

кольку для энергий, при которых проводились опыты, рассеяние α -частиц на серебре является резерфордским [3], это распределение «привязывалось» на больших углах и результаты вычитались из суммарного числа следов α -частиц, рассеянных на серебре и боре на малые углы. Угловое распределение α -частиц, упруго рассеянных на B^{10} , показано на рис. 3.

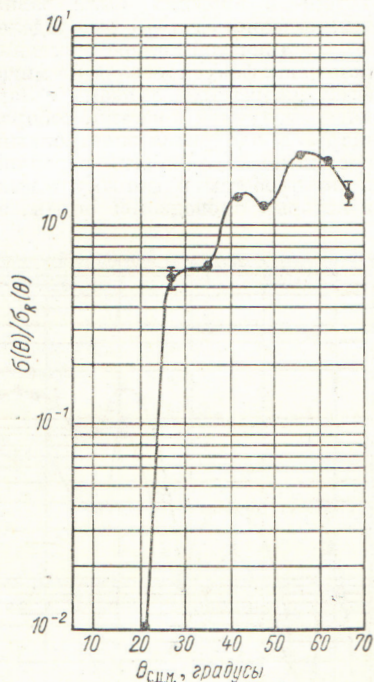


Рис. 3. Угловое распределение α -частиц, упруго рассеянных на B^{10} .

Единственной величиной, определяемой из угловых распределений упруго рассеянных α -частиц без детального анализа по оптической модели, является радиус взаимодействия R . Он вычисляется по формуле для рассеяния на прямоугольном потенциале в борнов-

ском приближении при совмещении минимумов с нулями функции $I_1 [Rk 2 \sin(\theta/2)]$ или проще по формуле $R = \pi / [2k \Delta(\sin\theta/2)]$, где I_1 — функция Бесселя первого порядка; k — волновой вектор α -частицы; $\Delta(\sin\theta/2)$ — среднее расстояние между соседними максимумами или минимумами. Это уравнение для случаев, когда величина $\Delta(\sin\theta/2)$ постоянна для различных соседних максимумов (минимумов), дает обоснованную величину радиуса взаимодействия. Для α -частиц с энергией 13,55 и 14,66 Мэв, рассеянных на естественном боре, эта величина для соседних максимумов (минимумов) не является постоянной. Для мишени, обогащенной B^{10} , значение R , найденное по трем минимумам, равно $4,8 \times 10^{-13}$ см. Переменное значение R для естественного бора можно объяснить присутствием двух изотопов B^{10} и B^{11} , которые в естественном боре содержатся в отношении 1 : 4. Несмотря на то что B^{10} всего только 20%, рассеяние на нем вносит заметный вклад в дифференциальные поперечные сечения (см. рис. 3). Значение R , полученное для B^{10} , меньше вычисленного по формуле $R_1 = (1,5 A^{1/3} + 2,0) \cdot 10^{-13}$ см [4], но больше вычисленного по формуле $R_2 = (1,27 A^{1/3} + 1,6) \cdot 10^{-13}$ см и принятого в работе [5].

Угловые распределения $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ для бора являются распределениями с чередованием минимумов и максимумов, предсказываемыми оптической моделью. Из сравнения угловых распределений для бора с угловыми распределениями для других ядер [1] можно сделать вывод, что форма угловых распределений и их изменение с энергией в общем следуют закономерностям угловых распределений, приведенным выше.

Поступило в Редакцию 9/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Eisberg, C. Porter. Rev. Mod. Phys., 33, 190 (1961).
2. G. Igo. Phys. Rev., 115, 1665 (1959).
3. С. В. Стародубцев, Б. И. Хрущев. «Иzv. АН УзССР. Сер. физ.-матем. наук», № 5, 85 (1962).
4. L. Seidlitz, E. Bleulers, D. Tendam. Phys. Rev., 110, 682 (1958).
5. G. Igo, H. Wegner, R. Eisberg. Phys. Rev., 101, 1508 (1956).

УДК 621.039.538:539.171.4

Изучение прохождения нейтронов через углерод и железо-углеродную смесь

В. К. Даруга, И. И. Лазуткин, А. Н. Николаев,
В. К. Сахаров, Б. И. Силицын, С. Г. Цыпин

Конструирование защиты от излучений — важная задача при проектировании ядерных реакторов. Для большинства защитных материалов теоретический расчет затруднен, так как нет полной и детальной информации о сечениях взаимодействия нейтронов с веществом. Известные данные о прохождении нейтронов в углероде, как теоретические [1, 2], так и экспериментальные [3, 4–6], получены для малых толщин и противоречивы. В настоящей работе рассмотрено пространственное распределение нейтронов различных энергий

при прохождении через слои углерода толщиной от 10 до 130–150 см. Изучалось также прохождение нейтронов через железо-углеродную смесь. Она относительно дешева, достаточно эффективна в качестве защиты от γ -излучения и нейтронов, обладает хорошей теплоустойчивостью и может найти широкое применение при проектировании защит ядерных реакторов. Смесь представляет собой чередование углеродных и железных слоев. Железо составляет 37,4% объема смеси.

Таблица 1

Основные характеристики детекторов нейтронов

Детектор	Реакция	Эффективный порог для падающего спектра, Мэв	Материал	Размер, мм	
				высота	диаметр
Al ²⁷ S ³² Th ²³²	(n, α)Na ²⁴	~7	AB-000	20	35
	(n, p)P ³²	~3	х. ч.	6	35
	(n, f)	~2	х. ч.	100	40
Пропорциональный счетчик	(n-p)	~0,5*	Подэтилен	40	18
Cu ⁶³	(n, γ)Cu ⁶⁴	—	х. ч.	1	35
In ¹¹⁵	(n, γ)In ¹¹⁶	—	х. ч.	0,02	40

* Энергетический порог.

Источником нейтронов в экспериментах являлся горизонтальный канал Б-2 реактора БР-5 [7—10]. Измерения проводились в условиях полубесконечной геометрии с дисковым мононаправленным источником. Пучок нейтронов из канала Б-2 диаметром 300 мм через середину передней стенки входил в стальной бак размерами 1380×1390×2170 мм, установленный на подвижной тележке. Энергетический спектр выходящих из канала нейтронов при $E > 3$ Мэв совпадает со спектром деления, а при меньших энергиях он существенно мягче последнего [11].

Для изучения прохождения нейтронов реактора через углерод в баке монтировалась призма из блоков графита высокой чистоты ($\rho = 1,67$ г/см³). В графитовых блоках, расположенных вдоль центральной оси источника, имелись вертикальные каналы диаметром 42 и глубиной 800 мм для помещения детекторов. Каналы, в которых не проводились измерения, заполнялись сплошными графитовыми пробками.

Для изучения защитных свойств железо-углеродной смеси между рядами графита толщиной 200 мм устанавливались железные плиты толщиной 120 мм, в которых вдоль оси источника также имелись вертикальные каналы для помещения детекторов. Использовалось железо марки Ст.-0 плотностью 7,86 г/см³. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Детекторы нейтронов устанавливались в каналах на различных

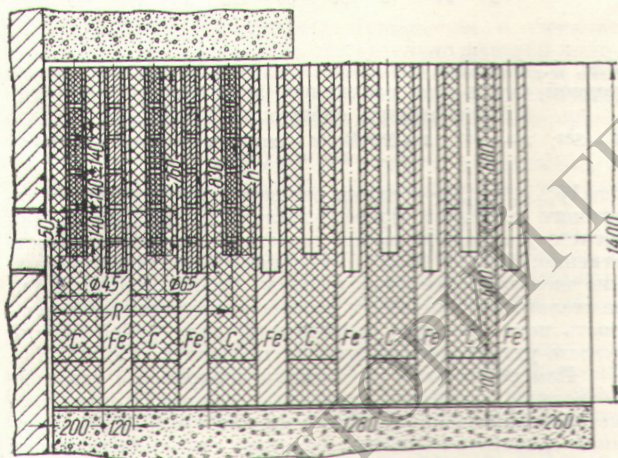


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (в тексте вместо R используется r).

расстояниях r и h от передней стенки бака и центральной оси источника соответственно. Точность установки детекторов в изучаемых средах составляла 2 мм по горизонтальному и вертикальному направлениям.

В качестве детекторов быстрых нейтронов использовались серные и алюминиевые пороговые индикаторы, ториевая камера деления, пропорциональный счетчик протонов отдачи. Детекторами тепловых и надтепловых нейтронов служили медные и индиевые резонансные индикаторы. Основные характеристики детекторов приведены в табл. 1.

Наведенная β -активность серных, медных и индиевых индикаторов определялась построением кривых распада, что дало возможность исключить влияние посторонних примесей в индикаторах. Влияние меди

в алюминиевых индикаторах аналогичным способом исключить нельзя, так как ее период полураспада близок к периоду полураспада Na²⁴. Поэтому активность алюминиевых индикаторов определялась по пику фотоэлектронов, создаваемых в кристалле NaJ(Tl) γ -излучением Na²⁴ с энергией 2,76 Мэв. Использовался однокристалльный сцинтилляционный спектрометр с размерами кристалла 40×50 мм.

По результатам экспериментов были построены зависимости активности индикаторов и скорости счета камеры и счетчика от высоты h точки измерения для различных расстояний r в углероде. Для получения необходимой информации и сравнения с результатами имеющихся работ экспериментальные данные были преобразованы к функции ослабления нейтронов бесконечного плоского мононаправленного источника по формуле [10, 12]

$$G_{\text{пл. } \infty}(r) = C \int_0^{\infty} G_{\text{д. м}}(r, h) h dh, \quad (1)$$

где $G_{\text{д. м}}(r, h)$ — распределение нейтронов по r и h от дискового мононаправленного источника; C — постоянная. Результаты преобразований представлены на рис. 2 и в табл. 2.

В работе [10] показано, что функция ослабления нейтронов бесконечного плоского мононаправленного источника эквивалентна функции ослабления точечного изотропного источника при умножении на квадрат расстояния источника — детектор. Это позволило сравнить полученные длины релаксации с длинами, рассчитанными по данным работы [1] для толщин углерода до 70 см. С точностью до ошибок эксперимента и расчета они хорошо совпадают (см. табл. 2).

Найдены распределения нейтронов реактора по r и h от дискового мононаправленного источника в железо-углеродной смеси с помощью различных детекторов. По формуле (1) экспериментальные данные преобразованы к геометрии бесконечного плоского мононаправленного источника. Результаты преобразований представлены на рис. 3 (см. также табл. 2). В табл. 2 приведены результаты измерений в железе [11] и результаты расчетов длин релаксации для железо-углеродной

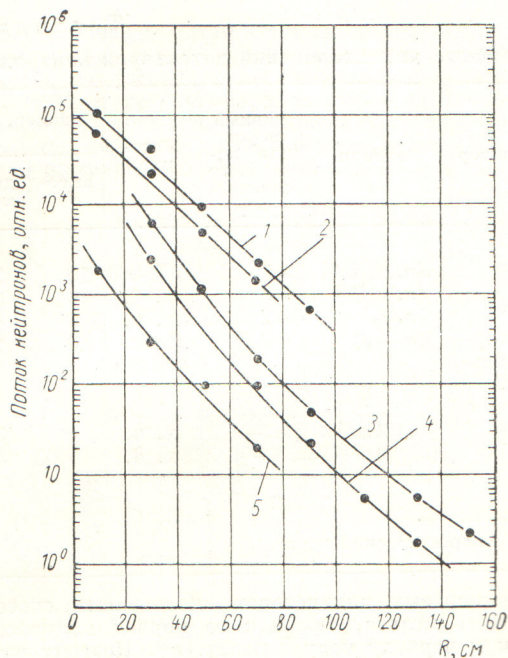


Рис. 2. Функция ослабления нейтронов в углероде для различных энергетических групп. Использовались следующие детекторы:

1 — Al²⁷; 2 — S³²; 3 — Cu⁶³; 4 — пропорциональный счетчик; 5 — Th²³².

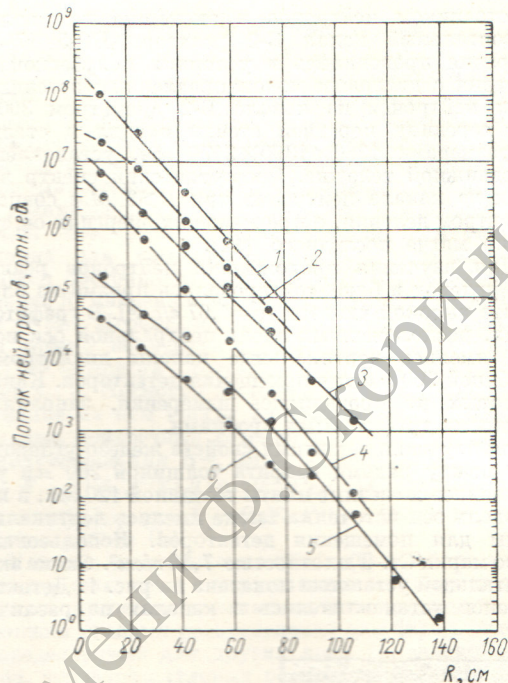


Рис. 3. Функция ослабления нейтронов в железо-углеродной смеси для различных энергетических групп. Использовались следующие детекторы:

1 — S³²; 2 — Al²⁷; 3 — Th²³²; 4 — счетчик протонов отдачи; 5 — In¹¹⁵; 6 — Cu⁶³.

Таблица 2

Результаты измерений и расчетов длин релаксации нейтронов для углерода и железо-углеродной смеси

Детектор	Толщина, на которой определяется длина релаксации, см	Углерод, см		Железо, см		Железо-углеродная смесь, см	
		эксперимент	расчет [1]	эксперимент [1]	эксперимент	расчет по формуле (2)	
Al ²⁷	90	15,9	16,2	6,3	10,4	10,2	
S ³²	70	15,9	14,4	6,5	9,6	10,3	
Камера	100	14,5	13,0	7,5	9,1	10,8	
Пропорциональный счетчик	130	12,9	12,6	13,5**	11,0	—	
То же	от 90 до 130	16,0	—	—	—	—	
Cu ⁶³ в Cd	150	12,3	13,0*	24,0	10,8	—	
In ¹¹⁵ в Cd	140	—	—	—	9,1	—	

* Получено экспериментально из работы [6].

** Получено экспериментально в данной работе.

смеси по формуле

$$1/\lambda_{Fe+C} = (1/100\lambda_{Fe}) (\%Fe) + (1/100\lambda_C) (\%C), \quad (2)$$

где λ_{Fe+C} , λ_{Fe} , λ_C — длины релаксации нейтронов бесконечного плоского мононаправленного источника для железо-углеродной смеси, железа и углерода соответственно; (% Fe) и (% C) — объемное процентное содержание железа и углерода в смеси. Совпадение экспериментальных и расчетных данных указывает на возможность использования формулы (2) для грубой оценки железо-углеродной защиты от нейтронов с $E > 2$ Мэв.

Измерение длин релаксации нейтронов в углероде позволило проверить расчетные данные, полученные методом моментов [1]. Как видно из табл. 2, эти величины достаточно близки в пределах экспериментальной и расчетной ошибок. Из полученных экспериментальных данных видно, что длина релаксации нейтронов в железе возрастает для низких энергий, а в углероде остается практически постоянной для широкого диапазона энергий нейтронов. Поэтому добавление железа в углерод уменьшает длину релаксации нейтронов верхних групп ($E > 2$ Мэв), а добавление углерода в железо уменьшает длину релаксации нейтронов в области 1—1,5 Мэв, а также блокирует провал сечения взаимодействия нейтронов с железом в области 25 кэв, обуславливающий длину релаксации промежуточных нейтронов в железе, равную 24 см. Действительно, в изученной смеси длина релаксации нейтронов индифферентного резонанса оказалась равной 9,1 см в постоянных до 130 см. Следовательно, подбором состава смеси углерода и железа можно добиться такого положения, когда длины релаксации нейтронов будут примерно одинаковы в широком интервале энергий. Изученная здесь смесь, по-видимому, близка к такой оптимальной смеси.

Авторы благодарят М. Я. Кулаковского за участие в обсуждении результатов экспериментов и А. А. Гончаренко за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 18/XII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. Защита транспортных установок с ядерным двигателем. Сборник переводов под ред. В. В. Орлова, С. Г. Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
3. V. Duggal, S. Puri. J. Appl. Phys., 29, 675 (1958).
4. Д. Л. Бродер и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному исполь-

- зованию атомной энергии». Докл. сов. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 674.
5. В. С. Березин и др. «Атомная энергия», 2, 118 (1957).
6. D. Hughes. Nucleonics, 1, 30 (1953).
7. А. И. Лейпунский и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Докл. сов. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 377.
8. А. И. Лейпунский. «Атомная энергия», 5, 277 (1958).
9. А. И. Лейпунский. «Атомная энергия», 7, 192 (1959).
10. С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 12, 300 (1962).
11. В. П. Машкович, С. Г. Цыпин. «Атомная энергия», 11, 251 (1961).
12. В. А. Дулин и др. «Атомная энергия», 9, 315 (1960).

УДК 621.039.538/539.125.52

Исследование пространственно-энергетического распределения нейтронов реактора БР-5 в железорудной среде

В. К. Даруга, И. И. Лазуткин, А. Н. Николаев, Д. М. Пинхасик,
В. К. Сахаров, Б. И. Силицын, С. Г. Цыпин

Исследуется возможность применения в качестве защиты ядерных реакторов относительно дешевой железорудной среды с высоким содержанием железа и легких элементов (кислорода), удобной для монтажа и способной выдерживать высокие температуры без существенных изменений своих свойств.

В качестве исходного материала использовался стандартный железорудный обогащенный концентрат следующего состава: ~60 вес. % Fe; ~30 вес. % O₂; 8—10 вес. % Si, Mg, Ca, Al; ~1 вес. % Mn, Pb, Cu, Ti, S. Для придания подходящих конструктивных свойств в концентрат введены небольшие связующие добавки. Конечный продукт характеризуется хорошей теплопроводностью и термостойкостью.

Было исследовано также влияние на защитные свойства железорудной среды малой добавки водорода (~0,3 вес. %). Для этого в процессе изготовления в материал вводилась соответствующая добавка воды в связанном виде.

Исследования проводились на установке Б-2 реактора БР-5 [1]. Источником нейтронов служил экспериментальный канал, идущий от никелевого отражателя активной зоны с углом расхождения пучка ~5° и диаметром на выходе 300 мм. Спектр нейтронов в области E > 3 Мэв совпадал со спектром деления, а при меньших энергиях [2, 3] был мягче последнего.

Экспериментальное устройство представляло собой стальной бак размерами 137×139×217 см, укрепленный на массивной тележке, передвигающейся по рельсам [4]. В бак загружалась исследуемая среда, и все устройство задвигалось в нишу в бетонной защите. Ось пучка проходила через центр передней стенки параллельно дну бака на расстоянии 70 см от его верхнего края. Для измерения пространственного распределения нейтронов в призме исследуемого материала вдоль оси пучка на определенных равных расстояниях друг от друга (18,5 см) были сделаны вертикальные каналы для помещения детекторов. Во всех случаях для устранения пустот свободное пространство каналов

заполнялось пробками из того же материала, что и среда. Такое устройство позволяло в условиях практически бесконечной геометрии определить пространственно-энергетическое распределение нейтронов в защите в зависимости от расстояния r от передней стенки призмы и высоты h от оси пучка.

В качестве детекторов быстрых нейтронов использовались алюминиевые и серные пороговые индикаторы (эффективные пороги ~7 и ~3 Мэв соответственно) и ториевая камера деления (порог ~2 Мэв). Для измерения общего распределения быстрых нейтронов применялся счетчик протонов отдачи с характеристикой, близкой к дозовой, и энергетическим порогом 0,5 Мэв [5]. Детекторами тепловых и надтепловых нейтронов служили медные и индиевые резонансные индикаторы с кадмиевым покрытием и без него. Полные характеристики указанных детекторов приведены в других работах [6, 7]. Там же подробно изложена методика снятия показаний детекторов и обработки экспериментальных данных. Заметим, что ошибка отдельного измерения составляла в среднем 5% и в худшем случае не превышала 10%.

По результатам измерений всеми детекторами строились кривые пространственно-энергетического распределения нейтронов от дискового мононаправленного источника в изучаемой среде. Для изучения интегральной характеристики прохождения нейтронов через защиту и сравнения с результатами других работ функция ослабления дискового мононаправленного источника была, как и в работе [6], преобразована к функции ослабления плоского бесконечного мононаправленного источника:

$$G_{\text{п.о.}}(r) = C \int_0^{\infty} G_{\text{д.м.}}(r, h) h dh. \quad (1)$$

Результаты преобразований представлены на рис. 1 и 2. Эти графики показывают значения функции ослабления нейтронов $G_{\text{п.о.}}$ в изучаемой среде в зависимости