

Получена зависимость фактора накопления потока рассеянных нейтронов с энергией  $E \geq 1$  Мэв от диаметра и толщины образцов.

(294/5118. Статья поступила в Редакцию 21/X 1968 г., аннотация — 16/XII 1968 г. Полный текст 0,25 а. л., 3 рис., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 392 (1966).
2. В. А. Дулин и др. «Приборы и техн. эксперим.», № 2, 35 (1961).

## Угловые и энергетические распределения потока быстрых нейтронов за средами с ограниченными поперечными размерами

С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, В. В. ТАРАСОВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫПИН

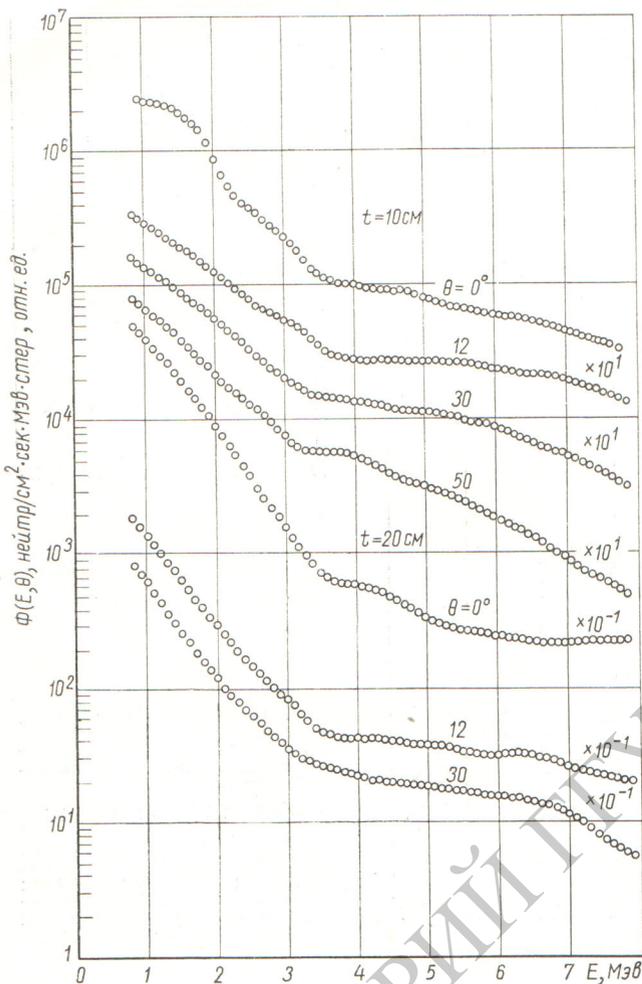
УДК 621.039.538:539.125.52

Приведены результаты измерений угловых распределений потока быстрых нейтронов с энергией  $E \geq 1$  Мэв и энергетических распределений в интервале 0,8—8 Мэв нейтронов, выходящих из цилиндрических барьеров (Pb, Fe, LiH и H<sub>2</sub>O) диаметром 16 см и толщиной  $t$ , равной 10; 20; 30 см, под разными углами. Использовался плоский мононаправленный источник нейтронов со спектром реактора [1].

Измерялся средний поток нейтронов, выходящий с «видимого» пятна торцевой поверхности исследуемого барьера. Измерения проводились в диапазоне углов

$\theta = 0 \div 50$ . Детекторы нейтронов описаны в работах [1, 2].

Угловые и энергетические распределения за барьером из железа представлены на рисунке. С увеличением толщины образца и угла  $\theta$  происходит значительное «смягчение» первоначального спектра нейтронов за счет неупругого рассеяния. Как и в случае бесконечной среды [3], угловые распределения в интервале углов  $10 \leq \theta \leq 50^\circ$  можно описать выражением вида  $\exp[-\theta/\theta_0(E)]$ , причем константа  $\theta_0(E)$  слабо зависит от толщины образца в измеренном диапазоне толщин.



Спектры нейтронов под различными углами за железным барьером диаметром 16 см (диаметр пучка 15 см).

Результаты измерений угловых распределений потока быстрых нейтронов с энергией  $E \geq 1$  Мэв для углов  $10 \leq \theta \leq 50^\circ$  приведены в таблице (диаметр образцов 16 см).

Экспоненциальные угловые коэффициенты  $\theta_0$  ( $E \geq 1$  Мэв)

Материал	Плотность, г/см³	Толщина образца, см	$\theta_0$ , градусы	
			ограниченный барьер	бесконечная барьерная геометрия
Pb	11,3	14; 30	19; 17	~ 60
Fe	7,8	10; 20	21; 20	56; 48
LiH	0,5	10; 20	23; 22	28 [1]
H <sub>2</sub> O	1,0	10; 20	21; 20	30 [1]

Для железа и свинца существует более сильное по сравнению с водой и гидридом лития различие в угловом распределении в условиях бесконечной барьерной геометрии и двумерной геометрии, что связано с большей утечкой быстрых нейтронов.

(№ 295/5117. Статья поступила в Редакцию 21/X 1968 г., аннотация — 16/XII 1968 г. Полный текст 0,3 а. л., 3 рис., 1 табл., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 392 (1966).
2. В. А. Дулин и др. «Приборы и техн. эксперим.», № 2, 35 (1961).
3. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 24, 372 (1968).

Измерение сечений взаимодействия нейтронов с воздухом в интервале энергий 0,3—5,0 Мэв

В. А. ТЕРЕХИН, В. А. КРЫЖАНОВСКИЙ, Л. Б. ПОРЕЦКИЙ

УДК 539.125.5.17

Усредненные сечения взаимодействия энергетических групп нейтронов  $\bar{\sigma}_i = \frac{1}{\Delta E_i} \int_{\Delta E_i} \sigma(E) dE$  рассчиты-

ваются из кривой сечения взаимодействия нейтронов  $\sigma(E)$ , и их точность, зависящая от неопределенности хода сечений, в большинстве случаев 5—10%.

В данной работе измерялись спектры нейтронов критической сборки U<sup>235</sup>—Si в диапазоне энергий 0,3—5,0 Мэв после прохождения слоев воздуха толщиной 40, 167, 370 м и из спектров рассчитывались усредненные сечения  $\bar{\Sigma}(E)$  по формуле

$$\bar{\Sigma}(E_i) = \frac{1}{L} \ln \frac{\int_{\Delta E_i} N_L(E) dE}{\int_{\Delta E_i} N_0(E) dE},$$

где  $N_0(E)$  — исходный спектр;  $N_L(E)$  — спектр нейтронов, прошедших без взаимодействия  $L$  (м) вещества.

Полученные данные сравнивались со средними сечениями, вычисленными из кривой сечения  $\sigma(E) = 0,412\sigma_N + 0,11\sigma_0$  по формуле

$$\bar{\Sigma}_{расч}(E_i) = \frac{\int_{\Delta E_i} dE \int N_0(E') e^{-n\sigma L} R(E', E) dE'}{\int_{\Delta E_i} N_0(E) dE},$$

где  $R(E', E) \sim e^{\frac{(E-E')^2}{2\sigma^2}}$  — функция разрешения спектрометра;  $n$  — число ядер вещества в 1 см³.

\*  $\sigma$  и  $\sigma_0$  приведены в Приложении к статье.