

Р и с. 3. Угловые распределения дозы для плоского изотропного источника, находящегося на различных расстояниях от границы:

1 — 20 см; 2 — 40 см; 3 — 50 см; 4 — 100 см.

На рис. 2 представлены вычисленные и измеренные угловые распределения дозы. Экспериментальные точ-

Прохождение быстрых нейтронов через канал, частично пронизывающий защиту

Г. М. БОЗИН, С. Ф. ДЕГТЯРЕВ, Б. И. СИНИЦЫН,
В. В. ТАРАСОВ, В. К. ТИХОНОВ, С. Г. ЦЫПИН

УДК 621.039.58:539.125.5

В работе [1] проведены расчеты компонентов, обусловленных натеканием γ -излучения через торец и боковую стенку круглого прямого цилиндрического канала, частично пронизывающего защиту. В расчетах использовались экспериментальные данные по угловым распределениям интенсивности рассеянного γ -излучения в защите от плоского бесконечного мононаправленного источника.

Аналогичный способ может применяться и для расчета прохождения быстрых нейтронов через каналы, частично пронизывающие защиту. При этом используются данные по угловым распределениям быстрых нейтронов, выходящих из защиты в канал, если на переднюю плоскость защиты падает плоский бесконечный мононаправленный поток нейтронов спектра реактора [2—4]. Однако до настоящего времени не были опубликованы экспериментальные данные, подтверждающие правильность таких расчетов.

В данной работе измерялся поток быстрых нейтронов с энергией $E > 0,7$ Мэв внутри цилиндрического прямого канала диаметром 10 см в парафине, расположенного вплотную к защите из гидрида лития (рис. 1) при падающем на нее плоском бесконечном мононаправленном луче нейтронов спектра реактора. Спектр этого источника представлен в работе [3]. Таким образом, исследуемая геометрия соответствует случаю канала, частично пронизывающего водородсодержащую защиту. Измерения были выполнены при помощи сцинтилляционного счетчика с таблеткой ZnS(Ag)

ки нормированы к расчетным кривым при $d = 40$ см и $\theta = 15^\circ$.

На рис. 3 приведено рассчитанное угловое распределение дозы γ -излучения на границе полубесконечной среды из графита для плоского изотропного источника γ -излучения с энергией 4,43 Мэв, расположенного на различных расстояниях d от границы среды.

Расчеты углового распределения дозы в точке на поверхности полубесконечной среды, в которую проецируется точечный изотропный источник, расположенный внутри среды на глубине R_0 , показали, что, как и в случае более низких энергий источника, угловое распределение может быть описано выражением

$$J_{\theta}^T = \frac{J_0 e^{-\mu_0 R}}{4\pi R^2 \theta_c^T} (B_{\infty} - 1) e^{-\frac{\theta}{\theta_c^T}},$$

где характеристический угол $\theta_c^T = 12,5^\circ$ и с точностью до $\pm 1^\circ$ не зависит от R_0 .

Авторы выражают благодарность Ю. А. Казанскому за обсуждение постановки исследования и результатов измерения, а также А. Н. Николаеву за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 19/IV 1967 г.

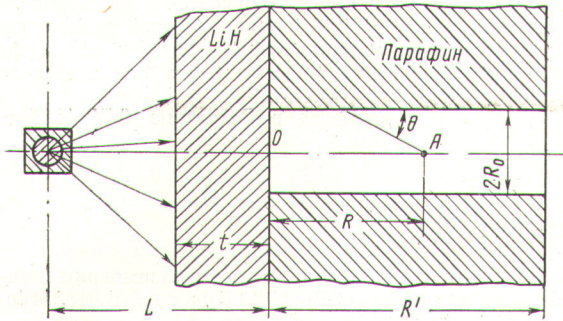
в смеси с плексигласом диаметром 4 и толщиной 0,4 см. Чувствительность этого детектора в зависимости от энергии приведена в работе [3]. В этой же работе отмечено, что эффективный энергетический порог такого детектора в водородсодержащей защите составляет $E_{\text{эфф. пор}} \approx 0,7$ Мэв. Результаты измерений потока быстрых нейтронов $\Phi(L+R)_{\text{эксп}}$ с энергией $E > 0,7$ Мэв в канале диаметром 10 см, частично пронизывающем защиту, показаны на рис. 2.

Для геометрии, приведенной на рис. 1, поток нейтронов с энергией $E > 0,7$ Мэв $\Phi(L+R)_{\text{расч}}$ в точке А на оси канала может быть представлен в виде суммы следующих компонентов:

1) потока $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)$, обусловленного натеканием излучения через торец канала; этот поток в свою очередь состоит из потока нерассеянного излучения, вышедшего из реактора и прошедшего через защиту — $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{нерас}}$, и потока рассеянного в защите излучения, попадающего в точку А через торец канала — $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}}$;

2) потока $\Phi_{\text{ал.нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}}$, обусловленного отражением (альbedo) рассеянного излучения компонента $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}}$ от боковых стенок канала;

3) потока $\Phi_{\text{нат}}^{\text{бок}}(L+R)$, обусловленного натеканием излучения через боковые стенки канала; для моно-



Р и с. 1. Схема эксперимента.

направленного источника этот компонент обусловлен только излучением, рассеянным в защите;

4) потока $\Phi_{ал.нат}^{бок}(L+R)$, обусловленного отражением излучения $\Phi_{нат}^{бок}(L+R)$ от боковых стенок канала.

Расчет компонента $\Phi_{нат}^{тор}(L+R)_{расч}$ выполнен по формулам работ [1, 5].

Согласно работе [5] для любой точки на оси канала можно записать уравнение

$$\frac{\Phi_{нат}^{тор}(L+R)_{расч}}{\Phi_{нат}^{тор}(L)_{расч}} = \frac{B(t, L+R)}{B(t, L)} \left(\frac{L}{L+R} \right)^2, \quad (1)$$

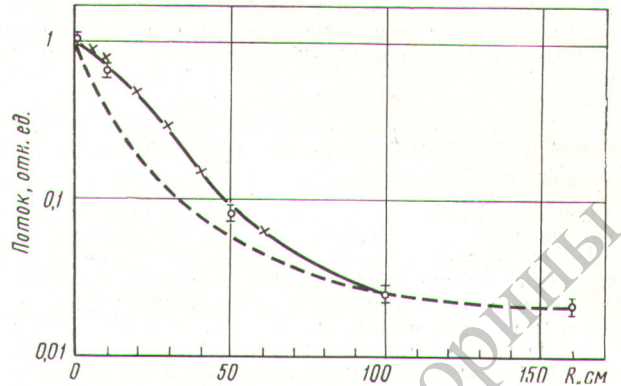
где $B(t, L)$ — обычный фактор накопления быстрых нейтронов с энергией $E > 0,7$ Мэв в гидриде лития толщиной t для бесконечной геометрии * в точке O защиты (см. рис. 1) для плоского бесконечного мононаправленного пучка нейтронов спектра реактора [6]; $B(t, L+R)$ — фактор накопления быстрых нейтронов с энергией $E > 0,7$ Мэв, определенный на расстоянии R от защиты из LiH [5, 7]; L — расстояние от центра реактора до конца защиты. Отношение этих факторов накопления $\frac{B(t, L+R)}{B(t, L)}$ в формуле (1) может

быть найдено по формуле (6) работы [5], справедливой для случая $R_0 \ll L$, поскольку $R_0 = 5$ см, а $L = 360$ см. В формулу входят значения величин $B(t, L)$ и экспоненциального коэффициента θ_0 для углового распределения быстрых нейтронов, выходящих из гидрида лития. По данным работ [6, 3] эти величины были взяты равными $B(t, L) = 27$ и $\theta_0 = 28^\circ$ для соответствующей толщины LiH **.

На рис. 2 приведена рассчитанная по формуле (1) кривая ослабления компонента $\Phi_{нат}^{тор}(L+R)$ в зависимости от R . Как следует из рисунка, экспериментально полученная зависимость полного потока $\Phi(L+R)$ быстрых нейтронов от расстояния R совпадает с расчетной $\Phi_{нат}^{тор}(L+R)_{расч}$ в точках $R = 0$ и

* Допускается, что возмущением, вносимым в точку O каналом (начало цилиндрического канала) и другой средой (парафином), можно пренебречь.

** Считается, что θ_0 не зависит от толщины защиты [3].



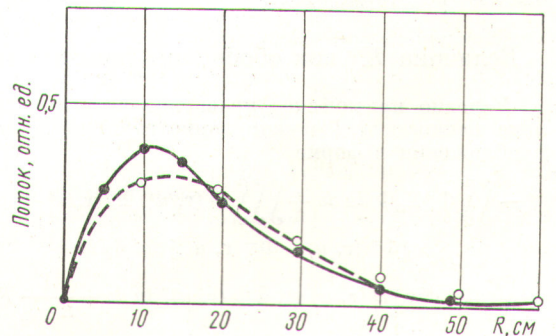
Р и с. 2. Зависимость потока быстрых нейтронов от расстояния R :

— — — компонент натекания через торец канала (расчет); \circ — полный поток в канале (эксперимент); \times — сумма расчетных компонентов натекания через торец канала и боковые стенки.

$R/R_0 \gg 1$ ($R/R_0 = 20$) и отличается максимально в два раза в области расстояний $2 \leq R/R_0 \leq 4$. Разность этих значений кривых, показанная на рис. 3, и есть как раз сумма величин $\Phi^{\Sigma}(L+R) = \Phi_{нат}^{бок}(L+R) + \Phi_{ал.нат}^{тор}(L+R) + \Phi_{ал.нат}^{бок}(L+R)$.

Оценка компонента $\Phi_{нат}^{бок}(L+R)$ на оси канала выполнена так же, как в работе [1]. При этом предполагалось, что для углов $\theta > \pi/2$ рассеянное излучение отсутствует.

На рис. 3 изображена также расчетная зависимость компонента $\Phi_{нат}^{бок}(L+R)_{расч}$ от R . Как видно из рисунка, существует удовлетворительное согласие расчетных значений $\Phi_{нат}^{бок}(L+R)_{расч}$ с суммой компонентов $\Phi^{\Sigma}(L+R)$ в пределах ошибок (расчет $\sim 10\%$ и эксперимент 5–15%) и как бы «не остается места» для компонентов $\Phi_{ал.нат}^{тор}(L+R) + \Phi_{ал.нат}^{бок}(L+R)$. Действительно, их оценки с использованием данных



Р и с. 3. Зависимость компонента натекания потока быстрых нейтронов через боковые стенки канала от расстояния R :

\bullet — расчет; \circ — разность между экспериментальным полным потоком и расчетным компонентом натекания через торец канала.

по угловым энергетическим альбедам нейтронов различных энергий от воды показали, что эти компоненты составляют не более 10—15% от компонента потока $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)$ в канале.

На рис. 2 приведены также результаты вычисления суммы расчетных компонентов потоков быстрых нейтронов $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{расч}} + \Phi_{\text{нат}}^{\text{бок}}(L+R)_{\text{расч}}$. Как видно из рис. 2, эти данные в пределах ошибок хорошо согласуются с экспериментальными данными для полного потока быстрых нейтронов $\Phi(L+R)_{\text{эксп}}$, причем на расстоянии ~80—100 см компонентом натекания сбоку можно пренебречь. Это важно при выборе нейтронных коллиматоров.

В некоторых случаях при измерениях детектором быстрых нейтронов, расположенным в коллиматоре, важно знать соотношение между компонентами $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}}$ и $\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{нерас}}$ (например, при измерениях угловых распределений быстрых нейтронов, выходящих из защит под углом $\theta \approx 0$).

Используя результаты работы [7], можно получить

$$\Phi_{\text{нат}}^{\text{тор}}(L+R)_{\text{рас}} = B(t, L+R) - 1 = \frac{[B(t, L) - 1]}{2} \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{\theta_0^2}\right)}{1 - \frac{1}{\theta_0} e^{-\frac{\pi}{2\theta_0}}} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left(1 + \frac{R}{L}\right), \quad (2)$$

Интегральный метод абсолютных измерений некоторых характеристик ядерных реакторов

А. И. МОГИЛЬНЕР

УДК 621.039.55:621.039.51

В работе [1] показано, что для критического реактора характерно определенное интегральное соотношение для статистических весов составляющих реактор материалов. В настоящей работе соответствующая теорема обобщается на произвольный реактор, выясняются свойства введенной константы K^+ и намечаются некоторые экспериментальные приложения.

Величина K^+ как обобщение понятия K_∞

Условно критическое уравнение реактора как баланс ценности [2] можно записать в диффузионном приближении в форме

$$-\iint \Phi^+ \Sigma_a \Phi \, du \, dv + \iiint \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}') \Sigma_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}' \rightarrow \mathbf{u}) \times \\ \times [\Phi^+(\mathbf{r}, \mathbf{u}) - \Phi^+(\mathbf{r}, \mathbf{u}')] \, du' \, du \, dv + \\ + \iint \Phi^+ \text{div} [D(\mathbf{r}, \mathbf{u}) \text{grad} \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{u})] \, du \, dv + \frac{1}{K_{\text{эфф}}} F = 0, \quad (1)$$

где

$$F = \iiint \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}') \Sigma_f(\mathbf{r}, \mathbf{u}') \nu(\mathbf{u}') \chi(\mathbf{u}', \mathbf{u}) \times \\ \times \Phi^+(\mathbf{r}, \mathbf{u}) \, du' \, du \, dv \quad (2)$$

т. е. рассеянный компонент излучения в коллиматоре убывает как $(R_0/R)^2$, что позволяет при достаточно малых отношениях радиуса коллиматора к его длине сделать вклад рассеянного компонента очень малым.

Поступило в Редакцию 6/V 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Павлов. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 3. Под ред. В. И. Иванова. М., Атомиздат, 1964, стр. 89.
2. R. Henry, L. Moorey, J. Stoks. *ANS Trans.*, 7, 40 (1964).
3. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 392 (1966).
4. С. Ф. Дегтярев, В. И. Кухтевич, С. Г. Цыпин. «Бюллетень Информационного центра по ядерным данным». Вып. 3. М., Атомиздат, 1966, стр. 533.
5. С. Ф. Дегтярев и др. «Атомная энергия», 21, 395 (1966).
6. Г. М. Бозин и др. «Атомная энергия», 21, 394 (1966).
7. Ю. А. Казанский, В. И. Кухтевич, С. Г. Цыпин. «Бюллетень Информационного центра по ядерным данным». Вып. 2. М., Атомиздат, 1963, стр. 305.

— ценность нейтронов деления, ежесекундно генерируемых в условно стационарном реакторе.

В уравнении (1) и ниже для упрощения запаздывающие нейтроны не показаны.

В соответствии с уравнением (1) эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{\text{эфф}}$ можно представить в виде

$$\frac{1}{K_{\text{эфф}}} = \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \Sigma_a \Phi \, du \, dv - \\ - \frac{1}{F} \iint \iint \Phi \Sigma_s \Delta \Phi^+ \, du' \, du \, dv - \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \text{div} \times \\ \times (D \text{grad} \Phi) \, du \, dv = \frac{1}{K^+} - \\ - \frac{1}{F} \iint \Phi^+ \text{div} (D \text{grad} \Phi) \, du \, dv \quad (3) \\ [\Delta \Phi^+ \equiv \Phi^+(\mathbf{r}, \mathbf{u}) - \Phi^+(\mathbf{r}, \mathbf{u}')].$$

Отношение

$$-\frac{1}{F} \iint \Phi^+ \text{div} (D \text{grad} \Phi) \, du \, dv = \frac{1}{F} \iint D \nabla \Phi \nabla \Phi^+ \, du \, dv \quad (4)$$

в соответствии с его физическим смыслом назовем вероятностью потери ценности за счет утечки (переноса)