

$$\Phi(k, i) = \sum_{j=1}^{r_2} Z(k, j) W_2(j, i) + L_2(k, i); \quad (7)$$

$$f(k, i) = \sum_{j=1}^{r_3} H(k, j) W_3(j, i) + L_3(k, i); \quad (8)$$

$$f(k, i) = \sum_{j=1}^{r_4} Z(k, j) W_4(j, i) + L_4(k, i). \quad (9)$$

Здесь функционалы $L_s(k, i)$ представляются выражениями

$$L_s(k, i) = \sum_{j=1}^{E_s} u(k, j) \alpha_s(j, i); \quad (10)$$

матрицы $W_s(j, i)$ и $\alpha_s(j, i)$ являются совокупностью линейных коэффициентов, определяемых методом наименьших квадратов; $u(k, j)$ — различные комбинации спектров эталонов и образцов, состоящие из мешающих компонентов.

Изотопный состав $u(k, j)$ не должен пересекаться с выделенными формами $\Psi_m(k)$ в спектрах $f(k, i)$. Необходимость $L_s(k, i)$ связана с возможностью неполноты систем $\{\Phi(k, i)\}$ и $\{f(k, i)\}$.

В пределах статистических погрешностей объединенный коэффициент при спектре $\Psi_m(k)$ должен быть равен нулю. Это дает возможность определить отношение B_m/A_m . Так как это отношение будет зависеть от исходных уравнений (6) — (9), то искомая оценка содержания

$$\rho_s(m, i) = \left[\frac{B_m(i)}{A_m(i)} \right]_s \quad (11)$$

зависит от типа разложения ($s = 1, 2, 3, 4$), представленных выражениями (6) — (9), номера изотопа-идентификатора элемента ($m = 1, 2, \dots, q$), номера спектра образца или эталона ($i = 1, 2, \dots, R$ или $i = 1, 2, 3, \dots, p$). Поэтому, получив ряд величин $\rho_s(m, i)$, необходимо их усреднить с учетом того, что при фиксированных s и m группу оценок $\rho_s(m, i)$ при $i = 1, 2, \dots, R$ (или p) можно считать почти статистически независимой; при других комбинациях индексов между оценками наблюдается значительная статистическая зависимость.

В выражение (11) статистически квазинезависимые переменные $W_s(j, i)$ входят нелинейно. Следовательно, математическое ожидание $\rho_s(m, i)$ может значительно отличаться от наиболее вероятного, т. е. необходимого для анализа, значения величины $\rho_s(m, i)$, которое получается подстановкой в (11) оценок $W_s(j, i)$, следующих из метода наименьших квадратов. По этой же причине статистический разброс оценок следует определять величиной

$$D^2[\rho_s(m, i)] = \int_{-\infty}^{\infty} [\rho_s(m, i) - \overline{\rho_s(m, i)}]^2 \times \\ \times \prod_{j=1}^{R, p} V[W_s(j, i)] dW_s(j, i), \quad (12)$$

в которой функция $V[W_s(j, i)]$ является плотностью вероятности.

Интеграл (12) не имеет аналитического представления, поэтому следует использовать или численное интегрирование, или другой приближенный метод. Окончательное усреднение $\rho_s(m, i)$ при вычисленных дисперсиях, заменяемых в данном случае величинами $D[\rho_s(m, i)]$, является стандартной процедурой и в описании не нуждается.

Применение программы частичной расшифровки [1] дает удовлетворительные результаты [2]. Но при этом могут возникнуть трудности из-за мешающих компонентов с периодами полураспада, близкими к периоду изотопа-идентификатора. Самосогласованный алгоритм не имеет такого недостатка, но нелинейность и статистическая зависимость в окончательной оценке требуют определения деталей, делающих его эффективным.

Поступило в Редакцию 23/VIII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Зиновьев. «Атомная энергия», 27, 128 (1969).
2. Н. В. Зиновьев, Н. М. Мухамедшина. «Ж. аналит. химии», XXVI, 2127 (1971).

Пространственное, угловое и энергетическое распределения быстрых нейтронов за трехслойными барьерами

В. Б. ЕЛАГИН, Г. Ш. ПЕКАРСКИЙ

УДК 539.125.52

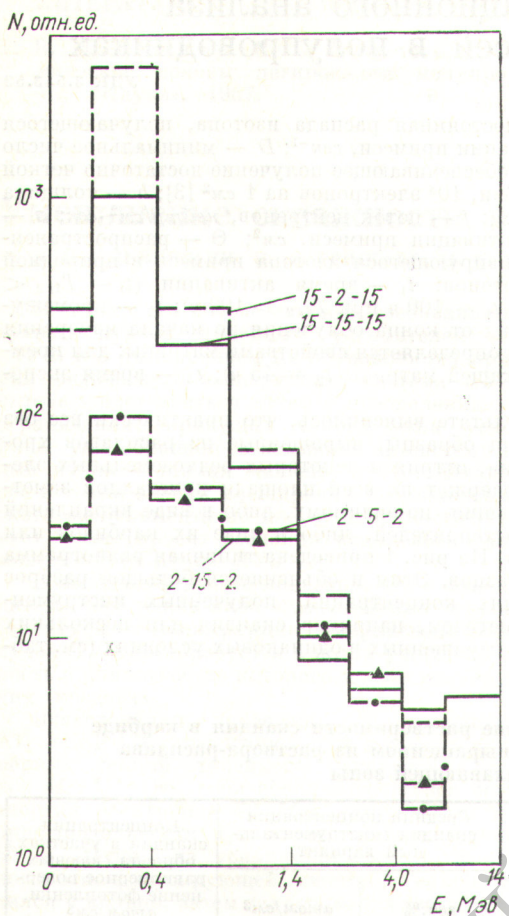
В работе исследовалось пространственное, энергетическое и угловое распределения быстрых нейтронов точечного мононаправленного источника за трехслойными композициями железо — пластмасса — железо и вольфрам — окись алюминия — вольфрам в зависимости от толщины отдельных слоев входящих в состав композиций.

Расчет проводился на ЭВМ М-20 методом Монте-Карло для нейтронов с начальной энергией 14; 2,5 Мэв и для нейтронов спектра P_0 — Ве-источника. Использовались многогрупповые константы *. Для источника

с $E_0 = 14$ Мэв зависимость энергетического распределения рассеянных нейтронов за барьером железо — пластмасса — железо представлена на рис. 1. Цифры у кривых — толщина барьера в сантиметрах. Результаты нормированы к числу нейтронов в первом энергетическом интервале и характеризуют спектр нейтронов, проходящих через единичную площадку. Угловое распределение нейтронов представлено на рис. 2. Результаты нормированы к числу нейтронов в интервале углов $0,95 < \cos \theta \leq 1,0$.

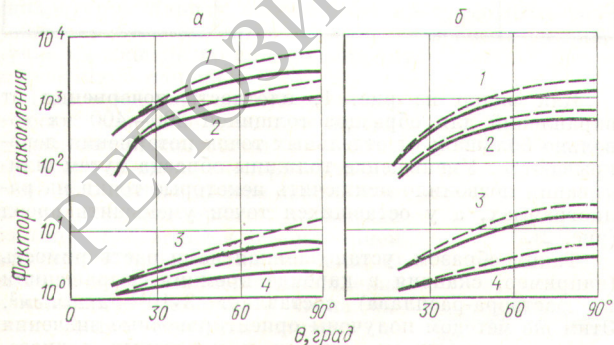
Дифференциальные по углам и энергиям функции распределения тока нейтронов $\bar{J}(z, \theta, E)$ и потока $N(z, \theta, E)$ использовались для расчета некоторых функ-

* Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

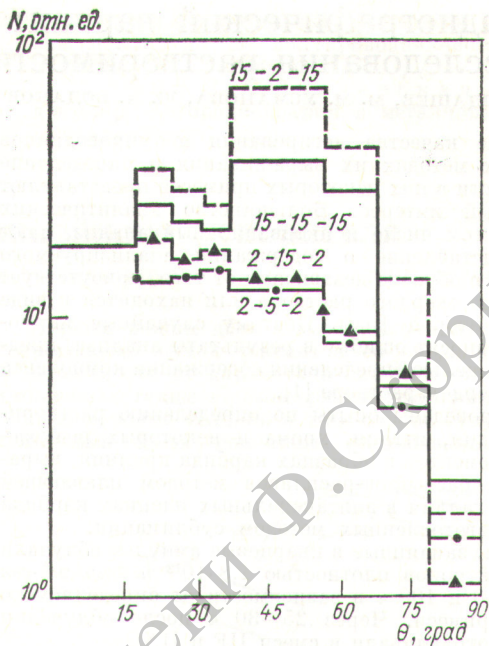


Р и с. 1. Энергетическое распределение рассеянных нейтронов за барьером железо — пластмасса — железо для $E_0 = 14$ Мэв.

ционалов поля излучения за барьерами. В частности, исследовали зависимость фактора накопления быстрых нейтронов от апертуры угла коллимации детектора.

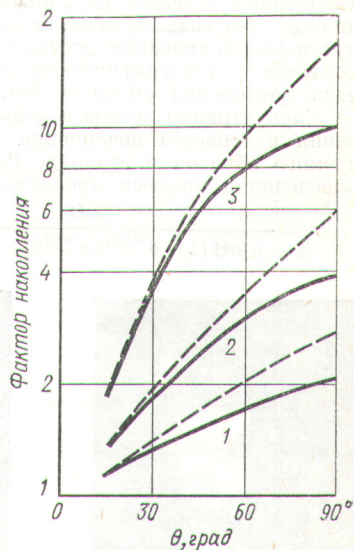


Р и с. 3. Зависимость фактора накопления от угла коллимации детектора для композиции железо — пластмасса — железо толщиной, см: 1 — 15-15-15; 2 — 15-2-15; 3 — 2-15-2; 4 — 2-5-2. $E_0 = 14$ Мэв (а); $E_0 = 2,5$ Мэв (б).



Р и с. 2. Угловое распределение нейтронов за барьером железо — пластмасса — железо для $E_0 = 14$ Мэв.

Р и с. 4. Зависимость фактора накопления от угла коллимации для нейтронов спектра P_0 — Ве-источника и композиции вольфрам — окись алюминия — вольфрам толщиной, см: 1 — 1-5-1; 2 — 2-5-2; 3 — 5-5-5.



Полученные результаты представлены на рис. 3,4. Сплошные кривые соответствуют фактору накопления тока нейтронов, а пунктирные — потока нейтронов. Приведенные результаты позволяют определить влияние апертуры коллиматора на регистрируемый вклад рассеянных нейтронов и различие в показаниях детекторов тока и потока нейтронов.

Поступило в Редакцию 23/IX 1970 г.