,0214           0,0226         0,0221         0,0215           0,0222         0,222	Известняк СаCO3Ангидрит СаSO4Гипс СаSO4 $0,1475 AI_{2}O_{3}$ 0,0411 K_2O: 0,0178 FeO; 0,0178 FeO; 0,0178 FeO; 0,00178 FeO; 0,00085 H_3O; 0,00085 H_3O; 0,00085 H_3O; 0,00085 H_3O; 0,00085 H_3O; 0,00085 H_3O; 0,00085 H_3O; 0,00012 MnO241, 3842,87 13,0435,67 13,4025,34 11,12 7,801 5,6545,6546,778 6,7784,82 3,363 1,7883,633 1,094 0,8180,8180,823 0,7130,713 0,5370,4880,448 0,3460,316 0,2650,2280,228 0,2280,218 0,1860,1440,144 0,1440,144 0,1880,128 0,1280,128 0,0871 0,0871 0,0871 0,0871 0,0871 0,0871 0,0871 0,08240,0801 0,08067 0,08090 0,0867 0,0867 0,0365 0,03670,0707 0,0707 0,0707 0,0707 0,0250 0,0294 0,02350,0317 0,0296 0,0235 0,0235 0,0215 0,0240 0,02340,0220 0,0221 0,0221 0,02220,0221 0,0215 0,02230,0215 0,0203 0,0226 0,02240,0222 0,0222 0,02240,228 0,0215 0,02230,0215 0,02230,0224 0,02240,0234 0,02230,0215 0,02230,0224 0,02240,0244 0,02350,0215 0,02230,0247 0,02260,0244 0,02350,0215 0,02230,0247 0,02260,0244 0,02350,0215 0,02230,0247 0,02260,0244 0,02340,0228 0,02230,0247 0,02610,0243 0,02230,0215 0,0223 </td <td>Известняк СаСО<sub>3</sub>         Ангидрит СаSO<sub>4</sub>         Гипс СаSO<sub>4</sub>         О,0445 Ав_0C 0,041 К_0C 0,0178 FeO; 0,0178 FeO; 0,0018 MgO; 0,0088 MgO; 0,0085 HgO; 0,00012 MnO;         Пирит FeS<sub>9</sub>           41,38         42,87         35,67         25,34         110,0           13,04         13,40         11,12         7,801         35,39           5,654         6,778         4,82         3,363         15,54           1,788         1,811         1,53         1,094         4,815           0,346         0,346         0,316         0,265         0,720           0,488         0,487         0,346         1,128         0,383           0,186         0,186         0,181         0,168         0,265         0,720           0,228         0,228         0,218         0,196         0,383         0,162           0,186         0,186         0,181         0,168         0,265         0,720           0,128         0,128         0,128         0,128         0,124         0,132         0,106           0,0808         0,0808         0,0824         0,0807         0,0855         0,00701           0,488         0,437         0,3661         0,0785         0,0705         0,0255         0</td> <td>Известняк СаСО<sub>3</sub>         Ангидрит СаSO<sub>4</sub>         Гипс СаSO<sub>4</sub>         О(345 Na, O) 0,041 K, O) 0,0199 CaO; 0,0199 CaO; 0,0199 CaO; 0,0085 NgO; 0,0088 NgO; 0,0088 NgO; 0,0083 PTO; 0,0083 PTO; 0,0012 MnO<sub>8</sub>         Xa.neko- nupput CuFeS<sub>2</sub>           41,38         42,87         35,67         25,34         110,0         149,7           13,04         13,40         11,12         7,801         35,539         49,50           5,654         6,778         4,82         3,363         15,54         21,96           1,788         1,811         1,53         1,094         4,815         6,98           0,818         0,428         0,437         0,346         1,587           0,346         0,316         0,265         0,720         0,993           0,228         0,228         0,218         0,162         0,177           0,128         0,128         0,124         0,132         0,137           0,108         0,108         0,100         0,0667         0,0852         0,0841           0,0871         0,0871         0,0890         0,0867         0,0852         0,0848         0,0436</td>	Известняк СаСО <sub>3</sub> Ангидрит СаSO <sub>4</sub> Гипс СаSO <sub>4</sub> О,0445 Ав_0C 0,041 К_0C 0,0178 FeO; 0,0178 FeO; 0,0018 MgO; 0,0088 MgO; 0,0085 HgO; 0,00012 MnO;         Пирит FeS <sub>9</sub> 41,38         42,87         35,67         25,34         110,0           13,04         13,40         11,12         7,801         35,39           5,654         6,778         4,82         3,363         15,54           1,788         1,811         1,53         1,094         4,815           0,346         0,346         0,316         0,265         0,720           0,488         0,487         0,346         1,128         0,383           0,186         0,186         0,181         0,168         0,265         0,720           0,228         0,228         0,218         0,196         0,383         0,162           0,186         0,186         0,181         0,168         0,265         0,720           0,128         0,128         0,128         0,128         0,124         0,132         0,106           0,0808         0,0808         0,0824         0,0807         0,0855         0,00701           0,488         0,437         0,3661         0,0785         0,0705         0,0255         0	Известняк СаСО <sub>3</sub> Ангидрит СаSO <sub>4</sub> Гипс СаSO <sub>4</sub> О(345 Na, O) 0,041 K, O) 0,0199 CaO; 0,0199 CaO; 0,0199 CaO; 0,0085 NgO; 0,0088 NgO; 0,0088 NgO; 0,0083 PTO; 0,0083 PTO; 0,0012 MnO <sub>8</sub> Xa.neko- nupput CuFeS <sub>2</sub> 41,38         42,87         35,67         25,34         110,0         149,7           13,04         13,40         11,12         7,801         35,539         49,50           5,654         6,778         4,82         3,363         15,54         21,96           1,788         1,811         1,53         1,094         4,815         6,98           0,818         0,428         0,437         0,346         1,587           0,346         0,316         0,265         0,720         0,993           0,228         0,228         0,218         0,162         0,177           0,128         0,128         0,124         0,132         0,137           0,108         0,108         0,100         0,0667         0,0852         0,0841           0,0871         0,0871         0,0890         0,0867         0,0852         0,0848         0,0436
## Оконч. прил. 8

Магнстит Ге <sub>з</sub> О4	Сфалерит ZnS	Е, Мэв	Барит BaSO,	Е, Мэв	Галенит PbS	Песчаник с галенитом 0,99 SIO3; 0,01 PbS
130,242,5518,8545,8992,578	172,48	0,01	138,26	0,01	67,75	19,48
	56,92	0,015	43,90	0,01307	37,82	9,00
	24,58	0,02	21,92	0,01307	104,07	9,66
	8,626	0,03	6,93	0,01589	67,27	5,03
	3,924	0,0374	3,75	0,01589	99,87	5,36
$ \begin{array}{c} 1,374\\0,867\\0,444\\0,289\\0,168\end{array} $	2,120 1,361 0,698 0,398 0,195	$\begin{array}{c} 0,0374 \\ 0,04 \\ 0,05 \\ 0,06 \\ 0,08 \end{array}$	19,02 15,59 8,74 5,24 2,51	0,02 0,03 0,04 0,05 0,06	61,49 19,62 5,58 4,57 2,78	3,035 0,997 0,501 0,330 0,256
0,133	0,147	$0,1 \\ 0,15 \\ 0,2 \\ 0,3 \\ 0,4$	1,479	0,08	1,253	0,203
0,105	0,110		0,586	0,08823	0,972	0,180
0,0919	0,0952		0,305	0,08823	6,460	0,235
0,0830	0,0846		0,154	0,1	4,62	0,206
0,0766	0,0767		0,110	0,15	1,62	0,151
$\begin{array}{c} 0,0672 \\ 0,0599 \\ 0,0561 \\ 0,0425 \\ 0,0356 \end{array}$	0,0668	0,5	0,0918	0,2	0,793	0,131
	0,0599	0,6	0,0812	0,3	0,324	0,109
	0,0492	0,8	0,0665	0,4	0,193	0,0970
	0,0429	1	0,0594	0,5	0,137	0,0876
	0,0358	1,5	0,0479	0,6	0,110	0,0807
0,0321	0,0332	2	0,0419	0,8	0,0820	0,0708
0,0300	0,0314	3	0,0357	1	0,0678	0,0637
0,0292	0,0304	4	0,0336	1,5	0,0517	0,0518
0,0273	0,0296	5	0,0328	2	0,0456	0,0447
0,0268	0,0293	6	0,0320	3	0,0415	0,0364
0,0269	0,0301	8	0,0311	4	0,0408	0,0317
0,0274	0,0314	10	0,0312	5	0,0410	0,0287
0,0289	0,0336	15	0,0329	6	0,0416	0,0267
0,0303	0,0355	20	0,0345	8	0,0434	0,0240
0,0316	0,0371	30	0,0377	10	0,0458	0,0226
0,0328 0,0344 0,0356	0,0384 0,0405 0,0420	40 50 60 80	0,0401 0,0423 0,0435 0,0459	15 20 30 40	0,0513 0,0563 0,0638 0,0692	0,0209 0,0203 0,0202 0,020 <b>5</b>
		100	0,0478	50 60 80 100	0,0735 0,0768 0,0818 0,0855	0,0212 0,0213 0,0220 0,0226

Тип ФЭУ	Максималь- ный диаметр, <i>мм</i>	Максимальная длипа, <i>мм</i>	Диаметр фо- токатода, <i>мм</i>	Число динодов	Время нарас- тания импуль- са,×10 <sup>-9</sup> сек	Интегральная чувствитель- ность фото- катода, <i>мка ам</i>
						Счет
19M 25 32 37 38 39 12B 14B 15B 16	72 34 34, 48,5 48,5 48,5 52 52 52 34,5 34,5 34,5	200 114 123 193 200 200 179 229 113 113	34 25 25 34 34 34 45 45 20 20	13 9 11 11 13 11 	15 — —	or 10 or 20 25 or 30 90 25 30-90 or 40 or 25 or 25
49Б	171	200	150			35
	ſ				Сп	ектромет 
24 29 31 35 40 11 13 13 53 52 53 1C 16 26 36	$\begin{array}{c} 82\\72\\22,5\\34\\19\\52\\52\\52\\52\\171\\81\\52\\48\\80\\150\\200\end{array}$	$\begin{array}{c} 236 \\ 200 \\ 80 \\ 113 \\ 91 \\ 179 \\ 129 \\ 129 \\ 200 \\ 130 \\ 120 \\ 205 \\ 290 \\ 310 \\ 340 \end{array}$	$75 \\ 34 \\ 18 \\ 25 \\ 15 \\ 45 \\ 45 \\ 45 \\ 150 \\ 70 \\ 45 \\ 40 \\ 75 \\ 145 \\ 196$	$ \begin{array}{c} 13\\13\\8\\8\\-\\-\\-\\-\\-\\-\\-\\11\\11\\11\\11\\11 \end{array} $	15 15 	$\begin{array}{c} {\rm or} \ 25 \\ {\rm 30-50} \\ {\rm or} \ 20 \\ {\rm or} \ 30 \\ {\rm or} \ 30 \\ {\rm 30-80} \\ 20 \\ {\rm 30-80} \\ {\rm 20} \\ {\rm 30-80} \\ {\rm 10} \\ {\rm 50} \\ {\rm 50} \\ {\rm 50} \\ {\rm 25} \\ {\rm 30+90} \end{array}$
						Времен
1618 18 33 36	80 48 72 72	228 169 200 195	75 39 34 34	10 10 13 13	$4,5 \\ 3,0 \\ 4 \\ 2$	30÷90 30÷90 от 30 от 30

#### Основные технические

# характеристики фотоумножителей

Напряжение пита- ния, 1000 в	Шумы, кэв	Амплитудное напряжение (%) NaJ(T1), Е = =0,661 Мэв	Температурный диапазон ра€оты, °С	Спектральная чувст- вительность, 1000 Å
ные				
1,1÷2,6 1,25—1,7 Макс. 1,8 2,9 2,2 2,2 2,2 2,0 2,0 2,0 2,0	5     55		$ \begin{array}{c} -50 \div +50 \\ -60 \div +50 \\ -20 \div +45 \\ -20 \div +45 \\ -60 \div +50 \\ -60 \div +50 \\ -20 \div +50 \\ -20 \div +50 \\ \end{array} $	$ \begin{array}{c ccccc} 3 \div 6 \\ 4 \div 6 \\ 3,2 \div 7,5 \\ 3 \div 6 \\ 3 \div 8, \\ 2 \div 6,0 \\ 3,3 \div 7,5 \\ 3,3 \div 7,5 \\ 3,0 \div 8,0 \\ 3,0 \div 7,0 \\ 3,0 \div 8,0 \\ \end{array} $
рические				
$\begin{array}{c} 1,6\div2,0\\ 1,4\div2,6\\ 0,85\div1,4\\ 0,9\div1,75\\ Makc.1,9\\ & 2,0\\ & 2,0\\ & 2,0\\ & 2,2\\ & 2,2\\ & 2,2\\ & 2,2\\ & & 2,2\\ & & 2,2\\ & & & 2,2\\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & & \\ & & & & & & \\ & & & & & & \\ & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & & \\ & & & & & & \\$	9 5 15 	$ \begin{array}{c} 14\\10\\11\\10\\11\\12\\12\\12\\11\\11\\12\\12\\12\\12\\12\\12\\12\\$	$\begin{array}{c} -50 \div +60 \\ -50 \div +50 \\ -60 \div +50 \\ -40 \div +50 \\ -20 \div +45 \\ -20 \div +50 \\ -60 \div +70 \\ -60 \div +70 \\ -60 \div +50 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 3,0 \div 6,0\\ 3,3 \div 6,5\\ 3,0 \div 8,0\\ 2,5 \div 6,5\\ 3,0 \div 8,0\\ 2,5 \div 6,5\\ 3,0 \div 6,0\\ \end{array}$
ные	10 A			41.
2,0÷2,5 2,0÷2,5 2,1, макс. 2,9 12,5÷1,6	25 15 —	13 13 11 12	$-60 \div +50$ $-60 \div +50$ $-50 \div +50$	$\begin{array}{c c} 3,0+6,0\\ 3,0+6,0\\ 3,0+6,0\\ 3,0+6,0\\ 3,0+6,0\end{array}$

Нейтронные методы

Ядерная реакция или другое физическое явление, используемое в методе	Регистри- руемая ядерная частица	Метод, область применения
I. Методы, основанные источни	на пр іков неі	именении ампульных йтронов
$(n, n' \gamma)$	Гамма	Нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов — анализ, съем-
Эффект комптоновского рассеяния гамма-лучей, возникающих в реак- иии ( <i>n</i> , <i>n'</i> v)		Нейтронный гамма-гамма-метод не- упругого рассеяния нейтронов
Пространственно-временной анализ гамма-излучения, возникающего в ре- акции (n, n' ү), по методике совпа- дений	"	Импульсный нейтронный гамма-ме- тод неупругого рассеяния нейтронов со стационарным источником — ана- лиз, съемка, профилирование, каро- таж
Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества	Нейтрон	Нейтрон-нейтронный метод — анализ, съемка, опробование, профилирова- ние, каротаж
Измерение потока тепловых нейтронов		Нейтрон-нейтронный метод на теп-
надтепловых нейтронов		Нейтрон-нейтронный метод на надтеп-
резонансных нейтронов	-	ловых неитронах Нейтрон-нейтронный метод на резо-
промежуточных нейтронов	ų.	Нейтрон-нейтронный метод на про-
быстрых нейтронов		межуточных неитронах Нейтрон-нейтронный метод на быст-
Измерение отношения потока тепло- вых и надтепловых нейтронов и т. д. При выбранных оптимальных пара- метрах приборов это отношение не зависит от изменения содержания		рых нейтронах Нейтрон-нейтронный метод отноше- ния тепловых и надтепловых нейтро- нов и т. д.
отношение потока <i>M</i> тепловых нейтронов, измеренное на двух зондах, зависит только от содержания в породах водорода, а величина M-1 — от содержания в них сильно поглощаю-	33	Нейтрон-нейтронный метод измере- ния отношения тепловых нейтронов на двух зондах
щих элементов Пространственно-временной анализ тепловых нейтронов по методике кор- реляции	,	Импульсный нейтрон-нейтронный ме- тод со стационарным источником — анализ, съемка, опробование, каро- таж
Возникновение гамма-излучения ра- диационного захвата тепловых нейт-	Гамма	Нейтронный гамма-метод — анализ, съемка, профилирование, опробова-
Суммарное измерение эффектов НГМ и ННМ с помощью гамма-детекто-	Гамма, нейтрон	Нейтрон-нейтронный метод совмест- но с нейтронным гамма-методом
ра, обернутого слоем кадмия Измерение отношения потока гамма- лучей радиационного захвата к пото- ку тепловых или надтепловых нейт- ронов. Это отношение при определен- ных параметрах прибора (размер зон-	Гамма, нейтрон	Комплекс нейтронного гамма-метода и нейтрон-нейтронного метода
да и т. д.) не зависит от изменения содержания в породе водорода Измерение потока гамма-квантов по методике просвечивания (с обратной стороны облучаемого объекта)	Гамма	Нейтронный гамма-метод просвечива- ния

### Продл. прил. 10

Ядерная реакция или другое физнческое явление, используемое в методе	Регистри- руемая ядерная частица	Метод, область применения
Эффект комптоновского рассеяния гамма-квантов, возникающих в реак- ции (n, ү)	Гамма	Нейтронный гамма-гамма-метод — съемка, профилирование, опробование, каротаж
Пространствеино-временной анализ гамма-излучения, возникающего в ре- акции (n, γ), по методике корреляции	"	Импульсный иейтронный гамма-метод со стационарным источником — съем- ка, опробование, профилирование, ка- ротаж
( <i>n</i> , <i>a</i> ) Возникновение под действием нейтро- нов протонов отдачи и реакция ( <i>n</i> , <i>p</i> )	Альфа Протон	Нейтронный альфа-анализ Нейтрон-протонный анализ
возникновение радиоактивных изото- пов под действием нейтронов тепловых	Бета, гамма	Неитронныи активационный анализ — съемка, опробование, каротаж Нейтронный активационный анализ на тепловых нейтронах
резонансных	"	Нейтронный активационный анализ на резонансных нейтронах
быстрых	,	Нейтронный активационный анализ на быстрых нейтронах
Возникновение метастабильных радио- активных изотопов под действием нейтронов	Гамма	пентронный активационный анализ запаздывающих совпадений
Эффект комптоновского рассеяния гамма-лучей изотопов, возникающих в породе	"	Гамма-гамма-метод наведенной нейт- ронами активности — опробование, ка- ротаж
Эффект Мессбауэра на гамма-излучении изотопов, возникающих в поро-	29	Нейтронный активационный анализ резонансного поглощения гамма-лу- ией — опробование каротаж
Дах под денствием неитропов Деление ядер некоторых тяжелых элементов на осколки под действием тепловых и быстрых нейтронов	Осколки	Нейтронно-осколочный метод — ана- лиз
Возникновение запаздывающих нейтронов при делении ядер некоторых тяжелых элементов под воздействием тепловых и быстрых иейтронов	Нейтрон	Нейтронный активационный анализ на запаздывающих нейтронах — опро- бование, каротаж
Образование мгновенных гамма-кван- тов, возникающих при делении ядер некоторых тяжелых элементов под действием тепловых и быстрых иейт- ронов	Гамма	Нейтронный гамма-метод на мгновенных гамма-квантах деления — анализ и, возможно, каротаж
Образование мгновенных нейтронов при делении урана-235	Нейтрон	Нейтрон-нейтронный метод регистра- ции мгновенных нейтронов деления
11. Методы, основанные на	примене	нии генераторов нейтронов
$(n, n' \gamma)$	Гамма	Импульсный нейтронный гамма-метод неупругого рассеяния нейтронов —
Измерение во времени между импуль- сами быстрых нейтронов потоков теп- ловых и других нейтронов	Нейтрон	Импульсный нейтрон-нейтронный ме- тод и его разновидности — анализ, съемка калотаж
Измерение во времени между импуль- сами быстрых нейтронов потоков гам- Ма-излучения радиационного захвата	Гамма	Импульсный нейтронный гамма-ме- тод — анализ, съемка, каротаж
Измерение радиоактивности коротко- живущих изотопов между интервала-	Бета, гамма	Импульсный нейтронный активацион- ный анализ и его разновидности —
Измерение запаздывающих нейтронов, возникающих при делении урана-235 и других изотопов под действием нейтронов	Нейтрон	съемка, каротаж Импульсный нейтронный активацион- ный анализ запаздывающих нейтронов

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ I

- 1. Аваев В. Н., Егоров Ю. А. Методика измерения спектров нейтронов в надтепловой области энергий с помощью резонансных индикаторов. Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Сб., вып. 4. Атомиздат, 1965.
- 2. Аллен В. Д. Регистрация нейтронов. Атомиздат, 1962.
- 3. Амиел С., Пейсах М. Использование запаздывающих нейтронов в активационном анализе. - «Атомная энергия», 1963, т. 14, вып. 6.
- 4. Атлас нейтронных сечений. Атомиздат, 1959.
- 5. Атлас эффективных нейтронных сечений элементов (Сб. под ред. Д. Юза). Изд-во AH CCCP, 1955.
- 6. Баранов В. И., Барсуков В. Л., Иванова В. Ф., Христианов В. К. Нейтронные методы поисков и анализа борного сырья. «Наука», 1964.
- 7. Баранов В. И., Морозова Н. Г., Сердюкова А. С. Справочник по радиометрии. Госгеолтехиздат, 1957.
- 8. Биркс Д. Сцинтилляционные счетчики. ИЛ, 1955.
- 9. Бланков Е. Б., Кормильцев Ю. В. Возможность применения функции корелляции для определения среднего времени жизни тепловых нейтронов в горных породах со стационарным источником. — В сб. «Ядерно-геофизические методы». «Наука», Сиб. отд. 1972.
- 10. Блинова Н. М., Якубсон К. И. Приближенное моделирование процесса прохождения гамма-лучей в горных породах. — В сб. «Проблемы ядерной геофизики». «Недра», 1964.
- 11. Блюменцев А. М. Способ радиометрии скважин для оценки содержания железа в горных породах и рудах. Авт. свид. № 152512 от 19 апреля 1961 г.— Бюлл. изобретений и товарных знаков, 1963, № 1.
- 12. Бондаренко И.П., Бударова И.П. Основы дозиметрии и защиты от излучения. Изд-во «Высшая школа», 1962.
- Вартанов Н. А., Самойлов Н. С. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. Атомиздат, 1964.
- 14. Вахтин Б. С., Новоселов А. В., Филиппов Е. М. Нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах.— Геол. и геофиз., 1967, № 2.
- Возженников Г. С. Активационный анализ в рудной геофизике. «Недра», 1965.
   Вяземский В. О. и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. Атомиздат, 1961.
- 17. Гордеев И.В. и др. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1960.
- Гордеев И. В. и др. Ядерно-физические константы. Атомиздат, 1963.
   Горн Л. С. и др. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. Атомиздат, 1963.
- 20. Горшков Г. В. Гамма-излучение радиоактивных тел и элементы расчета защиты от излучений. Изд-во АН СССР, 1959. 21. Грошев Л. В., Шапиро И. С. Спектроскопия атомных ядер. Гостехтеорет-
- издат, 1952.
- 22. Грошев Л. В. и др. Атлас спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Госатомиздат, 1958.
- 23. Гуков Г. П. Способ активационного анализа. Авт. свид. № 159244 от 21 июля 1962 г.— Бюлл. изобретений и товарных знаков, 1963, № 24.
- 24. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий. «Наука», 1965.
- Гусев Н. Г. и др. Радиоактивные изотопы как гамма-излучатели. Атомиздат, 1964.
- 26. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер (A>100). Изд-во АН СССР, 1963.

- 27. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер (А<100). «Наука», 1966.
- 28. Дирили Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. «Мир», 1966.
- 29. Дозиметрические и радиометрические приборы (каталог). Атомиздат, 1964.
- Егер Р. Дозиметрия и защита от излучений. Атомиздат, 1961.
   Егоров Ю. А. Сцинтилляционный метод спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. Атомиздат, 1963.
- 32. Егоров И. М. и др. Аппаратура для регистрации и исследования ионизирующих излучений (справочник). Атомиздат, 1965.
- 33. Завельский Ф. С. Массовые коэффициенты поглощения гамма-излучения в грунтах и погрешности при измерении гамма методом. — «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 3.
- 34. Звонарев А. В. и др. Измерение нейтронных спектров в области энергий до до 3 кэв резонансными индикаторами.— «Атомная энергия», 1966, т. 20, вып. б.
- 35. Зигбан К. Н. и др. Бета-игамма-спектроскопия. Физматгиз, 1959. 36. Иванкин В. П. Способрадиометрии буровых скважин. Авт. свид. № 113856 ст 8 мая 1957 г. — Бюлл. изобретений и товарных знаков, 1958, № 26.
- 37. Игумнов С. А. Об использовании запаздывающих нейтронов для бескернового определения содержания урана в скважинах.— Изв. вузов, горн. ж., 1966, № 2.
- 38. Измерение поглощенной дозы в нейтронных полях и в смешанных полях (гамма-излучение и нейтроны). Атомиздат, 1964.
- 39. Изотопы, источники ионизирующих излучений и радиоактивные материалы (каталог). Атомиздат, 1962.
- 40. Кертис Л. Введение в нейтронную физику. Атомиздат, 1965.
- 41. Кмент В., Кун А. Техника измерения радиоактивных излучений. «Наука», 1964. 42. Киммель Л. Р., Мошкович В. П. Защита от ионизирующих излучений
- (справочник). Атомиздат, 1966.
- 43. Кожевников Д. А. К расчету нейтронных характеристик горных пород.— Сб. «Промысловая геофизика», вып. 41. Гостоптехиздат, 1963.
- 44. Курашев А. А., Федоров Н. Д. От счетчика к анализатору. Атомиздат, 1963. 45. Кэй Дж., Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. Физматгиз, 1962.
- 46. Ларионов В. В. Ядерная геология и геофизика. Гостоптехиздат, 1963.
- 47. Лейпунский О.И.и др. Распространение гамма-квантов в веществе. Физматгиз, 1960.
- 48. Лобанов Е. М. и др. Активационный анализ в условиях геологических скважин. Изд-во АН УзбССР, 1963.
- 49. Люк К. Л., Юон и ВуЦзянь-сюн. Измерение характеристик ядерных реакций и пучков частиц. «Мир», 1965.
- 50. Люк К. Л., Юон и ВуЦзянь-сюн. Методы измерения основных величин ядерной физики. «Мир», 1964.
- Маргулис У. Я. Защита от действия проникающей радиации. Атомиздат, 1961.
- 52. Маталин Л. А. и др. Многоканальные анализаторы ядерной физики. Атомиздат, 1967.
- 53. Матвеев В. В., Соколов А. Д. Фотоумножители в сцинтилляционных счет-
- чиках. Атомиздат, 1962. 54. Михайлов Л. М., Арефьева З. С. Таблицы и номограммы для расчета за-щиты от гамма-лучей (точечные источники).— «Медицина», 1965. 4. Михайлов Л. М., Арефьева З. С. Таблицы и номограммы для расчета за-
- 55. Новиков Г. Ф., Капков Ю. Н. Радиоактивные методы разведки. «Недра», 1965.
- 56. Плаксин И. Н., Старчик Л. П. Ядерно-физические методы контроля вещественного состава. «Наука», 1966.
- 57. Правила перевозки радиоактивных веществ. Атомиздат, 1961.
- 58. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. ИЛ, 1960.
- 59. Проблемы ядерной геофизики. Сб. статей. «Недра», 1964.
- 60. Промысловая геофизика. Сб. статей, вып. 2. Гостоптехиздат, 1960.
- 61. Савосин С. И. и др. Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. Сб. статей. Атомиздат, 1962.
- 62. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. Атомиздат, 1960. 63. Справочник геофизика, т. 2. Геофизические методы исследования скважины. Гостоп-
- техиздат, 1961.
- 64. Справочник по ядерной физике. Физматгиз, 1963.
- Стародубцев С. В., Романов А. М. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. «Наука», УзбССР, 1964.
- 66. Столярова Е. Л. Прикладная спектрометрия ионизирующих излучений. Атэмиздат, 1964.

- 67. Тейлор Д. Нейтронное излучение и активационный анализ. Атомиздат, 1965. 68. Термализация нейтронов. Сб. докл. Атомиздат, 1964.
- 69. Турчин В. Ф. Медленные нейтроны. Атомиздат, 1963.
- Федоров Н. Д. и др. Краткий справочник инженера-физика. Атомиздат, 1961.
   Физика быстрых нейтронов. Атомиздат, т. 1, 1963; т. 2, 1966.
- 72. Филиппов Е. М. К вопросу о ядерно-геофизических методах определения состава горных пород и руд. В сб. «Полевые ядерные геофизические методы». «Наука», 1966.
- 73. Филиппов Е. М. Коэффициенты ослабления гамма-излучения некоторых горных пород и минералов. В сб. Полевые ядерные геофизические методы». «Наука», 1966. 74. Филиппов Е. М. Прикладная ядерная геофизика. Изд-во АН СССР, 1962.
- 75. Филиппов Е. М. О возможности применения генераторов нейтронов для аэропонсков полезных ископаемых.— «Геол. и геофиз.», 1965, № 2.
- 76. Флеров Г. Н. и др. Перспективы использования радноактивных излучений в геологии при поисках и разведке полезных ископаемых.— Сб. «Разведка и разработка полезных ископаемых». Гостоптехиздат, 1958.
- 77. Фрадкин Г. М. Изотопные источники нейтронов (справочник). Атомиздат, 1963.
   78. Фюнфер Э., Нейерт Г. Счетчики излучений. Атомиздат, 1961.

- 79. Шальнов М.И. Тканевая доза нейтронов. Атомиздат, 1960. 80. Шумиловский Н. Н. и др. Радиоизотопные методы автоматического контроля состава сложных сред. «Энергия», 1964.
- 81. Экспериментальная ядерная физика. ИЛ, т. 1 и 2, 1955; т. 3, 1961.
- 82. Юдии М. Ф., Фомпных В. И. Нейтронная дозиметрия. Изд-во Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов СССР, 1964.
- 83. Юз Дж. Нейтронные исследования на ядерных котлах. ИЛ, 1954.
- 84. Garrison J. D., Roos B. W. Fission products capture cross sections.— Nuclear sciense and engineering, 1962, v. 12, № 1.
- 85. Croutamel C. E. Applied gamma-ray spectrometry.- Pergamon Press, Oxford-London - New-York - Paris, 1960.
- 86. Koch R. C. Activation analisis. Handbook, New-York London, 1960.
- 87. Kunz W., Schintlmeister I. Tablen der Atomkerne, Teil 11 Kernreactionen, Band 1. Die Elemente Neutron bis Magnesium. Band 2, Die Elemente Aluminium bis Schwefel. Akademie – Verlag – Berlin, 1965, 1967.
  88. Powell J. E., Beck C. L. Cadmium correction factors for iodine, indium and
- gold foils. Nuclear Scientifig and Engeenierring, 1966, v. 25, N 2.
- 89. Thompson M. N., Taylor J. M. Neutron spectra from Am-Be and Ra-Be sources. Nuclier Instruments and methods, 1965, v. 37, N 2.
- 90. Yamamoto H., Yamamoto K. Self-Shielding factors for resonance foils. J. Nuclier Sci. Technology, 1965, v. 2.
- 91. Williams M. M. Multi-velocity corrections the theory of neutron detecting foils. J. Nucleering Energy. Pt A/B, 1966, v. 20, N 5.
- 92. Булкин Ю. М. и др. Нейтроиный размножитель СО-1.— «Атомная энергия», 1966, т. 21, вып. 4.
- 93. Ведехин А. Ф. и др. К вопросу применения сцинтилляторов гамма-излучения в скважинной аппаратуре РК.— В сб. «Разведочная геофизика», выш. 20. «Недра», 1967.
- 94. Геофизическая аппаратура. Сб. статей. Л., «Недра», вып. 28—30, 1966; вып. 31, 1967.
- 95. Гурьев Ф. В. О методах контроля облучения от нейтроиных источников при радиометрии скважии.— В сб. «Разведочная геофизика», вып. 2, «Недра», 1966.
- 96. Кобзев А. П. и др. Дифференциальные сечения реакции  $D(t, \alpha)n$  в интервале энергией 115—1650 кэв. — «Ядерная физика», 1966, т. 3, № 6.
- 97. Кольчужкин А. М. и др. К расчету оптимальных размеров сцинтилляциочных кристаллов.— «Дефектоскопия», 1966, № 6.
- 98. Приборы для геофизических исследований скважин радиоактивными методами. Сб. статей. Изд-во АН УССР, 1962.
- 99. Радиационная техника. Сб. статей, вып. 1. Атомиздат, 1967.
- 100. Варварин Г. Б., Жаворонков В. Я., Филиппов Е. М. Способ опреде-ления объемного веса и влажности горных пород в их естественном залегании. Авт. свид. № 164086 от 30 июля 1964 г.— Бюлл. изобретений и товарных знаков, 1964, № 14.
- 101. Варварин Г. Б., Жаворонков В. Я., Филиппов Е. М. Устройство для одновременного определения влажности и объемного веса горных пород в их естественном залегании. Авт. свид. № 271938 от 22 июня 1965 г. – Бюлл. изобретений и товарных знаков, 1965, № 12.
- 102. Голубев В. И., Звонарев А. В., Коланов Ю. Ф., Николаєв М. Н., Орлов М. Ю. Применение метода резонансных фильтров для измерения спектра нейтронов в среде. — «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 2.

- 103. Трыков П. А., Кухтевич В. И., Трыков О. А. Измерение спектров нейзронов стандартных источников Ро – d – Be, Ри – d – Be и Ra – d – Be при помощи однокристального сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов.-Бюллетень информационного центра по ядерным дашным, вып. 2, стр. 341-345. Атомиздат, 1965.
- 104. Новые методы и приборы ядерной геофизики (сб. статей). Новосибирск, 1971.

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ ІІ

- 1. Бакулин В.И. Нейтропно-абсорбционный анализ редких земель и ртути.— В сб. «Геофизическое приборостроение», вып. 12. Гостоптехиздат, 1962.
- 2. Балашев В. Н. Экспресс-определение содержания кадмия в пробах нейтроинейтронным методом — Уч. зап. САИГИМСа, вып. 8, Ташкент, 1962.
- 3. Берзин А. К., Блюменцев А. М. Ядерные методы поисков и разведки месторождений полезных ископаемых и исследований минерального сырья.— В сб. «Изотопы в СССР», № 1. Атомиздат, 1965. 4. Бланков Е. Б. Выделение излучения отдельных элементов при исследовании
- нефтяных скважин методом паведенной активности натрия и хлора.— В сб. «Ядер-
- ная геофизика», Гостоптехиздат, 1959.
  5. Варварни Г. Б., Русяев В. Г. Вспомогательное оборудование для наладки и испытания приборов ядерной геофизики.— В сб. «Полевые ядерные геофизические
- методы», «Наука», 1966. 6. Вахтин Б. С., Жаворонков В. Я., Филиппов Е. М. Опыт применения раднометра СРП-2 для решения некоторых практических задач геологии.— «Развед-ка и охрана недр», 1965, № 1.
- 7. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Возможности применения нейтроиной спект-
- рометрии в ядерной геофизике.— «Геол. и геофиз.», 1967, № 12. 8. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Нейтроино-резонансный метод определения серебра.— Цветные металлы», 1968, № 12. 9. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. О возможности определения серебра и бора по резонансным нейтронам.— В сб. «Ядерно-физические методы контроля руд и продуктов обогащения». М., 1969.
- 10. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Определение высоких содержаний бора в порошковых пробах нейтрон-нейтронным методом.— «Геол. и геофиз.», 1965, № 4.
- 11. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Определение содержания бора в породах ядерными методами.— В сб. «Полевые ядерные геофизические методы», «Наука», 1966.
- 12. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах и его применение для определения серебра, золота и бора. — В сб. «Ядерно-геофизические методы», «Наука», Сиб. отд., 1972.
- 13. Ведехин А. Ф. Цилиндрические детекторы медленных нейтронов. «Приборы и техника эксперимента», 1964, № 6.
- 14. Ведехин А.Ф., Кучернюк В.Д. Детектор медленных нейтронов с повышенным световыходом. — «Приборы и техника эксперимента», 1965, № 2.
- Власов Н. А. Нейтроны. Гостехиздат, 1955.
   Воловик В. Д., Стрелков Г. П., Черкасов А. С., Чурсин Г. Н. Определение влажности песка по ослаблению потока быстрых нейтронов. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 4.
- 17. Войтовецкий В. К., Толмачева Н. С. Сцинтилляционные стекла с повышенным световым выходом для детектирования нейтронов.— «Атомная энергия», 1961, т. 10, вып. 5.
- 18. Гамбарян Р. Г. Экспрессный метод определения содержания бора в электротехнических стеклах по поглощению нейтронов. - «Вопросы радиоэлектроники», 1963, серия IV, вып. 9. 19. Голубев В. И., Иванов В. И., Николаев М. Н., Смиренкин Г. Н.
- Использование резонансных индикаторов для исследования нейтронных спектров в реакторах на быстрых нейтронах.— «Атомная энергия», 1961, т. II, вып. 6.
- 20. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Физматгиз, 1959.
- 21. Грошев Л. В. и др. Определение малых примесей гадолиния и самария методом анализа спектров гамма-лучей из реакции (n, y). — В сб. «Нейтронная физика», Атомиздат, 1961.
- 22. Демидов А. М. Методы исследования излучения ядер при радиационном захвате тепловых нейтронов. Атомиздат, 1963.

- 23. Жаворонков В. Я., Филиппов Е. М. Определение содержания бора в породах по регистрации гамма-излучения от реакции В<sup>10</sup>(n, α). — «Геол. и геофиз.», 1965, **№** 7.
- 24. Зайцев Е. И., Залесский В. Ю. Определение лития в пробах ядерно-физическим методом.— Зав. лаб., 1961, т. 27, № 5.
- 25. Лобанов Е. М., Арипов Г. Определение хрома и некоторых других элементов путем анализа спектров гамма-лучей из реакции (n, y). — Изв. АН УзбССР, 1965, серия физ.-мат.,\_№ 6.
- 26. Лобанов Е. М., Стародубцева С. В., Новиков А. П.— В сб. «Радиационные эффекты в конденсированных средах», Изд-во АН УзбССР, 1964.
- 27. Лобанов Е. М., Чалов П. И., Мамыров Ц. Двухканальная схема синхронной регистрации осколков деления ядер эталона и анализируемого образца.-«Атомная энергия», 1966, т. 21, вып. 3.
- 28. Лобанов Е. М., Миранский И. А., Позычанюк В. Ф., Сайфутдинов Д. Г., Хайдаров А. А. Нейтронно-активационное определение золота в рудах при разведке и разработке месторождений. — В сб. «Ядерно-геофизические методы», «Наука», Снб. отд., 1972.
- 29. Малышева Н. Г. Возможность применения метода нейтронной абсорбции для определения ртути в продуктах обогащения. В сб. тр. ИГД им. А. А. Скочинского, вып. 16. Госгортехиздат, 1962.
- 30. Малышева Н. Г. Применение нейтронной абсорбциометрии для определения элементов, имеющих большое сечение захвата тепловых нейтронов в рудах и продуктах обогащения. В сб. «Науч. сообщения ИГД им. А. А. Скочинского», вып. XIX, Госгортехиздат, 1963.
- 31. Малышева Н. Г., Старчик Л. П., Панди И. С., Паушкин Я. М. Применение метода нейтронной абсорбциометрии для определения содержания бора в борорганических соединениях. — Ж. анал. хим., 1963, т. XVIII, вып. 11. 32. Магакьян И. Г. Рудные месторождения. Госгеолтехиздат, 1955.
- Моргунов В. С., Мазанов САИГИМСа, вып. 7, Ташкент, 1962. Мазанов В. Ф. Полевой индикатор бора. — Уч. зап.
- Определение спектра надтепловых нейтронов. Экспресс-информация ВИНИТИ, 1962, серия «Атомная энергия», № 12.
- 35. Оптимизация нейтронных пучков. Сб. ст., Атомиздат, 1965.
- 36. Остроумов Г. В. Нейтронно-абсорбционный анализ борных руд с помощью сцинтилляционной установки РАП-2м («Нейтрон»).— «Разведка и охрана недр», 1963, № 9.
- 37. Остроумов Г. В. Нейтронный метод анализа на бор руд скарнового типа.--«Разведка и охрана недр», 1961, № 5.
- 38. Остроумов Г. В. Определение бора в растворах нейтронным методом.— Бюлл. науч.-техн. инф., 1962, № 3 (37). 39. Остроумов Г. В. Определение бора в штуфах нейтронным методом.— Бюлл.
- науч.-техн. инф., 1961, № 2(30).
- 40. Остроумов Г. В., Булашов Ф. А. Ускоренный нейтронный метод при поисковых работах на бор.— Бюлл. науч.-техн. инф., 1963, № 5 (49).
- 41. Плакида К. М. Применение нейтронно-абсорбционного метода для определения суммы редкоземельных элементов в порошковых пробах и штуфах. - Бюлл. науч. техн. инф. ВИМСа, 1963, № 5(49).
- Джемардьян Ю. А., Малышева Н. Г., Стар-42. Плаксин И. Н., чик Л. П. Исследование факторов, влияющих на определение лития и бора в про-
- дуктах обогащения по ядерной реакции (n, α).— «Цветные металлы», 1965, № 6. 43. Плаксин И. Н., Петков П. М., Старчик Л. П., Стогова Г. Б. О возможности применения нейтронного активационного анализа для определения серебра в растворах. — Тр. I Всес. коорд. совещ. по активационному анализу. Изд-во АН УзбССР, 1964.
- 44. Плаксин И. Н., Старчик Л. П., Малышева Н. Г. Определение нейтронным абсорбционным методом содержания элементов с большим сечением захвата тепловых нейтронов в продуктах обогащения. — Тр. I Всес. коорд. совещ. по активационному анализу. Изд-во АН УзбССР, 1964.
- 45. Плаксин И. Н. и др. Определение ртути в продуктах обогащения нейтронным абсорбционным методом.— Зав. лаб., 1964, № 7.
- 46. Самсонов Г. В. и др. Бор, его соединения и сплавы. Изд. АН УкрССР, 1960. 47. Таточенко Л. К. Радиоактивные изотопы в приборостроении. Атомиздат, 1960. 48. Тимофеева Т. В. Детектор медленных нейтронов. — «Атомная энергия», 1957,
- т. 3, вып. 8. Тимофеева Т. В., Хромушко С. П. Экраны для регистрации медленных нейтронов. Изв. АН СССР, 1958, серия физ., т. 22, № 1.
   Уорсинг А., Геффнер Д. Методы обработки экспериментальных данных.
- ИЛ, 1953.
- 51. Физика промежуточных реакторов. Сб. ст., И.Л., 1961.

- 52. Филиппов Е. М., Вахтин Б. С., Новоселов А. В. К расчету потоков нейтронов, прошедших через пробу.— В сб. «Ядерно-геофизические методы», «Наука», Снб. отд., 1972.
- 53. Филиппов Е. М., Вахтин Б. С., Новоселов А. В. К вопросу о спектрометрии медленных нейтронов в геофизических исследованиях. В сб. «Ядерно-геофизические методы», «Наука», Сиб. отд., 1972. 54. Филиппов Е. М., Вахтин Б. С. К вопросу раздельного определения погло-
- щающих и рассеивающих химических элементов в пробах горных пород нейтроннейтронным методом. - В сб. «Ядерно-геофизические методы», «Наука», Сиб. от., 1972.
- 55. Филиппов Е. М., Вахтин Б. С., Новоселов А. В. Нейтрон-нейтронное опробование и анализ с регистрацией тепловых и резонансных нейтронов.- Докл. на науч. семинаре по ядерно-геофиз. опробованию на горных предприятиях. КиргизИНТИ, 1966.
- 56. Филиппов Е. М., Жаворонков В. Я., Вахтин Б. С. Исследования по разработке аппаратуры и методики определения некоторых элементов по резонан: ным и тепловым нейгронам.— В сб. «Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике», т. 2. Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966.
- 57. Чердынцев В. В. и др. Избыток урана-235 в магиетите с повышенным содержанием актиния. — «Геохимия», 1960, вып. 4. 58. Шмонин Л. И., Чердынцев В. В., Тартаковский Д. И. Определение
- содержания бора при помощи облучения медленными нейтронами. Уч. зап. Казанского ун-та, вып. 30. 1957.
- 59. Шумиловский Н. Н. и др. Радноизотопные и рентгеноспектральные методы. М.—Л., «Энергия», 1965.
- 60. Якубович А. Л. Ускоренный анализ минерального сырья с применением сцинтилляционной аппаратуры. Атомиздат, 1963.
- 61. Якубович А. Л., Зайцев Е. И. Ускоренное определение бора, лития, кадмия
- и некоторых других элементов на установке типа «Нейтрон».— Зав. лаб., 1962, № 7. 62. Якубович А. Л., Зайцев Е. И., Пржиялговский С. М. Ядерно-физические методы анализа минерального сырья. Атомиздат, 1969.
- 63. Atomic silver-detecting devise. Min.- J. 1965, 265, No 6794, 323. London.
- 64. Chandramoleshwar K., Navalkar M. P., Ramanna R. et al. A lead slowing down time spectrometer. "Pros., Nucl. Phys. and Solid State Phys. Sympos., Chandigarh, 1964, Part A". A. L., s. a.
- 65. Christell R., Liunggren.— Analysis of ore samples using gammarays emitted under irradiation with a low-level neutron sourse. Radiochemical methods of analysis, v. 1. JAEA, Vienna, 1965. 263-275 pp.
- 66. Dennis J. A. Neutron flux energy measurement. "Phys. Med. and Biol", 1966, 11, N₂ 1.
- 67. Dobrozemsky R., Felber H. Ein neuartiges Energie. Spektrometer für mit-telschelle Neutron. "Sitzungsber Österr Akad. Wiss. Math.-naturwiss. Kl.", 1965, Abt. 11, 173, N 9-10.
- 68. DeFord D. D., Sramon R. S. Study of neutron absorptiometry and its application to the determination of boron. Analytical chemistry, 1958. v. 30, No 11.
- 69. Kusaka Y. The determination of boron in glass using radium beryllium neutron sourse (neutron absorption technique). Bulletin of the chemical society of Japan. 1958, v. 31, № 8.
- 70. Martin T. C. et al. The application of neuclear techniques in coal analysis. I. Trans. Amer. Nucl. Soc. 1963, v. 6, № 1, 181. 71. Taylor T. L., Havens W. W. Neutron spectroscopy for chemical analysis. Nuc-
- leonics, 1949, v. 5, No 6, and 1950, v. 6, No 2.
- 72. Tölgyessy I. Neutrònova absorpona analyza.— Iaderna Energie, 1966, v. 12, N 3.
- 73. Ядерная физика и ее применение. Сб. ст., ч. 1. Ташкент, 1967.
- 74. Cohen O. P., Todmor N. H. A comparison of neutrin inanderation and gravimetric sampling for soilmoisture determination with emphasis on the cost factor. Agric. Meteorol., 1966, v. 3, N 1-2.
- 75. Dimitriu A. Noi posibilitati in determinarea elementelor rare din roci prin utilizarea spectroscopiei de neutroni. Studii tehn. si econ., 1966, B, N 44.
- 76. Janczyszyn J. et al. Dobor optymaluego ksztaltu neutronowodu dlaabsorpcyjnuch metod neutronowych. Nukleonika, 1966, v. 11, N 1.
- 77. Jsenhour T. L., Morrison G. H. Determination of boron by thermal neutron activation analysis using a modulation technique. 2. Modulation technique for neutron capture gamma-ray measurments in activation analysis. Analytical Chemistry, 1966, v. 38, N 2.
- 78. Ehret G. Die Bestimmung epithermischer Neutronenspektren mit Resonanzsonden (Sandwichmethode). "Atompraxis", 1961, v. 7. N 11.
- 79. Крутвков М. Г. Разработка метода элементного анализа горных пород и руд

по спектрометрии гамма-излучения раднационного захвата нейтронов. Канд. дисс. ВНИИЯГГ, 1968. 80. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Возможные области применения нейтропно-

- резонансного метода в геофнзике.— «Геол. и геофиз.», 1970, № 2.
- 81. Вахтии Б. С., Филиппов Е. М. Определение высоких концентраций бора нейтропно-резонансным методом.— Зав. лаб., 1971, № 4.
- 82. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Нейтронно-резонансная установка с центральным расположением источника. — Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 2. 83. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. О раздельном определении бора и лития
- нейтронно-резонансным методом.— Ж. аналит. хим., 1972, т. 27, вып. 3. 84. Гамбарян Р. Г., Штань А. С. Нейтронно-резонансный анализ элементного
- состава вещества. Атомная энергия, 1968, т. 25, вып. 2. 85. Гамбарян Р. Г. и др. Установка для нейтронно-резонансного анализа элемент-
- ного состава вещества. Атомная энергия, т. 25, вып. 3.

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 111

- 1. Александрович Э. Г., Соковишин В. А. Низковольтные нейтронные генераторы.— «Приборы и техника эксперимента», 1961, № 5.
- 2. Арцыбашев В. А. Гамма-метод измерения плотности. Атомиздат, 1965.
- 3. Арцыбашев В.А. Краткое руководство по определению плотности пород и руд методом ослаблення гамма-лучей. Госгеолтехнздат, 1963.
- 4. Берленд О. С., Гаврилова Р. И., Прудников А. П. Таблицы интегральных функций ошибок и полиномов Эрмига. Изд-во АН БССР, 1961.
- 5. Вахтин Б.С., Филиппов Е.М. К вопросу прямых поисков оруденений бора при помощи нейтронного раднометра. В сб. «Методика, техника и результаты геофизической разведки», «Недра», 1967.
- 6. Вахтин Б. С., Филиппов Е. М. Нейтрон-нейтронное профилирование при определении бора в коренных выходах пород.— «Геол. и геофиз.», 1965, № 10.
- 7. Горшков Г. В., Зябкин В. А., Лятковская Н. М. и др. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. Атомиздат, 1966.
- 8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблица интегралов сумм, рядов и прочзведений. Физматгиз, 1962.
- 9. Диткии В. А., Прудников А. П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. Физматгиз, 1961.
- 10. Егоров Э. В., Соколов Е. А., Поляков Б. И., Орлов В. Н. Переносный сцинтилляционный датчик для определения концентрации некоторых элементов по их нейтронно-абсорбционным свойствам. — В сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 6. Изд. ЛГУ, 1965.
- 11. Емельянов В. А. Нейтронные влагомеры и мутномеры.— В сб. «Радноактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР», т. 2. Гостоптехиздат. 1961.
- 12. Емельянов В. А. Гамма-лучи и нейтроны в полевых почвенно-мелноративных нсследованиях. Атомиздат, 1962.
- 13. Емельянов В. А. Полевые раднометрические влагомеры и плотномеры. Атомиздат, 1966.
- 14. Емельянов В. А., Синицин В. И. Технико-экономические показатели и перспективы применения полевых раднометрических влагомеров и плотномеров в мелиорации. — «Атомная энергия», 1967, т. 22, вып. 2.
- 15. Завельский Ф. С. О возможности непрерывного определения физических и физико-химических свойств поверхностного слоя грунта с движущегося транспорта.-Бюлл. науч.-техн. шнф. ВИМСа, 1964, № 3(53).
- 16. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Физматгиз, 1961.
- 17. Мегреблиан Р., Холмс Д. Теория реакторов. Атомиздат, 1962.
- 18. Петров В. И. Интенсивный генератор нейтронов с энергиями 14 и 2,5 Мэв.-«Атомная энергия», 1961, т. 10, вып. 2.
- 19. Прайс Б., Хортон А., Спинни К. Защита от ядерных излучений. ИЛ, 1959. 20. Снеддон И. Преобразования Фурье. ИЛ, 1955.
- 21. Таблицы интегральной показательной функции. Изд-во АН СССР, 1954.
- 22. Таблицы нормального интеграла вероятностей, пормальной плотности и ее нормальных производных. Изд-во АН СССР, 1960.
- 23. Таблицы  $e^x$  и  $e^{-x}$ . Изд-во АН СССР, 1955.
- 24. Федюшин Б. К. Элементарная теория захватного гамма-излучения для однородного плоского экрана.— «Геофиз. приборостроение», вып. 15, 1963.
- 25. Ферронский В. И. Методы радноактивного профилирования поверхностных отложений.— Бюлл. науч.-техн. инф. ВИЭМСа (тем. вып.), 1965, № 58 (1).

- 26. Филиппов Е. М., Жаворонков В. Я. О возможности применения электронных ускорителей в автомобильной и вертолетной съемке. «Геол. и геофиз.», 1966, Nº 9.
- 27. Шредер К. Д., Стинер Р. Дж. Дистанционный анализ горных пород с измощью метода неупругого рассеяния пейтрои-гамма-лучей. — Бюлл. науч.-техн. инф. ВИМСа, 1963, № 1 (45).
- 28. Шредер К. Д. Нейтронно-гамма-лучевой прибор для анализа состава лушной выверхности. Ракетная техника (Журнал американского ракетного общества, русский перевод). 1962, № 4, 145—148.
- 29. Bellman R. et al. Laplace transform solution of two medium neutron ageing problem. The philosophical magasin, 1949, 40, N 302.
- 30. Braddock I. V. et al. High yilld generator of pulsed 14-nev neutrons. The review scientific instruments, 1961, v. 32, Nº 1.
- 31. Kühn W. Messung der Schüttdichbe und ihr einfluß auf die Feuchtigkeitstimmung mit Neutronen. Atompraxis 5, H. 9, 1959.
- 32. Lorch S. Messung des Wassergehaltes in Boden mit der Neutronensonde. Zeitschrift für Geophisik, 1963, 29, N 6.
- 33. Schreder C. D. et al. Analyzing the monn's surface. Nucleonics, 1962, v. 20, N 10.
- 34. Suga K. et al. Schintillation delector of  $4 m^2$  area and transistorised with logarilltmic response. The review of scientific instruments, 1961, N 11, 72.
- 35. Tables of integral transforms. V. 1, Me Graw-Hill Book Company Inc, 1954. 36. Trombka J. J., Metrger A. E. Neutron methods for hunar and planetary surface compositional studies. In Analys. Instr. 1963, Pittsburg, ISA, 1963.
- 37. Under K. Eichverfahren für Neutron Sonden zur Feuchtigkeits und Dichtemessung im Boden. Isotopenpraxis, 1965, I, N 1.
- 38. Ферронский В. И. Использование ядерных методов в гидрологии и гидрогеологин. — «Атомная энергия», 1966, т. 21. вып. 2. 39. Ямпольский П. А., Коковихин В. Ф., Голубков А. И. Прохождение
- нейтронов в воздухе. «Атомная энергия», 1966, т. 21, вып. 4.
- 40. Apostol J., Oncescu M. Aparat de surpratata peutru determinarea umiditatii in ajutorul neutronilor. Metrol. Apl., 1965, v. 12, N 12.
- 41. A postol J., Oncescu M. On the methrological parameters in the measurment of moisture. Humidity and Maisture: Measurem. and Control Sci. and Ind., v. 4. New-York — London, 1965. 42. B a v e 1 C. H. M. Neutron scattering measurment of soil moistene development and
- current status. Humidity and Maisture: Measurm. and Control Sci. and Ind., v. 4, New-York - London, 1965.
- Bowman D. H., King K. M. Convenient cadmiummetal standard for checking neutron soil moisture probes. Soil. Sci. Sec. Am. Proc., 1965, v. 29.
   Barn K. N. Calibration of a neutron soil moisture meter. Humidity and Moisture Measurem. and Control Sci. and Ind., v. 4. New-York London, 1965.
- 45. Caldwell R. L. et al. Combination neutron experiment for remote analysis. Science, 1966, v. 152.
- 46. Dec A. Gestosciomiers-wilgotnosciomierz gruntow GGM-2 oraz nowa wersja GGM-3 (komunikat), 3 krajove sympos. zastosow isotop techn. Szczecin, 1966, S. 1, 60/1-60/5.
- 47. Ebeoglu D. B. Nuclear instrumertation for lunar surface and subsurface measur-
- ments. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13, N 1. 48. Gemmel W. et al. Estimation of moisture content by neutron scattering: theory, calculation and experiment. Intern. J. Apply Radiation and Isotop, 1966, v. 17, N 11/12.
- 49. Huet J. Field determination of moisture and density in soils by the nuclear methods. Humidity and Moisture: measurem and control sci. and ind., v. 4. New-York - London, 1965.
- 50. McPherson G. D. Measuring moisture with neutron. Instrum. Rev. 1965, v. 12, November.
- 51. Nagy A. L., Razga T. Radioisotopic combined moisturedensity meter. J. scienti-
- fic instruments, 1966, v. 43, N 5. 52. Nagy A., Razga T. Radioisotopen kombinalt nedvesseg surusegmero. Meres es automat., 1966, v. 14, N 4.
- 53. Pierpoint G. Measurment surface soil moisture with the neutron depth probe and a surface shield. Soil sci., 1966, v. 101, March.
- 54. Weber W. G. J. Laboratory and field evalution of nuclear surface gages for determing soil moisture and density. Nuclear Measurments, 1963, Washington, 1965.
- 55. Wilkniss P. E. Nuclear methods of analysis for lunar and planetary exploration. Atompraxic, 1966, v. 12, Nº 8.
- 56. Senftle P. E., Hoyte A. F. Mineral exploration and soil analysis using in sity neutron activation. Nuclear Instruments and Methods, 1966, v. 42, № 1.
- 57. Senftle P. E. et al. Mineral exploration of the ocean floor by in sity neutron absorption using californium — 252 sourse, Marine Technology Sos. J., 1969, v. 3, № 5.

- 1. Аваев В. Н. О форме спектра замедляющихся нейтронов в поглощающих средах.— «Атомная энергия», 1965, т. 18, вып. 6.
- 2. Бабинец А. Е., Звольский С. Т. Исследование плотности и влажности грунтов методами радноактивных излучений. Изд-во АН УССР, 1961. 3. Барсуков О. А., Блинова Н. М., Выборных С. Ф. и др. Радноактивные
- методы исследования нефтяных и газовых скважии. Гостоптехиздат, 1958.
- 4. Басин Я. Н. Радиометрический способ оценки зольности угля. Авт. свид. № 142720 от 20 октября 1960 г. — Бюлл. изобретений, 1961, № 22. 5. Беломар О. Д., Бардовский В. Я. Использование радиоактивного карота-
- жа для выделения и расчленения пластов каменной соли. Бюлл. науч. техн. инф. ВИМСа, 1961, № 6 (34).
- 6. Беломар О. Д., Бардовский В. Я., Кириченко Н. М. и др. Опыт использования радиоактивного каротажа для расчленения пермских отложений Донбасса. — В сб. «Вопросы теории и методики геофизических исследований». Изд-зо АН УССР, 1963.
- 7. Беломар О. Д., Зайченко А. Ю., Кириченко Н. М. и др. Результаты опробования нейтрон-нейтронного каротажа на угольных месторождениях Донбасса.— Докл. АН УССР, 1963, № 5.
- 8. Бланков Е. Б., Лозовский Л. А., Фельдман И. Г. Способ регистрации гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах углерода. — В сб. «Ядерно-геофизические методы», 1972.
- 9. Блюменцев А. М. Определение содержания железа в рудах методами нейтропного каротажа. — Прикл. геофиз. Гостоптехиздат, вып. 34, 1962.
- 10. Блюменцев А. М., Фельдман И. И. Вопросы количественной оценки содержания железа в рудах по данным радноактивного каротажа. — Сб. «Разв. и промысл. геофиз.», вып. 46. Гостоптехиздат, 1962.
- 11. Блюменцев А. М., Фельяман И. И., Недоступ Г. А. и др. Спектромегрия гамма-излучения радиационного захвата нейтронов как метод оценки состаза железистых пород и руд. Радиоизотояные приборы в промышленности и геофизике (англ.). Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966, т. 2.
- 12. Варварин Г. Б., Кузнецов Г. А., Филиппов Е. М. Двухлучевой скважинный гамма-гамма-плотномер.— «Геол. и геофиз.», 1967, № 6.
- 13. Вопросы рудной геофизики в Казахстане. Изд-во «Казахстан», 1966.
- 14. Геофизические исследования в Башкирии и сопредельных районах. Уфа, 1965.
- 15. Геофизический сборник № 3. Тр. ин-та геофиз. УФ АН СССР, вып. 2. Свердловск, 1962.
- 16. Гречухин В. В. Геофизические методы исследования угольных скважин. «Недpa», 1965.
- 17. Губерман Ш. А. Теория подобия и раднометрия скважин. Гостоптехиздат, 1962.
- 18. Дахнов В. Н. Интерпретация результатов геофизических исследований разрезов скважин. Гостоптехиздат, 1962.
- 19. Деван Дж. Г. Полупроводниковые детекторы для скважиниого генератора нейтронов. Патент США № 3158743 от 24 ноября 1964 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1906, № 2Д286П.
- 20. Егоров Э. В. О возможности применения нейтронных методов для количествечных определений ртути в естественном залегании.— В сб. «Вопросы рудной геофизики», вып. 5 (раднометрия). Л., «Недра», 1965.
- 21. Захарченко В. Ф. Распределение тепловых нейтронов с учетом замедления применительно к импульсной нейтрометрии в геофизике.- Изв. АН СССР, серия геофиз., 1963, № 10.
- 22. Звольский С. Т., Череповский Ю. Т. Радноактивный каротаж плотности н влажности водонасыщенных рыхлых грунтов.— «Геол. ж.», 1965, т. 25,№6 (укр.).
- 23. Коваленко В. Д. К вопросу об использовании методов скважинной геофизики для изучения глубинной гидрогеологии Донецкого бассейна.— «Геол. ж.», 1965, т. 25, № 5 (укр.).
- 24. Козачок И. А. Влияние резонансного захвата на распределение нейтронов в безгращичной среде. Геофиз. сб. АН УССР «Строенне нефтегазоносных провинций по геофизическим данным», вып. 3 (14), «Наукова думка», 1965.
- 25. Комаров С. Г. Техника промысловой геофизики. Гостоптехиздат, 1957. 26. Кошелев И. П., Шварцман М. М., Шишакин О. В. Некоторые вопросы методики радноактивного каротажа на месторождениях твердых полезных ископасмых. — В сб. «Геофизические исследования в Казахстане». Алма-Ата, «Казахстан», 1965.
- 27. Кошелев И. П., Шварцман М. М., Шишакин О. В. Ядерные методы исследований при разведке и контроле эксплуатации рудных месторождений.— В сб. «Методика, техника и результаты геофизической разведки». «Недра», 1967.

- 28. Михеев Г. В., Фейтельман Н. Г. Экономика радиометрических методов в добывающих отраслях промышленности. Атомиздат, 1962.
- 29. Недоступ Г. А., Якубсон К. И. Раднометрия скважин на месторождениях медно-никелевых руд. В сб. «Геофиз. разв.», вып. 11. Гостоптехиздат, 1963.
- Перьков Н. А. Интерпретация результатов каротажа скважин. Гостоптехиздат, 1963.
- Пирсон С. Дж. Справочник по интерпретации данных каротажа. «Недра», 1966.
   Поляченко А. Л. Теория нестационарной диффузии тепловых нейтронов в
- двухслойной бесконечной среде с цилиндрической границей.— Изв. АН СССР, серия геофиз., 1964, № 4.
- 33. Постельников А. Ф. и др. Применение спектроскопии радиационного гаммаизлучения для решения некоторых задач каротажа скважии на рудных месторождениях. — Тр. ЦНИ горноразвед. ин-та, вып. 58, М., 1964.
- 34. Радноактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР, т. IV. Гостоптехиздат, 1961.
- Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике, т. 2. Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966 (англ.).
- Техническая инструкция по проведению геофизических исследований в скважинах. Госгеолтехиздат, 1963.
- 37. Утегенов С. М. О влиянии минералогического состава гидрохимических осадков на разрешающую способность нейтронного гамма-каротажа и определение в них бора.— Изв. АН КазССР, серия геол., 1964. № 1.
- 38. Уткин В. И. Закономерности спектрального распределения рассеянного гаммаизлучения в легких средах и методы определения зольности углей в естественном залегании. Канд. дисс. Свердловск, 1966.
- 39. Федоров А. А., Соколов М. М., Очкур А. П. Измерение спектров гаммаизлучения радиационного захвата нейтронов в некоторых горных породах.— «Атомная энергия», 1960, т. 8. вып. 6.
- 40. Фельдман И. И. Опыт применения нейтрои-нейтронного каротажа в условичх Чиатурского марганцевого месторождения.— Уч. зап. СА НИИ геол. и мин. сырья, вып. 8. Ташкент, 1962.
- 41. Фельдман И. И. Выделение бороносных горизонтов в соленосных толщах и минералогическое расчленение калийно-магниевых солей методами радиоактивного каротажа.— В сб. «Разв. и пром. геофиз.», вып. 50. Гостоптехиздат, 1963.
- 42. Холл Х. Е. Прибор со сцинтилляционным счетчиком с целью проведения нейтронного каротажа для оценки водородсодержания пород. Патент США № 3149230 от 1964 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1966, № 1Д294П.
- 43. Холл Х. Е. Радноактивный каротаж скважин. Патенты США № 3072791 и 3072793 от 8 января 1963 г. (англ.) Реф. ж. «Геофизика», 1964, № 10 Д226П и 227П.
- 44. Шварцман М. М., Кошелев И. Т., Холдсев О. Д. Применение нейтроннейтронного каротажа на месторождениях редкоземельных элементов. В сб. «Бопросы рудной геофизики», вып. 6. Изд. ЛГУ, 1965.
- 45. Шимелевич Ю. С., Попов Н. В., Горбунов В Ф. О возможности элементного анализа горных пород с помощью генератора нейтронов в спектрометров гамма-излучения.— В сб. «Методика, техника и результаты геофизической развелки». «Недра», 1967.
- 46. Эйфе К. Г. Использование спектрометрии нейтронного гамма-излучения для определения вещественного состава горных пород в скважинах. Автореф. канд. дисс. М., 1966.
- 47. Юманс А. Г. Аппаратура для одновременного определения тепловых и надтепловых нейтронов. Патент США № 2920204 от 5 сентября 1960 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1961, № 8А271П.
- 48. Ядерная геофизика. Сб. статей. Гостоптехиздат, 1959.
- 49. Ядерная геофизика при поисках полезных ископаемых. Сб. статей. Гостоптехиздаг, 1960.
- 50. Ядерная геофизика. Сб. статей, вып. 1961. Гостоптехиздат, 1962.
- 51. Ядерная геофизика. Сб. статей, вып. 1963. Гостоптехиздат, 1963.
- 52. Ядерная геофизика. Сб. статей. «Недра», 1966.
- 53. Ядерная геофизика. Тр. конф., т. 1-4. Краков, 1962.
- 54. Якубович А. Л. Поисково-разведочная радиометрическая аппаратура. Госгеоттехиздат, 1960.
- 55. Якубсон К. И., Губерман Ш. А. Экспериментальное исследование пространственно энергетического распределения нейтронов на модели пласта. Тр. Моск. нн-та нефтехим. и газ. пром. им. И. М. Губкина, вып. 31. Гостоптехиздат, 1960.
- 56. Я кубсон К. И., Эйфе К. Использование спектрометрии гамма-излучения, возникающего под действием нейтронов, для исследования элементного состава горных пород в скважинах. Радиоизотопные приборы в промышленности и геофизике, т. 2. Вена, Изд-во МАГАТЭ, 1966 (англ.).

- 57. Baker. Neutron capture gamma-ray spectra of earth formation. J. Petroleum Tec!1nology, 1957, v. 9, № 3.
- 58. Borowczyk M., Czubek J. et al. Okreslaine wilgotnosci i ciezaru objetosclowedo gruntow sypkich situ metodami radiometrycznymi. Archiwum inzynieri ladowej, 1961. t. 7, № 2.
- 59. Caldwell R. L. et al. Gamma-ray spectroscopy in well logging. Geophisics, 1963, v. 28, № 4.
- 60. Czubek J. et al. Kompleksome profilowanie radiometryczne kierunkowych odwierfow kopalnianych za solami potasowymi. Acta geophysysica polonica. 1960, v. 8, № 2.
- 61. Czubek J. et al. Application of neuclear physics methods to potassium-sails prospecting. Radioisotopes ir. Phys. sci. and Ind., v. 1. Vienna, IAEA, 1962.
- 62. Eife K. G. Anwendung der Neutroneifang Spektrometrie zur Untersuchung von Braunkohlenflosen im Bohrboch Zeitschrift für angewandte geologie. 1966, B. 12, Nº 9; 1966. B. 12, № 10.
- 63. Hoyer W. A. Indused nuclear reaction logging. Journal Petroleum Technology. 1961, v. 13, № 8.
- 64. Hoyer W. A., Rumble R. C. Field experience in measuring oil content, litology and porosity with a high-energy neutron induced spectral logging system. Journal Petroleum Technology. 1965, v. 17, № 7.
- 65. Konopacki M. Profilowanie neutronowe w wiertniczym poszakiwaniu wegla. Przegl. gorn., 1962, v. 18, № 5.
  66. Little I. W., Youmans A. H. The neutron lifetime log performance report. Oil and Gas J. 1964, v. 2. № 36.
- 67. Lötzsch W. Neutroneinfand-y-spektrometrie zur Eisenerzerkundung (Bohrloch-
- modellversuche). Zeitschift für angewandte geologie. 1965, B. 11, № 6. 68. O'N e a 1 B. D. Apparaturs for logging well bores. Patent USA № 3008050, 07.11.1951. 69. Youmans A. H., Hopkinson E. C. Field results of neutron lifetime logs. Drilling, 1964, v. 25, № 9.
- 70. Youmans A. H., Hopkinson E. C. Neutron lifetime logging in the gulf coast area. J. Canadian Petroleum Technology, 1965, v. 10, № 2.
  71. Youmans A. H., Hopkinson E. C. Neutron lifetime logging in then gulf coast area. J. Petroleum Technology, 1965, v. 5, N 2.
  72. Youmans A. H. et al. Neutron limetime a new nuclear log. Journal Petroleum
- Technology. 1964, v. 16, N 3.
- 73. Беломар О. Д., Бардовский В. Е., Архангельский В. К. Размеры инверсионных зондов для различных осадочных пород при нейтрон-нейтронном каротаже скважин.— Изв. АН СССР, серия физ. земли, № 10, 1966. 74. Колдуэлл Р. Л. Калибровка аппаратуры радиоактивного каротажа. Патент
- США № 3213279 от 19 октября 1965 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1966, 10Д191П.
- 75. Колдуэлл Р. Л. Метод компенсации влияния железной обсадной колонны при радиоактивном каротаже. Патент США № 3246152 от 12 апреля 1966 г.- Реф. ж. «Геофизика», 1967, 5Д284П.
- 76. Мартин Ф. В., Прайнкл Р. В. Аппаратура для нейтрон-нейтронного каротажа. Патент США № 3223839 от 14 декабря 1965 г. — Реф. ж. «Геофизика», 1956, 12Д212П.
- 77. Мак Кей А., Холл Х. В. Радиоактивный каротаж для выделения воророда и хлора. Патент США № 3219821 от 23 ноября 1965 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1967, 1Д207П.
- 78. Монган Р. Сцинтилляционный прибор радиоактивного каротажа. Патент США № 3214587 от 26 октября 1965 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1966, 11Д199П.
- 79. Оуен Д. Д. Нейтропный и гамма-лучевой скважинный прибор. Патент США № 3205356 от 7 сентября 1965 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1966, ЮД190П.
- 80. Фельдман II. II., Желтиков А. Н. Вопросы использования серийной раднометрической аппаратуры на сцинтилляционных счетчиках для целей количественной интерпретации данных нейтронного каротажа.— В сб. «Разв. геофиз.», вып. 10, «Недра», 1966.
- Холл Х. В. Радиоактивный каротаж для выделения водорода и хлора. Патент США № 3219820 от 23 ноября 1965 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1967, 1Д206п.
- 82. Шимелевич Ю. С., Школьников А. С., Поляченко А. Л. и др. Оснвы импульсного нейтроп-нейтронного каротажа. ОНТИ, ВНИИЯГГ, 1965.
- 83. Щербатский С. А. Аппаратура для нейтронного гамма-каротажа. Патент США № 3235730 от 15 февраля 1966 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1966, 5Д280П.
- 84. Щербатский С. А. Плотностной каротаж скважин с использованием гамма-лучей. Патент США № 3235729 от 15 февраля 1966 г.— Реф. ж. «Геофизика», 1967, 5Д285П.
- 85. Cojocarin L., Marghitu V. Masuratori geofizice nucleare pentru explorarea Zacamintelor de sare gema si saruri de potosin din rona subcarpatica a Carpatilor rasariteni. Studii tehn si econ., 1966. № 6.

- 86. Crain E. R., Anderson W. B. Quantitative log eralution of the Prairie Evaporite formation in Sackatchewan. J. Canadian Petroleum Technology, 1966, v. 5, No 3.
- 87. Kapasne T. Z. Geofizikai vizgalatok vaserckutato furasokban. Geofizikal kozlemenyek, 1966, 15, No 1–4. 88. Lötzsch W. Ein Beitrag zur Anwendung der Neutroneinfang-y – Spektrometrie
- für analytische Zwecke, insbesondere zur Bohrlocherkundung von Eisenerz. "Freiber-
- ger Forschungsh", 1966, № 205.
  89. Marhoffer J. Modszer a neutron-gamma szelvenyeresi eljaras hatekonysaganan novelesere. Magyar geofiz., 1966, 7, No 2—3.
  90. Marquis G. L. et al. Studies of producting reservoirs with the neutron lifetime
- log. J. Petroleum Technology, 1966, v. 18, No 4.
- 91. Tittman J. et al. The sidewall epithermal neutron porosity log. J. Petroleum Technology, 1966, v. 18, № 10. 92. Wainerdi R. E. The neutron die — away log. Producers Monthly, 1966, v. 30,
- No 8, 9.
- 93. Филиппов Е. М. Курс ядерной геофизики, ч. 1 и 2. Новосибирск, изд. НГУ, 1971.
- 94. Филиппов Е. М. Ядерная геофизика, т. 1 и 2. «Наука», Сиб. отд., 1972.
- 95. Хайдаров А. А. Ядерно-геофизические методы анализа горных пород и руд. Изд. АН УзбССР. Ташкент, 1969.
- 95. Ядерная геофизика (сб. статей). Атомиздат, 1972.

## оглавление

ведение	
	Раздел 1
	Физико-технические и геологические основы методов
лава 1 § 1. § 2. 1. 2. 3. § 3. 1. 2. 3. § 4. 8. 5	. Нейтроны и их взаимодействие с веществом Общие сведения о нейтронах . Источники нейтронов . Изотопные источники Источники, использующие ускорение заряженных частиц . Получение пучков медленных и резонансных нейтронов . Замедление нейтронов в веществе . Параметры замедления нейтронов . Расчет возраста нейтронов . Время замедления нейтронов . Термализация нейтронов . Лиффузия тепловых нейтронов
лава 2 § 1. 1. 2. § 2. § 3.	Собразование гамма-лучей и их взаимодействие с веществом Процессы, приводящие к образованию мгновенного гамма-излучения при захвате нейтронов $(n,n' \gamma)$ . Радиационный захват нейтронов $(n, \gamma)$ . Общие сведения о гамма-излучении . Расчет коэффициентов ослабления гамма-излучения в веществе
`лава З	3. Детекторы нейтронов и гамма-лучей и основы методики измо-
§ 1. 1. 2. 3. 4. 5. 6. § 2. 1. 2. 3. 4. 4. 2. 3. 4. 4. 5. 6. 9. 4. 4. 5. 6. 9. 4. 4. 5. 6. 9. 4. 4. 5. 6. 9. 9. 9. 9. 9. 9. 9. 9. 9. 9	рения излучении Детекторы нейтронов. Ионизационные камеры Пропорциональные борные счетчики Сцинтилляционные счетчики Активационный метод детектирования нейтронов Камеры давления. Пороговые детекторы Методы измерения потоков медленных нейтронов в некоторых локальных областях энергий Экранирование кадмием Борные фильтры Резонансные фильтры Регистрация резонансных нейтронов в процессе сблучения де- текторов
§ 3. 1. 2. 3. 4. § 4. 1. 2. 3.	Детекторы гамма-лучей Газоразрядные счетчики Сцинтилляциенные счетчики Фотоэлектронные умпожители (ФЭУ) Кристаллические и нолупроводниковые счетчики Методика измерений с однокристальными гамма-спекрометрами Спектр гамма-излучения с энергией ниже 1 Мэв Спектр гамма-излучения с энергией выше 1 Мэв Методика измерения энергии гамма-лучей и интенсивности их
§ 5. § 6.	линии Методика измерений с многокристальными гамма-спектрометрами Одновременная регистрация потоков гамма-лучей и нейтронов одним детектором

Глав	а 4. Основы дозиметрии и техники безопасности.			2
(	§ 1. Дозы излучения			
(	§ 2. Измерение доз и потоков излучения			
(	§ 3. Защита от нейтронов	8.0	e 34	
(	§ 4. Хранение и транспортировка нейтронных источников	÷		
Глав	а 5. Нейтронные методы и их классификация			
(	§ 1. Методы, основанные на применении ампульных источни	ков		
(	§ 2. Методы, основанные на применении генераторов нейтро	HOB		

### Раздел 11

### Лабораторные методы

Глава 6. Нейтрон-нейтронный метод на тепловых и надтепловых нейтронах	101
§ 1. Нейтронные установки	101
§ 2. Методика определения влажности проб	105
§ 3. Методика анализа борных проб	107
§ 4. Особенности методики анализа высоких концентраций бора	
в пробах	111
§ 5. Методика определения высоких содержаний бора, основанная	
на использовании вкладыша	113
§ 6. Методика исключения влияния водорода на результаты опреде-	
ления бора в пробах	116
§ 7. Учет влияния других элементов, мешающих определению бора	
в пробах	122
§ 8 Методика анализа других поглошающих элементов в пробах	123
Глава 7 Нейтрон-нейтронный метод на резонансных нейтронах	128
§ 1. Физические основы метола	129
§ 2. Нейтронно-резонансные установки	135
3. Оценка оптимальных толшин фольги-детектора и резонансного	
фильтра	138
§ 4. Метолика определения серебра в пробах	141
1 Метолика, основанная на использовании короткоживущего изо-	1 1 1
	142
2 Метолика основанная на использовании долгоживущего изо-	112
	146
	140
g o. Olenka binning kagang n ningny na pesyabiatis onpedencing	148
	140
g of radiantico confecteration concerta a motora e motora e menomoso	149
	145
g 7. Metodinka onpedenenna bisconak kontentpadini oopa is npooak	150
по регистрации неитропов детектором из сереора	190
у в. методика определения высоких концентрации оора в провах	150
В процессе их солучения с использованием обрных детекторов	109
тава о. пентропные тамма-методы и некоторые другие неитропные мо-	169
	102
у 1. Пентронный Гамма-метод неупругого рассеяния неитронов	169
	162
	160
2. Применение тенераторов неитронов	164
§ 2. Пентронный тамма-метод радиационного захвата нентронов	164
1. Применение ампульных источников	164
2. Применение ядерных реакторов	171
у 5. пекоторые другие неитронные методы	171
1. пеитрон-протонный метод.	171
2. пеитронный альфа-метод	173
э. пеитронно-осколочный метод	114

## Раздел III

### Полевые и рудничные методы

Глава 9. Пешеходные методы определения влажности пород и грунтов	$177 \\ 178$
§ 2. Зонловые нейтронные влагомеры, основанные на регистрации	170
тепловых нейтронов	180
1. Однозондовые влагомеры	180
2. Вилкообразные зондовые влагомеры	182

§ 3. Зондовые нейтронные влагомеры, основанные на регистрации
надтепловых нейтронов
§ 4. Приставные нейтронные влагомеры
§ 5. Метолика работы с нейтронными влагомерами
Глава 10. Пешеходные методы определения в породах поглошающих
элементов
§ 1 Основы теории метода
9.1. Основыя тестории метода
у 2. нейтрои-иейтроиного метолаз
5.1. Переносные половые приобра для определения сора в породах 6.4. Определение в породах различи и других разлоших элементор.
5 ч. Определение в породах ртути и других поглощающих элементов
т лава 12. Исследование возможностен применения генератора нентронов
в мооильной съемке
§ 1. пентронный гамма-метод неупругого рассеяния неитронов
$(\Pi M H p)$
1. Manue Bicoti $(n \sim 1 M)$
2. Большие высоты $(H \gg 1 M)$
§ 2. Неитрон-неитронный метод (ННМ)
1. MALTILE BLICOTH $(\Pi \sim 1 M)$
2. DOJUME BLOOTH $(H \gg 1 M)$
§ 3. Нейтронный гамма-метод НІМ
1. Малые высоты $(H \sim 1 M)$
2. Большие высоты $(H \gg 1 m)$ .
§ 4. Глубинность съемки
§ 5. Размеры облучаемой поверхности
§ 6. Результаты расчетов и их обеуждение
§ 7. Экспериментальные исследования на плоской поверхности раздела
§ 8. Возможные области применения методов
§ 9. Вопросы техники безопасиости
5 I

## РазделIV

### Методы исследования скважин

Глава	а 13. Нейтрон-нейтронный каротаж	236
§	1. Аппаратура	237
Ş	2. Методика измерения резонансных потоков нейтронов в сважинах	238
ş	3. Факторы, влияющие на результаты исследования скважин .	239
-	1. Выбор параметров глубинных приборов	239
	2. Влияние скважины	240
	3. Влияние изменений состава годных подод и глубийность их ис-	
	следования	241
6	4. Методика выявления водоносных горизонтов и угольных пластов	242
š	5. Методика исключения влияния влажности пород на результаты	
5	измерений нейтрон-нейтронного каротажа	244
6	6 Метолика определения бора в породах	245
8	7. Методика выделения пластов каменной соли	947
8	8 Методика определения марганиа в породах	217
8 8	9 Метолика определения железа в рудах	249
s a	10 Методика определения калмия в рудах	250
8	11. Методика определения кадмия в рудах	251
8	19. Методика определения реткозметьщих и тругих этоментов в	<b>_</b> 01
3	12. методика определения редкоземельных и других элементов в	252
8	13 К вопросу о нейтрои-нейтронном каротаже на резонансных	202
3		254
Глара	14 Нейтронный гамма-каротаж	256
1 Лава 6		256
3	1. Факторы, выплющие на результаты исследования скважин	256
	2. Работа со споитромотрической аннаратурой	257
8	2. Набота со спектрометрической аппаратурой	250
2	2. Возможника выявления водоносных горизонтов	200
3	5. Бозможные пути исключения влияния изменения водородсодер-	260
Â	А Мотолика, опродоления, породообразионных элементов	262
9	4. методика определения породоооразующих элементов	200
3	6. Мото Лика выявления угольных пластов	200
8	о, методика выявления оорных пластов	-01

ş	7. Методика выявления соленосных толщ	10		2
Š	8. Методика определения в рудах металлов группы желе	e3a	и др	Y -
	гих элементов			۰.
Ş	9. Нейтронный гамма-гамма-каротаж			
Ş	10. Нейтронный гамма-каротаж с кадмневым детектором			
Š	11. Нейтронный гамма-каротаж неупругого рассеяния	ней	троно	ΟB
Глава	15. Импульсные методы каротажа			
§	1. Импульсный нейтрон-нейтронный каротаж	•		
	1. Основы теории метода			ž,
	2. Основы методики измерений			•
	3. Области применения метода			
Ş	2. Импульсный нейтронный гамма-каротаж			
	1. Основы теории метода.		22	
	2. Основы методики измерений			
	3. Области применения метода			•
\$	3. Импульсный нейтронный гамма-каротаж неупругого	pac	сеяні	I-I
	нептронов		• •	
	1. Оценка интенсивности регистрируемого излучения		•	•
	2. Основы методики измерений		1	्
-	3. Области применення метода	×.	×.	
Ірило	жения		• •	•
итерат	ура к разделу І.	4		•
Литерат	ура к разделу П	1		•
итерат	ура к разделу III	$\sim$	× .	•
питерат	ура к разделу IV		200	÷.

#### CONTENTS

Introduc	tion	5
	SectionI	
	Dhysical technical and geological foundations of the methods	
	Physical-technical and geological foundations of the methods	
Chapt	er J. Neutrons and their interaction with mattter	7
Ś	1. General information on neutrons.	7
Ś	2. Neutron seurces.	9
U U	1. Isotopic seurces	9
	2. Sources using the acceleration of charged particles	õ
	3. Production beams of slow and resonance neutrons	8
§	3. The slowing-down of neutrons in matter	9
	1. Slowing parameters of neutrons	9
	2. Calculation of neutron age $\cdot$	3
-	3. Slowing-down time of neutrons $\frac{2}{3}$	8
Ś	4. Thermalization of neutrons	0
S. S.	5. Diffusion of thermal neutrons	ы г
Cnapt	er 2. Formation of gamma-rays and their interaction with matter 4	С
\$	I. Processes leading to the formation of promit gamma-rays during	5
	I Inclustic controling of neutrons (a. a)	5
	1. Inelastic scattering of neutrons $(n, n, \gamma)$	6
6	2. Capture radiation of neutrons $(n, \gamma)$ .	7
S	2. Calculation of depression coefficient of gamma rays in matter 4	8
Chapt	er 3 Neutron detectors and gamma-sensitive detectors and basis	0
Chapt	of technique of radiation measurement	3
8	Neutron detectors	2
2	The Ionization chambers	1
	2 The Proportional boron counters	5
	3. Scintillation counters	7
	4. Activation method of neutron detecting	0
	5. Ionization fission chambers	4
1	6. Biased detectors 6.	5
ş	2. Methods of measurement of slow neutron beams in some local	
	energy range 6	6
	1. Cadmium shielding 6	7
-	2. Boron filters 6	8
	B. Resonance filters	9
	4. Registrating of resonance neutrons in the process of irradiation	_
	of detectors	C
\$	3. Gamma-sensitive detectors	0 7
	Constitution counters	7
-	2. Scintillation counters	a
	Crystal and semiconductor counters	ñ
6	Technique of measurement with single-crystal gamma-spectrometry 8	1
2	Gamma-ray spectrum with energy below 1 Mey 8	1
	2. Gamma-ray spectrum with energy above 1 Mey	3
	B. Technique of measurements of gamma-ray enegy and intensity	
	of gamma-ray lines	4
§ 3	5. Techique of measurements by multi-crystal gamma-spectrometers 8	5

§ 6. Simultaneous registration of gamma-rays and neutrons	bear	ns
with single detector		. 87
Chapter 4. Foundations of radiation dosimetry and safety	2 S.	. 88
§ 1. Irradiation dose .		. 88
§ 2. Measurements of doses and irradiation beams .		. 90
§ 3. Neutron protection		. 91
§ 4. Storage and transportation of neutron sources	2 St	. 91
Chapter 5. Neutron methods and treir classification		. 92
§ 1. Methods based on ampoule sources		. 93
§ 2. Methods based on a neutron generator		. 99

### Section II

### Laboratory methods

Chapter 6. Neutron-neutron method of detecting of thermal and epither-	
mal neutrons	. 101
§ 1. Neutron sets	. 101
§ 2. Technique of determination moisture of samples	. 105
§ 3. Methods of analysis of boron samples	. 107
§ 4. Specific features of technique of analysis of high boron concentr	a-
tion in samples	. 111
§ 5. Technique of determination of high concentration of boron based	
on the insert utilization	. 113
§ 6. Methods of exclusion of hydrogen influence on the results of d	ie-
termination of boron in samples	. 116
§ 7. Estimation of influence of other elements on determination of bo	-
ron in samples	. 122
§ 8. Technique of analysis of other absorbing elements in samples .	. 123
Chapter 7. Neutron-neutron method of resonance neutrons .	. 128
§ 1. Physical basis of the method	129
§ 2. Neutron-resonance sets	. 135
§ 3. Estimation of optimal thickness of foll-detector and resonance	100
IIIIer , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	100
§ 4. Technique of determination of sliver in samples	141
2. Technique based on using of long life isotop	142
5. Estimation of influence of admium and indium on the results	140
silver determination	01 i.19
8.6 Superate determination of silfer and gold in samples using foil d	. 140 A.
tectors made of silver	149
§ 7 Technique of determination of high concentration of horon in	1110
samples by registration of neutrons with silver detector	156
§ 8. Technique of determination of high concentration of boron in sar	n-
ples in the process their irradiation by boron detectors	159
Chapter 8 Neutron-gamma methods and some other neutron method	ts 162
§ 1. Neutron-gamma method of inelastic scattering of neutron	15
(NQM-is)	. 162
1. Using ampoule sources	163
2. Using neutron generators	. 163
§ 2. Neutron-gamma method of radiation capture of neutrons .	164
1. Using ampoul sources	. 164
2. Using atomic reactors .	. 166
§ 3. Some other neutron methods .	. 171
1. Neutron-proton method .	. 171
2. Neutron-alfa method	174
3. Neutron-fragment method	174

## Section III

### Field and mine methods

Chapter 9. Foot-survey methods of	determ	inatio	n of i	ock	and	g	roui	nd	
moisture	. •	•	12.50				•		177
§ 1. Basis of theory of neutron-neu	tron n	nethod	3	÷.		÷.,		3	178
§ 2. Neutron moisture meters prob	es has	ed on	regis	tratic	n oi	th	erm	al	100
1 Single probe moisture meters		1	<u>ن</u>	3	•	•	•		180
2. Forly shape moisture meters	8 . I	3 89 C	13 - JS	10	21	<b>1</b> 3	570	22	180
2. I Olk-shape moisture meters .		or tailt	· · · · · ·	1	÷.	* )			102

§ 3. Neutron moisture meters probes based on regest	trati	on c	of e	pith	er-	
mal neutrons				·		183
§ 4. Contact-type neutron moisture meters					02	183
§ 5. Technique of operation with the neutron moistur	e m	eters	5			184
Chapter 10 Foot-survey method of determination of a	neut	ron-	abs	orbi	nơ	
elements in rocks	inc the	1011	uno	01.01		186
1 Theory basis of the method					27	100
§ 7. Theory basis of the method	• •				14.	180
s 2. rechnique of excitision of rock moisture mineri	ce o	n in	e i	.9811	ITS	107
6.3 Dortable field devices for determination of here	· · .	·	;	•	24	187
§ 3. Poltable field devices for determination of bord		n rc	CKS		_2	188
in rocks	sorb	ing	eie	emer	1ts	10.1
Chapter 11 Autopar survey with empoule environ	·				14	194
6.1 Noutron set design	61		•		×	190
§ 1. Neution set design					2	195
§ 2. reclinque of measurement and probing of the	me	[10(]		3	12	196
1. Determination of moisture of rocks	*		18	3.8	18	197
2. Determination of boron in rocks	1		•	÷ .	8	197
Chapter 12. Investigation of probability of using neutr	on	gene	erat	or i	or	
mobile survey	$\sim$			8	- 94	198
§ 1. Neutron-gamma method of inelastic scatteri	ng	01	nei	litro	ns	
(NGM-1S)	•					199
I. A short altitude $(H \sim Im)$ .		3	13		÷	199
2. A high altitude $(H \gg 1m)$	$\sim$	5 <b>9</b>	29	$\sim$		204
§ 2. Neutron-neutron method (NNM)	12	12	$\sim$	41	7	205
1. A. short altitude $(H \sim 1 m)$ .		9		8	÷	205
2. A high altitude $(H \gg 1m)$			0			216
§ 3. Neutron-gamma method (NGM)	1.00	12	12	12	2	217
1. A short altitude $(H \sim Im)$ .		3				217
2. A high altitude $(H \gg 1m)$					*	221
§ 4. Depth of action of the surwei .	Sit.				*	222
§ 5. Size of irradiation surface.	а.:	S.	32	$\overline{\mathbf{x}}$		223
§ b. Results of calculation and their discussing .	574	1	4		4	225
§ 7. Experimental investigation of plane discontinuity				æ		230
§ 8. Probable fields of application of the methods .		.*		+	3	232
§ 9. Questions of safety	34	1	2	4	5	234

## Section IV

### Methods of investigation of bore hole

Chapter 13. Neutron-neutron logging	236
§ 1. Equipment	237
§ 2. Technique of measurements of resonance neutron beams in bore	
hole	238
§ 3. Factors effecting the results of investigation of hore hole .	239
1. Choosing parameters of logging device	239
2. Influence of bore hole	240
3. Influence of variations of rocks content and deepness of investi-	
gation	241
§ 4. Technique of determination of hydrogenous horizonts and coal	
strata	242
§ 5. Technique of exclusion of rock moisture influence on the results	
of measurements by neutron-neutron logging	244
§ 6. Technique of determination of boron in rocks	245
§ 7. Technique of detection of rock salt beds	247
8. 8. Technique of determination of manganese in rocks	247
9. Technique of determination of iron in ores	249
\$ 10 Technique of determination of cadmium in ores	250
\$ 11 Technique of determination of mercury in ores	251
\$ 12. Technique of determination of rare elements in ores	252
\$ 13. On the problem of neutron-neutron logging by resonance neutrons	254
(hapter 14 Neutron-gamma logging	256
a L Factors influencing the results of investigation of hore hole.	256
1 Operation with intensimetere apparature	256
2. Operation with interstructure apparture	257
2. Operation with spectron of hydrogenous herizonts	259
\$ 2. Perchapter of determination of influence of variation of hydroge-	
9 0. Provatie ways of excluting of infutence of variation of sense	260
nous locks on me results of neutron-gamma logging .	

<ul> <li>§ 5. Technique of determination of coal strata</li></ul>	§ 4. Technique of determination of rock-building element	S			263
<ul> <li>§ 6. Technique of determination of boron-bearing strata</li></ul>	§ 5. Technique of determination of coal strata.				265
<ul> <li>7. Technique of determination of salt-bearing beds</li> <li>8. Technique of determination of iron group metalls and other elements in ores</li> <li>9. Neutron-gamma-gamma logging</li> <li>274</li> <li>9. Neutron-gamma-gamma logging with cadmium detector</li> <li>275</li> <li>9. Neutron-gamma-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>275</li> <li>C h a p t er</li> <li>15. Pulse logging methods</li> <li>276</li> <li>9. I. Pulse neutron-neutron logging</li> <li>277</li> <li>1. Theory basis of the method</li> <li>278</li> <li>2. Basis of the method of measurements</li> <li>284</li> <li>4. Pulse neutron-gamma logging</li> <li>285</li> <li>1. Basis of theory of the method</li> <li>286</li> <li>2. Basis of technique of the method</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>286</li> <li>2. Basis of technique of the method</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>285</li> <li>1. Basis of technique of the method</li> <li>286</li> <li>2. Basis of technique of the method</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>4. Estimations of intensity of registrated radiation</li> <li>288</li> <li>2. Basis of technique of measurements</li> <li>290</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>290</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>290</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>291</li> <li>321</li> <li>321</li> <li>322</li> <li>336</li></ul>	§ 6. Technique of determination of boron-bearing strata			1	267
<ul> <li>8. Technique of determination of iron group metalls and other elements in ores</li></ul>	§ 7. Technique of determination of salt-bearing beds			- <u>-</u>	263
g       ments in ores       268         §       9. Neutron-gamma-gamma logging       274         §       10. Neutron-gamma-gamma logging with cadmium detector       275         §       11. Neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons       275         §       11. Neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons       275         C h a p t er       15. Pulse logging methods       276         §       1. Pulse neutron-neutron logging       277         1. Theory basis of the method       277         2. Basis of the method of measurements       284         3. Fields of application of the method       285         1. Basis of theory of the method       286         2. Basis of technique of the measurement       286         3. Fields of application of the method       287         §       3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons         2. Basis of technique of the measurement       286         3. Fields of application of the method       287         §       3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons         2. Basis of technique of measurement       286         3. Fields of application of the method       287         §       3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons	§ 8. Technique of determination of iron group metalls a	nd of	her e	ele-	
<ul> <li>§ 9. Neutron-gamma-gamma logging</li></ul>	ments in ores				268
<ul> <li>§ 10. Neutron-gamma-gamma logging with cadmium detector</li></ul>	§ 9. Neutron-gamma-gamma logging	a 8		8	274
<ul> <li>§ 11. Neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons. 275</li> <li>C h ap t er 15. Pulse logging methods</li></ul>	§ 10 Neutron-gamma-gamma logging with cadmium dete	ctor	•	1	275
C h apter 15. Pulse logging of methods       276         § 1. Pulse neutron-neutron logging       277         1. Theory basis of the method       278         2. Basis of the method of measurements       284         3. Fields of application of the method       285         1. Basis of theory of the method       286         2. Basis of theory of the method       286         3. Fields of application of the method       286         3. Basis of theory of the method       286         3. Fields of application of the method       287         4. Estimations of intensity of registrated radiation       287         5. Basis of technique of measurements       290         3. Fields of application of the method       290         3. Fields of application of the section I       331         Reference to the section II       331         Reference to the	§ 11 Neutron-gamma logging of inelastic scattering of n	eutro	ne ·		275
<ul> <li>§ 1. Pulse neutron-neutron logging</li></ul>	Chapter 15 Pulse logging methods	icuno			276
<ul> <li>§ 1. Fulse neutron logging</li></ul>	& 1 Dulco neutron logging				270
1. Theory masks of the method of measurements       284         3. Fields of application of the method       284         § 2. Pulse neutron-gamma logging       285         1. Basis of theory of the method       286         2. Basis of technique of the measurement       286         3. Fields of application of the method       286         3. Fields of application of the method       286         3. Fields of application of the method       287         § 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons       287         1. Estimations of intensity of registrated radiation       288         2. Basis of technique of measurements       290         3. Fields of application of the method       290         3. Fields of application of the section I       321         Reference to the section II       331         Reference to the section III       334         Reference to the section IV       336	There have of the method	· ·	• •	•	278
<ul> <li>2. Basis of the method of measurements</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>284</li> <li>§ 2. Pulse neutron-gamma logging</li> <li>285</li> <li>2. Basis of theory of the method</li> <li>286</li> <li>2. Basis of technique of the measurement</li> <li>286</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>287</li> <li>§ 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>§ 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons</li> <li>287</li> <li>1. Estimations of intensity of registrated radiation</li> <li>288</li> <li>2. Basis of technique of measurements</li> <li>290</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>290</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>290</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>322</li> <li>3. Reference to the section I</li> <li>3. Reference to the section III</li> <li>3. Safe</li> <li>3. Reference to the section IV</li> <li>3. Safe</li> </ul>	2. Desig of the method of measurements		5 E	1	210
<ul> <li>S. Fields of application of the method.</li> <li>2. Pulse neutron-gamma logging.</li> <li>2. Basis of theory of the method.</li> <li>2. Basis of technique of the measurement.</li> <li>2. Basis of application of the method.</li> <li>2. Basis of application of the method.</li> <li>2. Basis of technique of the method.</li> <li>2. Basis of intensity of registrated radiation</li> <li>2. Basis of technique of measurements</li> <li>2. Basis of technique of the method</li> <li>2. Basis of technique of the method</li> <li>2. Basis of technique of the measurements</li> <li>2. Basis of technique of the method</li> <li>2. Basis of technique of the section I</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>3. Fields of application of the method</li> <li>3. Fields of application of the section I</li> <li>3. Antipotential technique of the section II</li> <li>3. Antipotential technique of the section IV</li> <li>3. Statement of the section IV</li> </ul>	2. Basis of the method of measurements		•	•	204
<ul> <li>\$ 2. Putse neutron-gamma logging</li></ul>	5. Fields of application of the method .		•		284
1. Basis of theory of the method       286         2. Basis of technique of the measurement       286         3. Fields of application of the method       287         § 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons       287         1. Estimations of intensity of registrated radiation       288         2. Basis of technique of measurements       290         3. Fields of application of the method       290         3. Fields of application of the method       290         3. Fields of application of the section I       328         Reference to the section II       331         Reference to the section III       334         Reference to the section IV       336	§ 2. Pulse neutron-gamma logging	• •	•	•	280
2. Basis of technique of the measurement       286         3. Fields of application of the method       287         § 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons       287         1. Estimations of intensity of registrated radiation       288         2. Basis of technique of measurements       290         3. Fields of application of the method       290         3. Fields of application of the method       296         Reference to the section I       321         Reference to the section II       321         Reference to the section III       324         Reference to the section IV       336	I. Basis of theory of the method .		• •	•	285
<ul> <li>3. Fields of application of the method</li></ul>	2. Basis of technique of the measurement .	$\alpha = 1$		•	286
<ul> <li>§ 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering of neutrons 287</li> <li>1. Estimations of intensity of registrated radiation</li></ul>	3. Fields of application of the method .	×, •	6	•	287
1. Estimations of intensity of registrated radiation       288         2. Basis of technique of measurements       290         3. Fields of application of the method       290         Reference to the section I       322         Reference to the section II       331         Reference to the section IV       336	§ 3. Pulse neutron-gamma logging of inelastic scattering	ot n	leutro	ons	287
2. Basis of technique of measurements       290         3. Fields of application of the method       296         Reference to the section I       328         Reference to the section II       331         Reference to the section II       334         Reference to the section IV       336	I. Estimations of intensity of registrated radiation				288
3. Fields of application of the method       296         Reference to the section I       322         Reference to the section II       331         Reference to the section III       324         Reference to the section III       333         Reference to the section IV       336	2. Basis of technique of measurements				290
Reference to the section I       328         Reference to the section II       331         Reference to the section III       334         Reference to the section IV       336	3. Fields of application of the method		•		290
Reference to the section II       331         Reference to the section III       334         Reference to the section IV       336	Reference to the section I	a 1		2	328
Reference to the section III	Reference to the section II	S - 1		· .	331
Reference to the section IV	Reference to the section III				334
	Reference to the section IV	• •			336

#### Евгений Михайлович Филиппов Борис Сергеевич Вахтин Анатолий Васильевич Новоселов

#### НЕИТРОН-НЕИТРОННЫЙ И НЕЙТРОННЫЙ ГАММА-МЕТОДЫ В РУДНОЙ ГЕОФИЗИКЕ

Ответственный редактор Владимир Ильич Баранов

Редактор Н. Г. Рязанова Художественный редактор В. И. Шумаков Художник Е. Ф. Зайцев Технический редактор Е. М. Елистратова Корректоры Т. Н. Моисеенко, М. П. Фомина

Сдано в набор 14 апреля 1971 г. Подписано к печати 6 июля 1972 г. М.Н01036. Формат бумаги 70×1081/16. 21,75 печ. л.+1 вкл., 30,4 усл.-печ. л., 32,6 уч.-изд. л. Тираж 1000. Заказ 32. Цена 3 р. 01 к.

-	Since lettible one introl								
Стра- ница	Строка	Напечатано	Следует читать						
8	Табл. I—1, графа 1; 2-я снизу	Надтепловые	Тепловые						
28	Подпись к <i>рис. 1-11,</i> 2-я снизу	I — ангидрид;	<i>I</i> — ангидрит;						
32	Формула (I — 45)	= $\frac{a \int v e^{-v^2/v_0^2 dv}}{\int v^2 e^{-v^2/v_0^2 dv}} =$	$ = \frac{a \int v e^{-v^2/v_0^2} dv}{\int v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv}$						
41	Табл. I — 14 7 графа, головка	$\tau \cdot 10 - 4$	$\tau \cdot 10^{-4}$						
48	5-я снизу	в единицах $\mu_{\rm K9}/\alpha^{\gamma}$	в единицах $\mu_{\kappa_{\Theta}}/\alpha_{\gamma}$						
218	4-я снизу (формула)	$\dots e^{\tau}\gamma^{x}\int_{x}^{\infty}e^{-\tau}\gamma^{x}\dots$	$\ldots e^{\tau_{\gamma} x} \int_{x}^{\infty} e^{-\tau_{\gamma} x}.$						
219	12-я сверху, формула	$\dots e^{-x_i(1/L+\tau \gamma)} dx_1.$	$\dots e^{-x_1(1/L+\tau_{\gamma})} dx_1$						
281	8-я сверху	$\dots e^{-t/\tau}$ п	$\dots e^{-t/\tau_{\Pi}}$						

### ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Е. М. Филиппов, Б С. Вахтин. А. В. Новолелсв «Нейтрон-нейтронный и нейтронный гамма-методы в рудной геофизике».