

тра вторичных нуклонов. Расчеты дали следующие величины дозовых весов вторичных нуклонов: для протонов в интервале 60—660 Мэв — $9,7 \cdot 10^{-8}$ бэр/протон, для нейтронов в интервале 60—660 Мэв — $8,0 \cdot 10^{-8}$ бэр/нейтрон, для нейтронов в интервале 0,9—60 Мэв — $2,4 \cdot 10^{-8}$ бэр/нейтрон.

При вычислениях дозы было принято, что внутри интервала 60—660 Мэв число протонов и нейтронов для титана одинаково.

Вклад в дозу нейтронов с энергиями, меньшими 0,9 Мэв, которые непосредственно не измерялись в данной работе, был рассчитан на основании данных работы [1]. Вычисления дали величину отношения дозы всех нейтронов с энергией меньше 60 Мэв к дозе нейтронов в интервале 0,9—60 Мэв, равную 1,25.

Среднетканевая доза за защитой равна $(5,6 \pm 1,0) \times 10^{-8}$ бэр/протон/см², а максимальная — $(13 \pm 2,5) \cdot 10^{-8}$ бэр/протон/см².

В заключение авторы выражают благодарность В. П. Дзелепову за поддержку в работе.

Поступило в Редакцию 14/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, В. И. Регушевский. «Атомная энергия», 20, 132 (1966).
2. Ф. П. Денисов и др. «Ядерная физика», 1, 329 (1965).
3. В. А. Коньшин, Е. С. Матусевич, С. С. Прохоров. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Вып. 2. М., Атомиздат, 1966, стр. 226.
4. Л. С. Ажгирей и др. ЖЭТФ, 36, 1631 (1959).
5. W. Hess, V. Moyer. Phys. Rev., 101, 337 (1956).
6. C. Zerby, W. Kinny. Nucl. Instrum. and Methods, 36, 125 (1965).
7. J. Neufeld et al. Health Phys., 12, 227 (1966).
8. М. И. Шальнов. Тканевая доза нейтронов. М., Атомиздат, 1960.

Угловые распределения доз γ -излучения за графитом от источника с начальной энергией 4,45 Мэв

В. Г. ЗОЛОТУХИН, Б. А. ЕФИМЕНКО, Е. С. МАТУСЕВИЧ, С. С. ОМАРОВ

УДК 539.122: 539.121.72

При помощи изотропного дозового сцинтилляционного детектора γ -излучения с дискриминацией нейтронов по времени высвечивания были измерены угловые распределения дозы γ -излучения, выходящего из блока графита, внутри которого располагался $Po - \alpha - Be$ источник. Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Неупругое рассеяние нейтронов в графите приводило к появлению γ -квантов с той же энергией 4,43 Мэв, что и у γ -квантов, испускаемых источником. Гамма-кванты неупругого рассеяния по числу составляли около 30% от γ -квантов источника, а их пространственное распределение определяется геометрией и транспортной длиной, равной 13 см. Кроме того, из источника

излучается $\sim 0,3$ γ -кванта с энергией 0,803 Мэв на один γ -квант с энергией 4,43 Мэв. Оценки показали, что вклад мягких γ -квантов в дозу за защитой не превышает 7; 4,5 и 3% от полной величины дозы для d , равных 20; 40 и 50 см соответственно. Экспериментальные оценки показали, что можно пренебречь также вкладом γ -излучения, сопровождающего захват нейтронов в графите.

Расчет проводился модифицированным методом Монте-Карло, известным как метод локального вычисления потока*.

* В. Г. Золотухин, С. М. Ермаков. В сб. «Вопросы физики защиты реакторов». Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Госатомиздат, 1963, стр. 171.

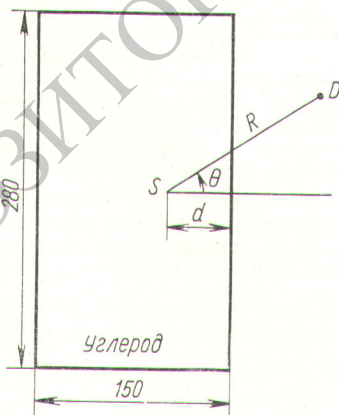


Рис. 1. Геометрия эксперимента (вид сверху):

S — источник; D — детектор; значения R и d изменялись одновременно.

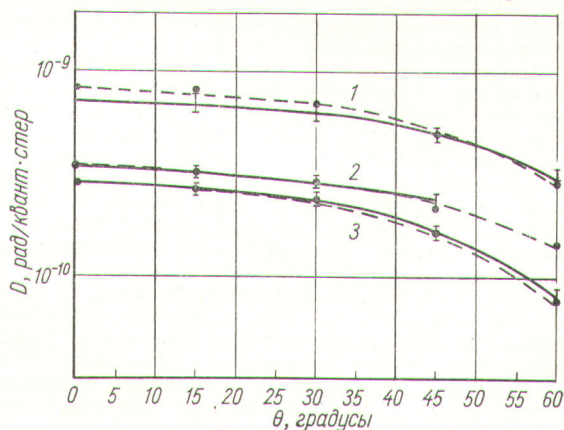


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных угловых распределений доз:

— — эксперимент, — — — — расчет; 1 — R = 120 см, d = 20 см; 2 — R = 140 см, d = 40 см; 3 — R = 150 см, d = 50 см.

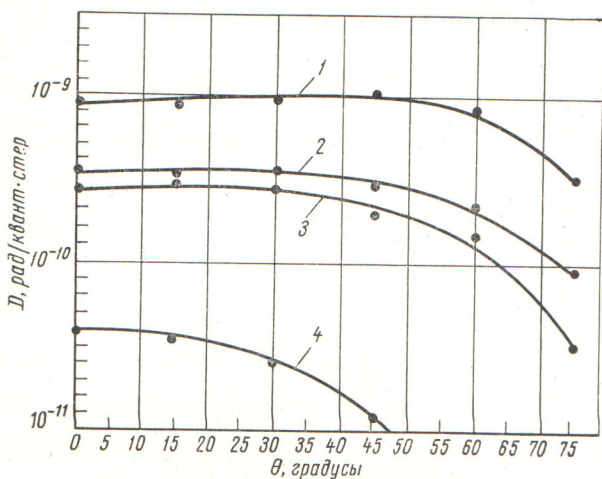


Рис. 3. Угловые распределения дозы для плоского изотропного источника, находящегося на различных расстояниях от границы:

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

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 пучке 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 $\sim \pm 1^\circ$ 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.

УДК 621.039.58:539.125.5

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 $\Phi(L+R)_{\text{расп}}$ 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 (альбедо) 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-