

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ γ -ЛУЧЕЙ И ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ НЕЙТРОНОВ В ГРАФИТОВОЙ КОЛОННЕ РЕАКТОРА РФТ

*В. С. Березин, Л. В. Грошев, В. С. Дикарев, М. Б. Егиазаров,
Е. Н. Королев, В. Г. Мадеев, Ю. Г. Николаев*

Измерено пространственное распределение потоков нейтронов различных энергий и γ -лучей в графитовой тепловой колонне реактора РФТ. Потоки тепловых, резонансных и быстрых нейтронов измерялись методом активации индикаторов. Спад интенсивности γ -излучения определялся малыми конденсаторными ионизационными камерами. В интервале расстояний от 80 до 160 см потоки резонансных и быстрых нейтронов спадают приблизительно экспоненциально с длиной релаксации ~ 13 см и 15,7 см соответственно. На больших расстояниях устанавливается равновесие между потоками быстрых и резонансных нейтронов. Поток замедляющихся нейтронов в этой области убывает экспоненциально с длиной релаксации 18,2 см, определяемой проникающим компонентом быстрых нейтронов энергии около 6,6 Мэв. Интенсивность γ -излучения в графитовой колонне спадает по закону, близкому к экспоненциальному, с коэффициентом ослабления $\mu = 3,78 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Теоретические расчеты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Весной 1953 г. проводились эксперименты по измерению пространственного распределения нейтронов различных энергий и γ -излучения в графитовой тепловой колонне физико-технического реактора (РФТ) [1]. Необходимость этих измерений для разумной эксплуатации колонны вполне очевидна. Кроме практического значения, полученные результаты опытов представляют также научный интерес, поскольку они являются экспериментальным материалом для проверки выводов теории и расчетов пространственного распределения γ -лучей и замедляющихся нейтронов.

Эксперимент

Графитовая тепловая колонна физико-технического реактора имеет поперечное квадратное сечение $100 \times 100 \text{ см}^2$, длину около 200 см. От активной зоны аппарата она отделена графитовым отражателем толщиной 80 см и воздушным зазором 45 см, а с боковых сторон окружена бетоном. Вдоль оси

колонны проходит сквозной экспериментальный канал, который заполнялся графитовыми стержнями. Графитовые стержни имели полости, в которых облучались индикаторы.

Ход плотности тепловых нейтронов в графите измерялся диспрозиевым индикатором. В качестве индикаторов резонансных нейтронов использовались индий ($E_0 = 1,44 \text{ эв}$), золото ($E_0 = 4,9 \text{ эв}$) и йод ($E_0 \approx 20 \div 50 \text{ эв}$), окруженные кадмием. Поток быстрых нейтронов измерялся по активации фосфора и алюминия (реакция (n, p) с эффективными порогом примерно 1,5 Мэв и 2,5 Мэв соответственно). При облучении детекторы быстрых нейтронов для снижения фона от (n, γ) -реакции окружались борно-кадмиевыми экранами.

Для снижения фона от космической радиации регистрация активности детекторов производилась β -установкой со схемой антисовпадений. Период полураспада измеряемой активности во всех опытах проверялся по кривой распада.

Спад интенсивности γ -излучения по оси тепловой колонны измерялся малыми иони-

зационными конденсаторными γ -камерами из графита. Ионизационные камеры заключались в литиевые экраны, чтобы исключить эффект от тепловых нейтронов в результате реакции (n, p) на азоте воздуха, находящегося в ионизационном объеме камеры. Вкладом от быстрых нейтронов в измеряемый эффект при том соотношении потоков γ -лучей и быстрых нейтронов, которое имелось в тепловой колонне, можно было пренебречь.

Измерения проводились при установившемся режиме реактора, мощность которого поддерживалась на заданном уровне с точностью до 1%.

Результаты измерений

Результаты измерений пространственного распределения потоков нейтронов различных энергий в графитовой среде изображены в полулогарифмическом масштабе на рис. 1,

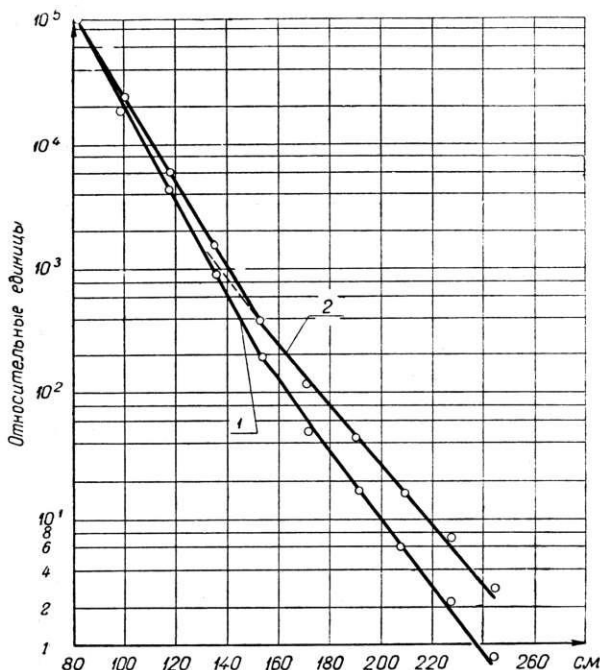


Рис. 1. Пространственное распределение потока резонансных нейтронов в графитовой колонне (индий, $E_0 = 1,44$ эв).

1 — результаты измерений; 2 — результаты измерений, умноженные на квадрат расстояния от центра активной зоны до детектора.

2 и 3. По оси ординат отложены потоки нейтронов в относительных единицах, а по оси абсцисс — толщина графита в сантиметрах, включая толщину графитового отражателя

(80 см). На этих рисунках кривые 1 — непосредственно измеренные распределения нейтронов по оси графитовой тепловой колонны. Кривые 2 получены путем умножения измеренных значений потоков нейтронов (кривые 1) на квадрат расстояния от точки

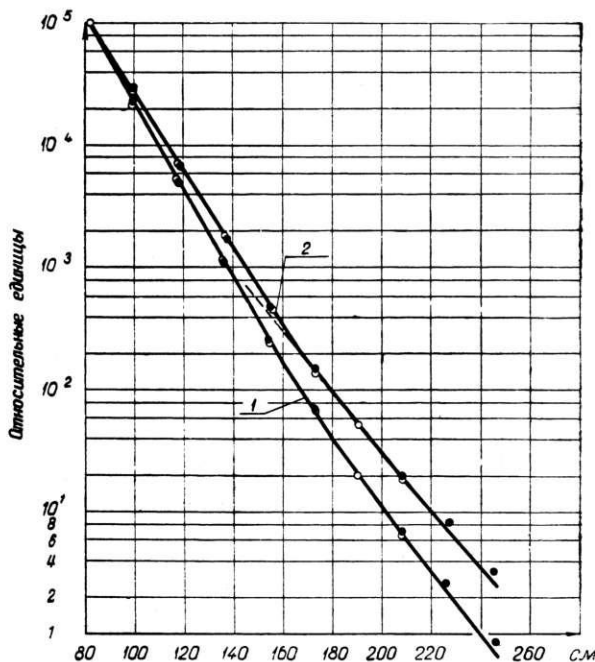


Рис. 2. Пространственное распределение потока резонансных нейтронов в графитовой колонне.

○ — золото, $E_0 = 4,9$ эв; ● — иод, $E_0 = 20 \div 50$ эв.

измерения до центра активной зоны. Эти кривые 2, по-видимому, соответствуют распределению нейтронов от плоского источника, т. е. сюда не входит геометрический фактор ослабления за счет удаления от источника нейтронов.

Средняя квадратичная ошибка измерений не превышает 4%. В пределах ошибки эксперимента кривые ослабления потоков резонансных нейтронов, измеренные золотыми и иодными индикаторами, совпадают, а потому на графике изображены одной кривой. Подобное же совпадение имеет место и для пространственного распределения быстрых нейтронов, измеренных фосфорным и алюминиевым индикаторами.

Как видно из графиков, спад потока нейтронов в начале тепловой колонны идет гораздо круче, чем в конце ее. Заметное изменение наклона кривых ослабления потоков

нейтронов происходит примерно на расстоянии 160—180 см. Приблизительно можно считать, что до толщины графита 160 см потоки резонансных нейтронов с энергией 1,44 эв (индий) выше, чем с энергией 4,9 эв (золото, йод), и что потоки резонансных и быстрых нейтронов спадают экспоненциально с длиной релаксации $13,0 \pm 0,1$; $13,6 \pm 0,2$ и $15,7 \pm 0,2$ см соответственно. Далее, с расстояния 180 см, поток резонансных нейтронов ослабляется с длиной релаксации около

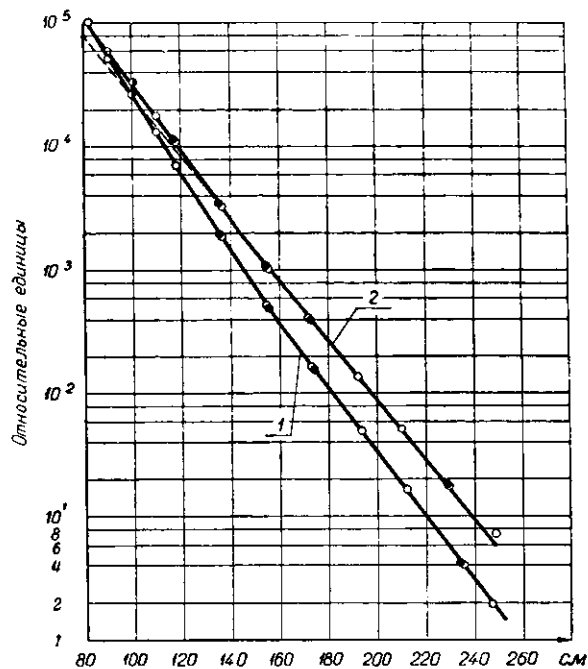


Рис. 3. Пространственное распределение потока быстрых нейтронов в графитовой колонне.

○ — алюминий, $E_{эфф} \approx 2,5$ Мэв; ● — фосфор, $E_{эфф} \approx 1,5$ Мэв.

19 см, а поток быстрых нейтронов — с длиной релаксации, равной $18,2 \pm 0,3$ см. Длины релаксации для нейтронов различных энергий находились по наклону кривых 2.

Данные по измерению хода плотности тепловых нейтронов изображены на рис. 4. Ход кривой с хорошей точностью описывается экспонентой с длиной релаксации $L = 21,6 \pm 0,1$ см. Вследствие наличия краевого эффекта крайние точки не ложатся на прямую.

На рис. 5 представлена в полулогарифмическом масштабе кривая спада дозы γ -излучения в графитовой колонне в относитель-

ных единицах. Средняя квадратичная ошибка измерений составляет 3%. Кривую спада

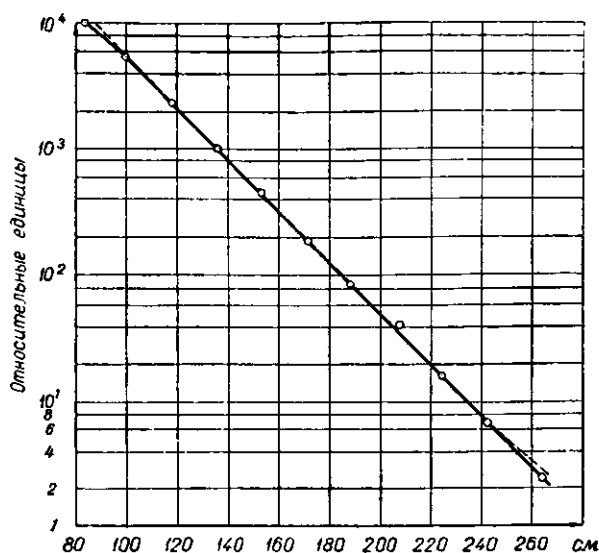


Рис. 4. Пространственное распределение плотности тепловых нейтронов в графитовой колонне РФТ.

интенсивности γ -излучения можно аппроксимировать двумя отрезками прямых, характеризующимися коэффициентами ослабления

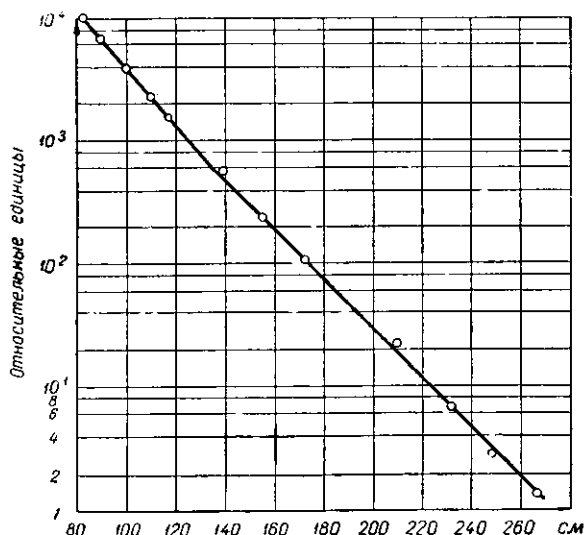


Рис. 5. Пространственное распределение интенсивности дозы γ -лучей в графитовой колонне РФТ.

$\mu = 5,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ (до глубины около 120 см) и $\mu = (4,6 \pm 0,04) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ (на глубинах свыше 140 см).

Обсуждение результатов

С. И. Дроздовым [3] дано приближенное обобщение расчета Вика [2], которое позволяет рассмотреть асимптотическое распределение плотности замедляющихся нейтронов от немонохроматического источника.

Согласно работе [3] поток замедляющихся нейтронов в асимптотической области для случая плоского изотропного немонохроматического источника определяется выражением

$$v \cdot n(z, E) \approx \frac{\omega(E) \cdot l(E)}{2} \cdot \frac{e^{-z/l(E)}}{z} + \\ + \frac{l(E)}{E} \sum_i g_i \cdot Q_i \left(\frac{E_i}{E} \right)^{\eta_i} \cdot \left(\frac{z}{l(E_i)} \right)^{1-\rho_i} \cdot e^{-z/l(E_i)}. \quad (1)$$

Здесь $\omega(E)$ — спектр нейтронов источника,

а $g_i = \int_{E_i-1}^{E_i} \omega(E) dE$; Q_i , ρ_i и η_i — коэффициенты, зависящие от сечения рассеяния замедляющей среды при энергии нейтронов в источнике E_i . Это выражение получено при некоторых упрощающих предположениях. В частности, не учитывался захват и неупругое рассеяние нейтронов в замедляющей среде, а длина свободного пробега нейтронов $l(E)$ предполагалась монотонно убывающей с уменьшением энергии.

Первый член выражения (1) представляет собой поток нерассеявшихся (первичных) нейтронов, второй член дает поток нейтронов, замедлившихся до любой энергии E . Первым членом на расстояниях, далеких от источника, можно пренебречь.

При очень больших z вследствие сильной экспоненциальной зависимости $e^{-z/l(E_i)}$ под знаком суммы в выражении (1) остается только один член, соответствующий максимальной длине рассеяния $l(E_i) = l_{\max}$, т. е. в асимптотической области пространственное и энергетическое распределение замедляющихся нейтронов определяется той энергией $E_i = E_R$, которой соответствует максимальная длина рассеяния $l(E_i) = l_{\max}$.

Характер спада экспериментальных кривых на больших расстояниях (> 180 см) дает основание предполагать, что в этой области резонансные нейтроны образуются проникающими быстрыми нейтронами; поток резонансных нейтронов находится в равновесии с потоком быстрых нейтронов, и пространственное распределение последних оп-

ределяет пространственное распределение резонансных нейтронов.

Пунктирная кривая на рис. 1, 2 и 3 соответствует теоретическому распределению потоков нейтронов с энергией 1,44 эв, 4,9 эв и 2 Мэв. Экспериментальные и теоретические данные совмещены в точке $z = 190$ см. Теоретический расчет сделан по формуле (1) для бесконечной графитовой среды с плоским источником нейтронов, спектр нейтронов которого соответствует спектру нейтронов деления. Параметры, входящие в выражение (1), вычислялись по расчетным формулам, приведенным в [3].

Истинное сечение рассеяния нейтронов в графите приближенно аппроксимировалось функцией

$$\sigma_s(E) = \frac{1}{Nl(E)},$$

где $N = 0,835 \cdot 10^{23}$ ядер/см³ — средняя ядерная плотность графита, а длина рассеяния задавалась монотонной функцией. Существенным в ходе истинного сечения рассеяния от энергии является наличие минимума при энергии около 6,6 Мэв, где $\sigma_s(E) \approx 0,62 \times 10^{-24}$ см² [4]. При этом значении энергии длина рассеяния достигает своего максимального значения, равного 19,2 см.

Значения сечения рассеяния при энергии, большей 6,6 Мэв, не рассматривались, так как, во-первых, спектр источника резко спадает при $E > 6,6$ Мэв и, во-вторых, рост истинного сечения рассеяния при $E > 6,6$ Мэв приводит к тому, что плотность нейтронов этой энергии вдали от источника относительно мала.

В интервале расстояний 180—240 см расчетные длины релаксации резонансных и быстрых нейтронов равны 18 см, что хорошо согласуется с экспериментальной величиной, полученной для быстрых нейтронов. Однако расчетные значения несколько меньше длины релаксации ведущей компоненты быстрых нейтронов, определяемой минимумом в сечении рассеяния углерода. Это указывает на то, что на этих расстояниях предэкспоненциальный множитель играет заметную роль в пространственном распределении нейтронов.

Таким образом, результаты экспериментов в основном подтверждают выводы теории. Некоторые расхождения, имеющиеся между экспериментальными и теоретическими дан-

ными на расстояниях 80—160 см, являются результатом приближений, принятых в теории и особенно при расчетах.

Следует отметить, что результаты аналогичной работы Д. Юза [5] находятся в согласии с результатами наших экспериментов.

Закон ослабления интенсивности γ -излучения со спектральным распределением $w(E) \cdot dE$ выражается интегралом

$$I(x) = \int w(E) \cdot f(x, E) \cdot e^{-\mu(E) \cdot x} \cdot dE,$$

где $I(x)$ —интенсивность γ -излучения на глубине x ; $\mu(E)$ —коэффициент ослабления γ -квантов с энергией E в рассеивающей среде; $f(x, E)$ —некоторая функция расстояния x и энергии γ -кванта.

Экспонента $e^{-\mu(E) \cdot x}$ зависит от толщины x сильнее, чем предэкспоненциальный множитель $f(x, E)$. Поэтому на достаточно большой глубине наименее проникающие компоненты γ -излучения поглотятся в веществе и спад интенсивности излучения будет определяться в основном экспонентой с коэффициентом ослабления $\mu(E) \approx \mu_{\min}$, соответствующим наиболее проникающей γ -компоненте спектра.

Эти заключения теории подтверждаются экспериментом. Начальный участок кривой

ослабления интенсивности γ -излучения (рис. 5) соответствует поглощению мягкой части γ -излучения, идущего из активной зоны реактора. На больших глубинах (свыше 140 см) наступает равновесие между первичным и рассеянным излучением и спад интенсивности следует ослаблению наиболее проникающей части γ -излучения. На этом участие коэффициента ослабления с учетом сферической геометрии опыта равен $\mu = (3,78 \pm 0,04) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

Как показали измерения на магнитном спектрометре [6], наиболее интенсивными в спектре γ -излучения, возникающего при захвате нейтронов в конструкционных материалах реактора РФТ и графитовой колонны, являются линия железа энергии 7,63 Мэв и линия углерода энергии 4,95 Мэв. Расчетные значения коэффициентов поглощения для этих линий в графите с ядерной плотностью $N = 0,835 \cdot 10^{23} \text{ ядер/см}^3$ соответственно равны $\mu = 3,62 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ и $\mu = 4,47 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ [7]. Обе линии имеют коэффициент ослабления в графите, близкий к измеренному на опыте.

Поступила в редакцию 17 V 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. К р у ж и л и н, Реакторостроение и теория реакторов (Доклады советских ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Изд. АН СССР, 1955, стр. 49.
2. G. C. W i c k, Phys. Rev. 75, 738 (1949).
3. С. И. Д р о з д о в, Отчет АН СССР, 1953 г.
4. D. J. H u g h e s, J. A. H a r v e y, Neutron cross sections. Brookhaven National Laboratory. N. Y., 1955.
5. D. J. H u g h e s, Nucl. 2, 30—35 (1953).
6. U. F a n o, Nucl. 8, 8—12 (1953); 9, 55—61 (1953).
7. Л. В. Г р о ш е в, Б. П. А д ь я с е в и ч, А. М. Д е м и д о в, Физические исследования (Доклады советских ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Изд. АН СССР, 1955, стр. 252.