

Об эффективном атомном номере бесконечных однородных сред с источниками γ -излучения

И. М. ХАЙКОВИЧ, Б. М. КОЛЕСОВ, В. М. БЕЛЬФОР, А. К. ОВЧИННИКОВ

УДК 550.835

При измерениях скорости счета импульсов, регистрируемых детектором γ -излучения, важно знать зависимость результатов измерений от элементного состава среды, через которую проходят γ -кванты, прежде чем попасть в детектор. В большинстве работ эту зависимость выражают посредством эффективного атомного номера $\bar{Z}$, рассчитываемого по предложенной Поройковым [1] формуле

$$\bar{Z} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i^4}{A_i}}{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}}}, \quad (1)$$

где p_i — концентрация i -го элемента в весовых единицах; Z_i и A_i — соответственно его атомный номер и атомный вес.

Воскобойников [2] предлагает для выражения зависимости скорости счета в однородной среде с равномерно распределенными в ней γ -источниками от элементного состава использовать $\bar{Z}$, рассчитываемый по формуле *

$$\bar{Z} = \left[\sum_{(i)} p_i Z_i^{2,3} \right]^{1/2,3}, \quad (2)$$

и параметр

$$\bar{N} = 2 \sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}, \quad (3)$$

пропорциональный электронной плотности и названный им коэффициентом приведения к нормальной среде.

В работе [3] для расчетов $\bar{Z}$ среды, не содержащей тяжелых элементов, предлагается формула

$$\bar{Z} = \frac{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i^2}{A_i}}{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}}, \quad (4)$$

которая, очевидно, имеет ограниченный характер.

* Формула (2) выведена для газоразрядных счетчиков. Показатель степени при Z_i подобран эмпирически.

Исходя из критериев подобия, Блинова и Якубсон [4] пришли к выводу, что γ -лучевые свойства среды сложного химического состава можно однозначно связать с величиной $\bar{Z}$, рассчитываемой по формуле

$$\bar{Z} = \left[\frac{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i^{4,5}}{A_i}}{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}} \right]^{1/3,5} \quad (5)$$

Как отмечают авторы, формула (5) получена по данным работы [5] и справедлива для энергий в интервале 0,1—1 Мэв.

Здесь мы рассмотрим вопрос о параметрах, определяющих скорость счета в бесконечной среде, состоящей из однородной смеси различных элементов, γ -излучение в которой вызвано ураном, находящимся в равновесии со своими продуктами распада.

Известно, что процесс прохождения γ -квантов через однородную среду с равномерно распределенными в ней источниками γ -излучения описывается интегральным уравнением переноса Больцмана

$$\mu(E) N(E) = \int_E^{E_{\max}} N(E') \sigma(E') F(E' \rightarrow E) dE' + S(E), \quad (6)$$

где $N(E)$ — спектр γ -квантов; $\mu(E)$ — линейный коэффициент ослабления γ -квантов; $\sigma(E)$ — макроскопическое сечение рассеяния квантов; $F(E' \rightarrow E)$ — вероятность перехода γ -кванта из состояния с энергией E' в состояние с энергией E , а $S(E)$ — функция источников, описываемая в нашем случае выражением

$$S(E) = \sum_{(m)} \rho Q_m \delta(E - E_m), \quad (7)$$

в котором $\delta(E - E_m)$ — дельта-функция; Q_m — число γ -квантов энергии E_m , образующихся в единицу времени в весовой единице вещества; ρ — плотность среды.

Легко проверить, что полученное методом последовательных приближений решение уравнения (6) для функции источников (7) может быть представлено

рядом

$$N(E) = \sum_{(m)} \frac{\rho Q_m}{\mu(E_m)} \left\{ \delta(E - E_m) + \frac{\sigma(E_m)}{\mu(E)} F(E_m \rightarrow E) + \right. \\ \left. + \frac{\sigma(E_m)}{\mu(E)} \int_E^{E_{\max}} \frac{F(E_m \rightarrow E')}{\mu(E')} \times \right. \\ \left. \times F(E' \rightarrow E) \sigma(E') dE' + \dots \right\}. \quad (8)$$

Для получения величины регистрируемой детектором скорости счета импульсов J необходимо выражение (8) проинтегрировать с множителем $\varepsilon(E)$, характеризующим эффективность детектора к γ -квантам с энергией E . Тогда

$$J = \int_{(E)} N(E) \varepsilon(E) dE = \sum_{(m)} \frac{\rho Q_m}{\mu(E_m)} \left\{ \varepsilon(E_m) + \sum_{i=1}^{\infty} J_{mi} \right\}, \quad (9)$$

где

$$J_{mi} = \int_0^{E_m} \frac{\sigma(E_m) F(E_m \rightarrow E')}{\mu(E')} dE' \times \\ \times \int_0^{E'} \frac{\sigma(E') F(E' \rightarrow E'')}{\mu(E'')} dE'' \dots \\ \dots \int_0^{E^{(i)}} \frac{\varepsilon(E^{(i+1)}) \sigma(E^{(i)}) F(E^{(i)} \rightarrow E^{(i+1)})}{\mu(E^{(i+1)})} dE^{(i+1)}.$$

Если в формуле (9) положить $\varepsilon = 1$, то получим выражение для расчета потока квантов, а если $\varepsilon = E$ — то для потока энергии. Из формулы (9) следует, что скорость счета импульсов обратно пропорциональна линейному коэффициенту ослабления γ -квантов и зависит от отношения коэффициента рассеяния к полному коэффициенту ослабления. В работе [6] показано, что из всех процессов взаимодействия γ -квантов с веществом при расчетах J в области энергий до 3 Мэв, характерной для естественных излучателей, достаточно учитывать только комптоновское рассеяние и фотоэлектрическое поглощение. Макроскопическое сечение комптоновского рассеяния пропорционально числу электронов в единице объема, т. е. величине Z/A . Эта зависимость может быть представлена выражением

$$\sigma(E) = \rho \alpha(E) \frac{Z}{A}, \quad (10)$$

где $\alpha(E)$ — коэффициент пропорциональности. Из теоретических расчетов, выполненных Зоммерфельдом и экспериментально подтвержденных некоторыми авторами (Рихтмейер, Аллен и др., см. [7, 8]), следует, что для γ -квантов с энергией E (выше границы k -поглощения E_k) макроскопическое сечение фотопоглощения можно записать в виде

$$\tau(E) = \beta(E) \rho \frac{Z}{A} Z^3,$$

где $\beta(E)$ — коэффициент пропорциональности. Таким образом, зависимость $\mu(E)$ от Z среды для $E > E_k$

может быть выражена формулой

$$\mu(E) = \rho \frac{Z}{A} [\alpha(E) + \beta(E) Z^3]. \quad (11)$$

Как было отмечено выше [см. формулу (9)], регистрируемая скорость счета J определяется значениями $\mu(E_m)$ и отношениями σ/μ . Следовательно, для ее определения в сложной среде необходимо знать параметры, аналогичные параметрам Z и Z/A в однородной среде. Если среда представляет собой смесь элементов, то σ и μ для нее можно рассчитать с учетом (10) и (11) по формулам

$$\frac{\sigma(E)}{\rho} = \sum_{(i)} p_i \frac{\sigma_i(E)}{\rho} = \alpha(E) \sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}, \quad (12) \\ \frac{\mu(E)}{\rho} = \sum_{(i)} \left\{ p_i \frac{Z_i}{A_i} [\alpha(E) + \beta(E) Z_i^3] \right\} = \\ = \sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i} \left[\alpha(E) + \beta(E) \frac{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i} Z_i^3}{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}} \right].$$

Из сопоставления последних выражений с формулами (10) и (11) получим, что скорость счета в однородной смеси элементов определяется параметрами

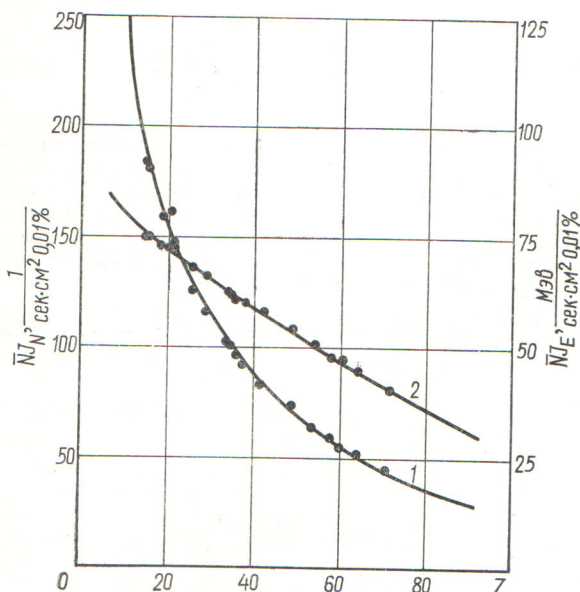
$$\bar{Z} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i} Z_i^3}{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}}}, \quad (13) \\ \frac{\bar{Z}}{A} = \sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}.$$

Первый из них есть эффективный атомный номер, а удвоенное значение второго, следуя Г. М. Воскобойникову, назовем коэффициентом приведения к нормальной среде $\bar{N}$, так что $\bar{N} = 2 \sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}$.

Следовательно, для определения скорости счета в однородной излучающей смеси элементов достаточно иметь однажды рассчитанный для моноэлементных сред и данного типа детектора график зависимости произведения скорости счета на коэффициент приведения от атомного номера.

Для проверки полученных результатов были проведены расчеты потока квантов и потока энергии для равномерно распределенных в моноэлементных средах (C, Al, Si, Ca, Fe, Mo, J, W, Pb, U) источников с мощностью, эквивалентной 0,01% равновесного урана, и в смесях, состоящих из алюминиевой основы с добавками Mo, J, W, Pb, U в весовых концентрациях 1, 10, 30, 50%, с теми же источниками. Расчеты проводились по приближенным формулам Воскобойникова [9], который показал, что формулу (9) с достаточной точностью можно записать в виде

$$J = \sum_{(m)} \frac{\rho Q_m}{\mu(E_m)} \varepsilon(E_m) \left\{ 1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\varepsilon(E_m^{(i)})}{\varepsilon(E_m)} \prod_{j=1}^i \frac{\sigma(E_m^{(j-1)})}{\mu(E_m^{(j)})} \right\} \quad (14)$$



Зависимость произведений $\bar{N}J_N$ (1) и $\bar{N}J_E$ (2) в однородной излучающей среде от атомного номера Z . Сплошные линии — моноэлементные среды, точки — значения $\bar{N}J_N$ и $\bar{N}J_E$ в смесях, для которых $\bar{Z}$ рассчитан по формуле (15).

где

$$E_m^{(j)} = \frac{\sigma^s(E_m^{(j-1)})}{\sigma(E_m^{(j-1)})} E_m^{(j-1)},$$

$\sigma^s(E)$ — сечение рассеяния энергии квантов при комптоновском процессе. Использованный для расчетов дискретный спектр уранового ряда заимствован из работы [10], коэффициенты σ и μ взяты из таблиц работы [11]. Вычисления проводились на цифровой вычислительной машине «Минск-2». При расчетах учитывались γ -кванты, энергия которых выше 20 кэВ.

Зависимости потока квантов J_N и потока энергии J_E , умноженные на $\bar{N}$, от значения Z для моно-

элементных сред представлены сплошной линией на рисунке.

Прямые расчеты $\bar{N}J_N$ и $\bar{N}J_E$ для смесей показали, что для вычисления $\bar{Z}$ показатель степени 3 в формуле (13) следует заменить на 3,1, т. е. $\bar{Z}$ определяется формулой

$$\bar{Z} = \left[\frac{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i} Z_i^{3,1}}{\sum_{(i)} p_i \frac{Z_i}{A_i}} \right]^{1/3,1} \quad (15)$$

Величины $\bar{N}J_N$ и $\bar{N}J_E$, соответствующие вычисленным по формуле (15) значениям $\bar{Z}$, показаны на рисунке точками.

Поступило в Редакцию 19/IV 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Пороиков. Рентгенометрия. М., Гостехиздат, 1950.
2. Г. М. Воскобойников. В кн. «Тр. Горно-геол. ин-та. Уральский фил. АН СССР. Геофиз. сб.», № 2, 1957, стр. 162.
3. Б. М. Колесов, А. К. Овчинников, И. М. Хайкович. В сб. «Вопросы рудной геофизики». Вып. 4. М., «Недра», 1964, стр. 58.
4. Н. М. Блинова, К. И. Якубсон. «Проблемы ядерной геофизики». М., «Недра», 1964, стр. 74.
5. C. Dawison, R. Evans. Rev. Mod. Phys., 24, No. 2, 79 (1952).
6. Г. Гольдштейн, Дж. Уилкинс. В сб. «Защита транспортных установок с ядерным двигателем». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 213.
7. А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры. Т. 1, М., Гостехтеориздат, 1956.
8. То же. Т. 2. М., Физматгиз, 1959.
9. Г. М. Воскобойников. Там же, стр. 152.
10. В. М. Бондарев и др. Гамма-опробование урановых руд в естественном залегании. М., «Недра», 1964.
11. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.

Параметры, характеризующие реакторы для физических исследований

А. Н. ЕРЬКАЛОВ, Ю. В. ПЕТРОВ

УДК 621.039.8.002:621.039.554

Конечной «продукцией» реактора для физических исследований являются импульсы в экспериментальной аппаратуре. Независимо от того, чем обусловлены эти импульсы: измерением излучения образца, предварительным облученного в реакторе, регистрацией нейтронов, рассеянных на образце, установленном на выведенном пучке, и т. д. — статистический вес измеряемой величины пропорционален числу импульсов, если ограничиваться только статистической ошибкой. При таком подходе не учитываются аппаратные

ошибки, качество нейтронного спектра (отношение сигнал/шум и т. д.), так как эти факторы зависят от конкретного эксперимента и их трудно учесть при формулировании общих требований к реактору.

С экономической точки зрения реактор для физических исследований характеризуется производительностью и себестоимостью продукции. Под производительностью реактора следует понимать число импульсов в экспериментальных установках в еди-