

На основе полученных экспериментальных данных и опытных данных, имеющихся в литературе по T_H для уран-графитовых систем, уточнено эмпирическое соотношение между температурой нейтронов T_H и температурой среды T_0 :

$$T_H = T_0 \left(1 + A \frac{\Sigma_a(kT_0)}{\Sigma_s} \right),$$

где $A = 16,5$. Расчетное значение A по работе [2] для уран-графитовых систем составляет 11.

(№ 403/5549. Статья поступила в Редакцию 20/VIII 1969 г., аннотация — 2/II 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 табл., 11 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Westcott, AECL-1101 (1960).
2. R. C. Coveyou et al. J. Nucl. Energy, 2, 153 (1956).

Экспрессный метод восстановления спектров быстрых нейтронов ядернофизических установок при измерениях пороговыми детекторами

В. С. ТРОШИН, Е. А. КРАМЕР-АГЕЕВ

УДК 539.1.074.8

Широко применяющийся в последнее время для восстановления спектров нейтронов метод Диркса * имеет недостатки. Наиболее существенный из них — ограниченное число детекторов, которые могут быть применены. В предлагаемом экспрессном методе восстановления в качестве исходных данных берутся значения интегральных потоков нейтронов $\Phi(E_i)$, определяемых с помощью эффективных сечений.

Рассматриваемый диапазон энергий разбивается на интервалы, внутри которых спектр представляется в виде экспоненты:

$$\varphi(E) = \varphi(E_{i+1}) e^{-\mu_i(E-E_{i+1})} \quad \text{для } E_i \leq E \leq E_{i+1}, \quad (1)$$

где $\varphi(E_{i+1})$ — значение спектра нейтронов на верхней границе интервала, а μ_i — постоянная.

Обработка начинается с последнего интервала. По двум известным значениям интегрального потока на этом интервале $\Phi(E_n)$ и $\Phi(E_{n+1})$ определяется значение спектра на границе интервала:

$$\varphi(E_n) = \frac{\Phi(E_n)}{E_{n+1} - E_n} \ln \frac{\Phi(E_n)}{\Phi(E_{n+1})}. \quad (2)$$

Отношение значений спектров на границах i -го интервала связано со значением спектра на верхней границе интервала и разностью интегральных потоков зависимостью

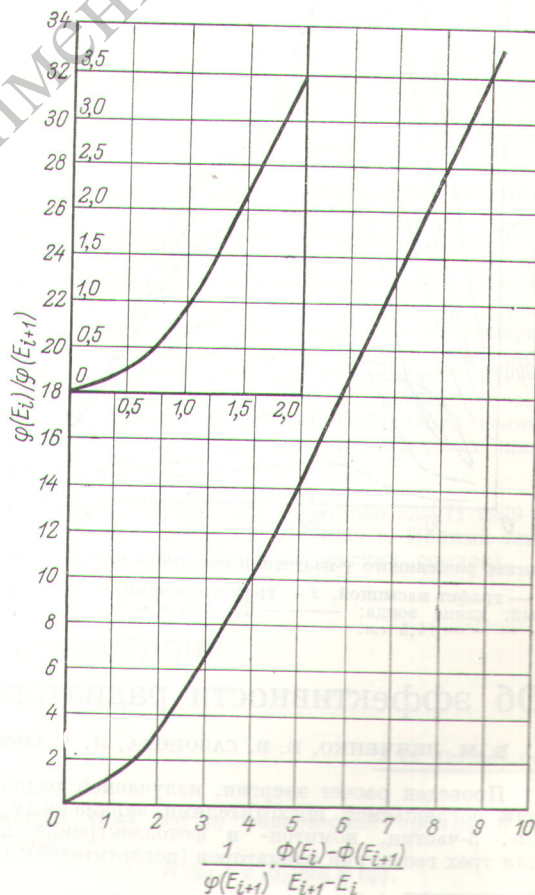
$$\frac{\varphi(E_i)}{\varphi(E_{i+1})} - 1 = \frac{1}{\ln \frac{\varphi(E_i)}{\varphi(E_{i+1})}} \frac{\Phi(E_i) - \Phi(E_{i+1})}{E_{i+1} - E_i}. \quad (3)$$

Значение $\frac{\varphi(E_i)}{\varphi(E_{i+1})}$ может быть получено из номограммы, приведенной на рисунке.

В зависимости от набора детекторов можно использовать как произвольное разбиение на интервалы, так и разбиение, границы которого соответствуют эффективным порогам реакций. Оценки работоспособности

метода при восстановлении спектров различного вида показали, что:

1) наименьшая ширина интервала, при которой ошибка за счет неточности вычислений и графического



Номограмма для определения значений спектра на границах интервалов.

* R. Dierckx. Neutron Dosimetry, V I. Vienna, IAEA, 1963, p. 325.

определения интегральных потоков составляет не более 7%, должна быть не менее 1 Мэв;

2) относительная ошибка восстановленных данных увеличивается не более чем в 2—3 раза по отношению к ошибке в исходных данных;

3) наименьшее уклонение восстановленных данных наблюдается в середине интервалов. Ошибка в этих

точках не превышает 10—15% при неточности исходных данных 10%.

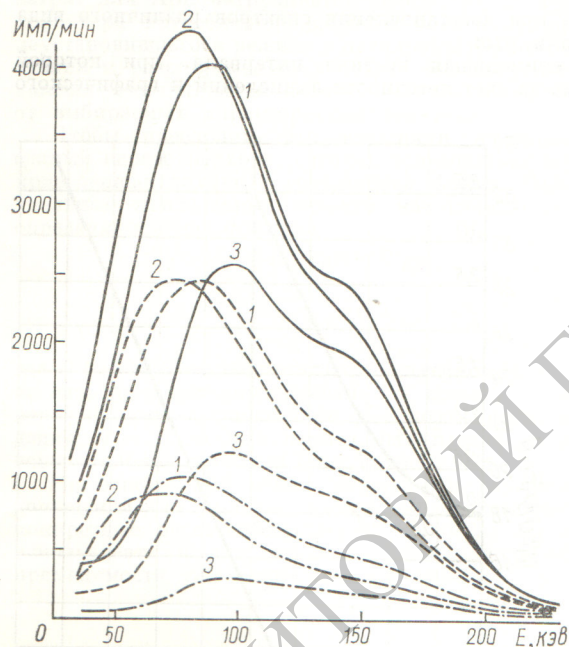
(№ 404/5714. Поступила в Редакцию 13/I 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 4 рис., 1 табл., 9 библиографических ссылок).

Спектр рассеянного γ -излучения на малых расстояниях от источника

В. И. УТКИН

УДК 539.12:535.23.08

В приближении непрерывных потерь получено * соотношение, определяющее значение энергии, соответствующей максимуму спектра многократно рассеянного γ -излучения в состоянии условного равнове-



Спектр рассеянного γ -излучения источника Se^{75} в средах:

1 — графит насыпной; 2 — графит блочный; 3 — песок кварцевый; длина зонда: — 7,5 см; - - - - 10,5 см; - · - · - 14,5 см.

сия (критическая энергия): $\mu_{ph}(\epsilon) = \frac{d}{d\epsilon} [\mu_e(\epsilon) \overline{\Delta\epsilon}]$, где $\mu_{ph}(\epsilon)$ — коэффициент фотопоглощения; $\mu_e(\epsilon)$ — коэффициент комптоновского взаимодействия; $\overline{\Delta\epsilon}$ — средняя энергия, теряемая γ -квантом при однократном столкновении с электроном. Полученные данные хорошо согласуются с результатами точных численных расчетов и экспериментов.

Для различных источников (Tu^{170} , Se^{75} , Cs^{137}) и рассеивающих сред (графит, вода, песок, алюминий) экспериментально показано, что в случае, когда состояние условного равновесия не достигнуто, энергия, соответствующая максимуму спектра, больше критической. Определено, на каком расстоянии от источника (длина зонда) достигается состояние условного равновесия для рассеянных γ -квантов.

Для указанных выше источников и рассеивающих сред наблюдалось явление инверсии (независимость величины интегральной интенсивности от плотности), которое возникает в том случае, когда состояние условного равновесия не достигнуто и изменения спектральных интенсивностей в «мягкой» и «жесткой» частях спектра равны (см. рисунок). Величина зонда инверсии зависит от спектральной чувствительности детектора: при измерении только жесткой компоненты величина зонда инверсии уменьшается и при дальнейшем увеличении энергии регистрируемых γ -квантов явление инверсии вообще не может быть достигнуто; при измерении только мягкой компоненты величина зонда инверсии совпадает с расстоянием, на котором устанавливается состояние условного равновесия.

(№ 405/5653. Статья поступила в Редакцию 20/XI 1969 г., аннотация — 20/I 1970 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 2 табл., 4 библиографические ссылки).

Об эффективности радиаторов и поглотителей заряженных частиц

УДК 539.2:539.16.04

В. М. ЛЕНЧЕНКО, Е. В. САЗОНОВА, Л. А. СОФИЕНКО

Проведен расчет энергии, излучаемой радиаторами или поглощаемой поглотителями заряженных частиц (α -, β -частиц, комптон- и фотоэлектронов и т. д.) для трех геометрий радиаторов (поглотителей): цилинд-

рических (нитевидных), пленочных и шариковых. Энергия представлена в виде

$$Q = V \int N(\epsilon) K(\epsilon, Z) \epsilon d\epsilon. \quad (1)$$

Здесь V — объем радиатора (поглотителя); $N(\epsilon) d\epsilon$ — число заряженных частиц, созданных в единице объема радиатора (для поглотителя — в единице объема внеш-

* В. С. Анастасевич. «Атомная энергия», 10, 389 (1961).