

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ЗЕМЛЕ

В. И. Глогов

В настоящее время рассматривается проблема¹ создания низкорadioактивной защиты для нейтринных детекторов, способной уменьшить фоновые потоки γ -квантов и нейтронов от земли в миллионы раз. Расчеты эффективности многослойной и сложной по химическому составу защиты частично сводятся к нахождению пространственно-энергетических распределений нейтронов в защите. Одним из наиболее надежных методов расчета распределений нейтронов в защите является многогрупповой метод². Для обеспечения высокой точности расчетов необходимо знать форму энергетического спектра нейтронов, возникающих в земле и самой защите. В настоящей работе рассмотрены возможные аппроксимации энергетического спектра нейтронов в граните среднего³ химического состава. При этом использованы известные экспериментальные данные о нейтронной активности горных пород^{4,8}.

Суммарный спектр нейтронов в граните формируют два процесса: (α, n) -реакция (в основном на элементах O, Si, Na, Mg, Al) и спонтанное деление U^{238} , вклад которого не превышает 10%. Энергетический спектр спонтанного деления U^{238} в настоящей работе аппроксимировался спектром⁵ вынужденного деления U^{235} .

Исходя из известных данных о ядерных реакциях при низких энергиях, следует ожидать, что спектр нейтронов от (α, n) -реакций может отражать по крайней

мере три класса процессов: прямое взаимодействие, резонансы, статистические явления. Ввиду отсутствия модели, адекватно описывающей процесс взаимодействия α -частицы с ядрами, и ввиду большой сложности проведения анализа названных процессов, целесообразно рассмотреть наиболее простую и в то же время вполне разумную с точки зрения целей многогрупповых расчетов защиту аппроксимацию нейтронного спектра. При расчетах спектра нейтронов от (α, n) -реакций можно предположить (предположение I), что вся энергия выходного канала (α, n) -реакции уносится нейтроном, а ядро остается возбужденным. При этом спектр нейтронов будет определяться только спектром α -частиц и кинематикой реакции. Рассчитанный спектр нейтронов будет иметь максимальную среднюю энергию, а использование его в многогрупповых расчетах позволит получить максимальное значение толщины нейтронной защиты. Для того, чтобы оценить, к какому завышению толщины приводит использование такого спектра нейтронов, целесообразно рассмотреть другую аппроксимацию нейтронного спектра, дающую спектр с минимальной средней энергией. Для этого нужно предположить (предположение II), что в Ц-системе нейтроны, вылетающие из составного ядра, имеют максвелловское распределение по энергии.

Расчет спектров в предположении 1 производился при использовании следующих соотношений⁶. Из того факта, что распределение нейтронов в Ц-системе можно считать изотропным, следует

$$E_n = bE_\alpha + \tilde{E}_n + 2\sqrt{b}\sqrt{E_\alpha \tilde{E}_n} \cdot \cos \tilde{\theta}, \quad (1)$$

где E_n , E_α - энергии нейтрона и α -частицы в Л-системе, \tilde{E}_n , $\tilde{\theta}$ - энергия нейтрона и угол вылета нейтрона в Ц-системе, $b = 4/(4 + A)^2$, A - атомный вес ядра мишени. По той же причине справедливо

$$N(E_n)dE_n = B(E_\alpha)dE_\alpha \frac{\sin \tilde{\theta} d\tilde{\theta}}{2}, \quad (2)$$

где $N(E_n)dE_n$ - число нейтронов с энергией E_n ,
 $V(E_\alpha)dE_\alpha$ - выход нейтронов в (α, n) - реакции для
 α - частицы с энергией E_α .

Из ⁴ следует, что

$$V(E_\alpha)dE_\alpha = k \cdot n \cdot E_\alpha^{n-1} dE_\alpha, \quad (3)$$

где k и n - эмпирические константы.

Для сложного спектра α - частиц, испущенных элементами радиоактивных рядов U или Th и полностью поглощенных в веществе с атомным весом A , из соотношений (1), (2), (3) можно получить спектр генерируемых в Л-системе нейтронов в предположении I:

$$N(E_n)dE_n = k(A) \cdot n(A) \sum_j \int_{E_\alpha^{пор}}^{E_\alpha^j} E_\alpha^{n(A)-1} dE_\alpha \cdot f(E_\alpha, \tilde{E}_n, E_n) dE_n, \quad (4)$$

где

$$f(E_\alpha, \tilde{E}_n, E_n) = \begin{cases} 0 & , E_n < E_n^{мин} \\ \frac{(A+4)}{8\sqrt{E_\alpha \tilde{E}_n}} & , E_n^{мин} < E_n < E_n^{макс} \\ 0 & E_n > E_n^{макс} \end{cases} \quad (5)$$

$E_n^{мин}$ и $E_n^{макс}$ соответствуют значениям E_n , полученным из (1) при $\cos \tilde{\theta} = \pm 1$. В предположении I $\tilde{E}_n = E_n A / (A + 4) + Q_{\alpha n}$; $Q_{\alpha n}$ - энергия реакции, E_α^j - начальная энергия α - частицы j -того α - излучателя в радиоактивном ряду, $E_\alpha^{пор}$ - пороговая энергия (α, n) - реакции:

$$E_\alpha^{пор} = \begin{cases} 0 & \text{при } Q_{\alpha n} \geq 0 \\ -[(A+4)/A]Q_{\alpha n} & \text{при } Q_{\alpha n} < 0 \end{cases} \quad (6)$$

Суммирование ведется по всем α -излучателям радиоактивных рядов урана и тория. В расчетных формулах опущен фактор $D/(1+D)$, где D - атомный вес конечного ядра в (α, n) -реакции, который в данный случае мало отличается от единицы.

В предположении II спектр нейтронов в Ц-системе имеет вид⁷:

$$F(\tilde{E}_n) d\tilde{E}_n = (\tilde{E}_n/C) \exp(\epsilon_{\alpha, \text{я}}^*/T), \quad (7)$$

где T - температура конечного ядра, $\epsilon_{\alpha, \text{я}}^* = E_{\alpha} A / (A + 4) + Q_{\alpha n} - \tilde{E}_n$ - энергия возбуждения конечного ядра,

$$C = T^2 \exp \left\{ \frac{E_{\alpha} A / (A + 4) + Q_{\alpha n}}{T} \right\} - T^2 - T(E_{\alpha} A / (A + 4) + Q_{\alpha n}).$$

Значения T слабо зависят от атомного номера⁷. Для Al, Mg, Na, Si температура выбиралась равной 1,42 Мэв, а для кислорода 1,5 Мэв.

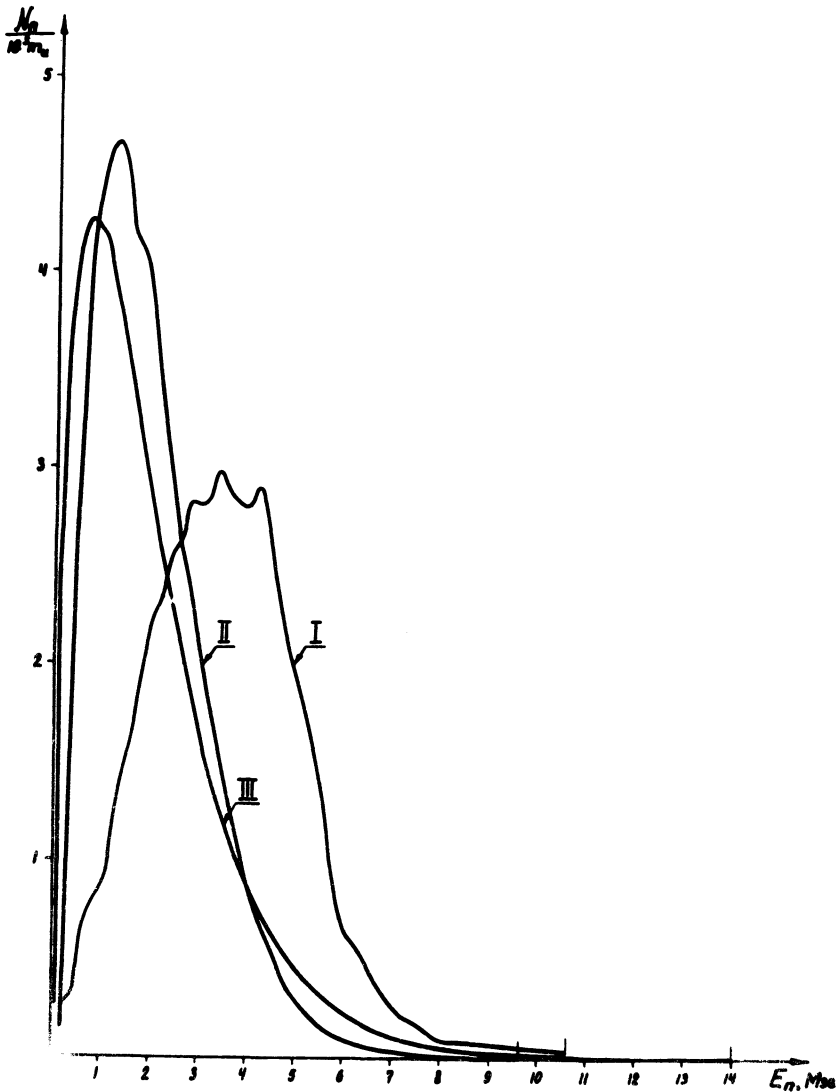
В предположении II спектр нейтронов в Л-системе выражается соотношением

$$N(E_n) dE_n = dE_n k(A) \cdot n(A) \sum_j \int_{E_{\alpha}^{\text{пор}}}^{E_{\alpha}^j} E_{\alpha}^{n(A)-1} dE_{\alpha} \times \quad (8)$$

$$\times \int_{\tilde{E}_n^{\text{мин}}}^{E_{\alpha} A / (A + 4) + Q_{\alpha n}} f(E_{\alpha}, \tilde{E}_n, E_n) F(\tilde{E}_n) d\tilde{E}_n$$

где $\tilde{E}_n^{\text{мин}} = Q_{\alpha n}$ ($Q_{\alpha n} > 0$) или 0 ($Q_{\alpha n} \leq 0$); значения всех остальных символов ясны из вышесказанного.

Для вещества, имеющего сложный химический состав, спектр нейтронов определяется как суперпозиция спектров от отдельных элементов. Результаты расчетов представлены на рис. 1. Из полученных данных



Р и с. 1. 1- суммарный энергетический спектр нейтронов в граните $N(E_n)$ ($\text{г}^{-1} \text{сут}^{-1}$) от (α, n) -реакций (предположение 1) и от спонтанного деления урана; II - тот же спектр, только вклад (α, n) -реакций получен в предположении II; III - спектр спонтанного деления U^{238} , нормированный на полное число нейтронов $0,5 \text{ г}^{-1} \text{сек}^{-1}$ (приведен для сравнения), $\varphi_U = 3,5 \cdot 10^{-6}$ г U на 1 г гранита.

видно, что средняя энергия нейтронов, генерируемых в граните, не может превысить 4 Мэв. Следует отметить роль магния в формировании энергетического спектра нейтронов. Реакции (α , n) на изотопах Mg^{25} , Mg^{26} экзотермичны и способны генерировать нейтроны с энергией $E_n \leq 10$ Мэв. В граните роль магния не велика, поскольку его концентрация не превышает 0,6%. Однако в других породах (например, ультраосновных или в магнезитах), где концентрация магния составляет десятки процентов, максимально возможная средняя энергия может достичь 6–7 Мэв.

Использование найденных спектров позволяет решить вопрос о влиянии формы энергетического распределения нейтронов в земле на результаты многогрупповых расчетов нейтронной защиты в нейтринном эксперименте.

Поступила в редакцию 9 апреля 1970 г.
После переработки 20 мая 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Глотов В. И. Гамма-излучение земли и нейтринный эксперимент "Атомная энергия" (в печати).
2. Бергельсон Б. Р. и др. "Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов". Атомиздат, Москва, 1970.
3. Виноградов А. П. Геохимия № 7, 555 (1982).
4. Горшков Г. В. и др. Естественный фон атмосферы и земной коры. Атомиздат, 1966.
5. Бродер Д. Л. и др. Биологическая защита транспортных реакторных установок. Атомиздат, Москва, 1969.
6. Hess W. N. *Annals of Phys.*, 2, 115 (1959).
7. M. T. Magda et al., *Rev. Roum. Phys.*, 11, 241 (1966).
8. Feige Y., Oltman B. G., Kastner J. *Journ. Geophys. Res.*, 73, 3135 (1968).