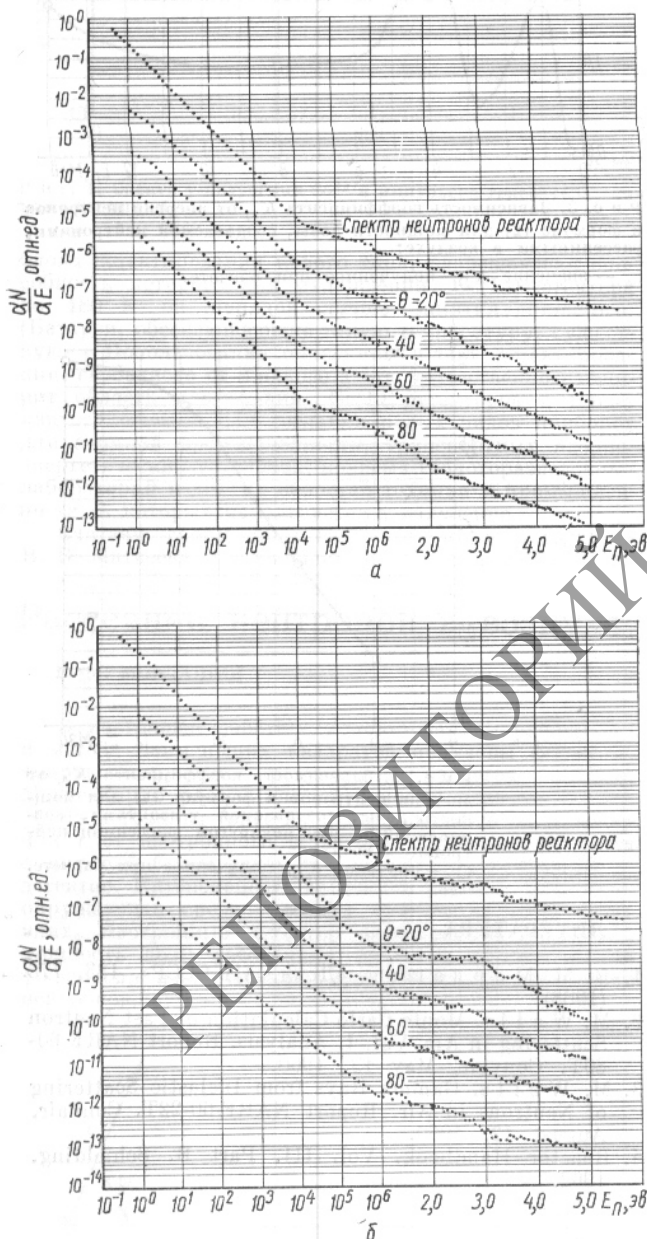


Обратное рассеяние нейтронов от алюминия, титана, графита и полиэтилена

Ю. А. ЕГОРОВ, В. П. ЖАРКОВ, Ю. В. ОРЛОВ

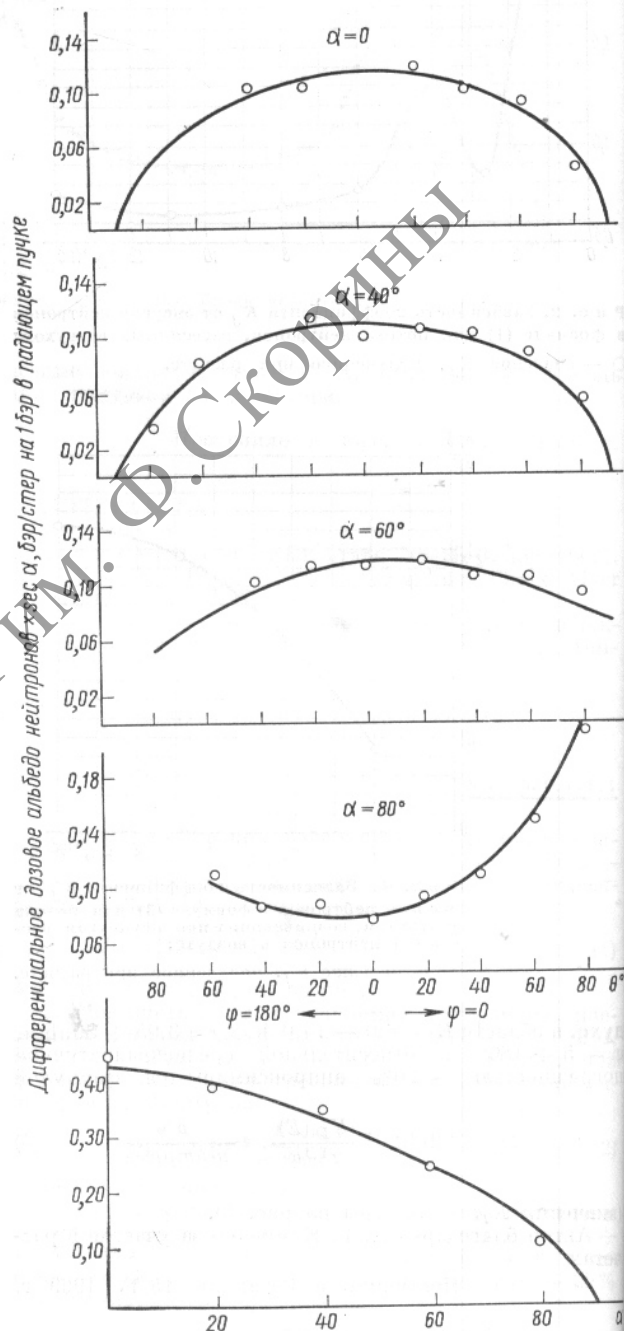
УДК 539.125.164

На водо-водяном исследовательском реакторе были измерены спектрально-угловые распределения нейтронов, отраженных от экранов «полубесконечной» толщины из алюминия, титана, графита и полиэтилена.

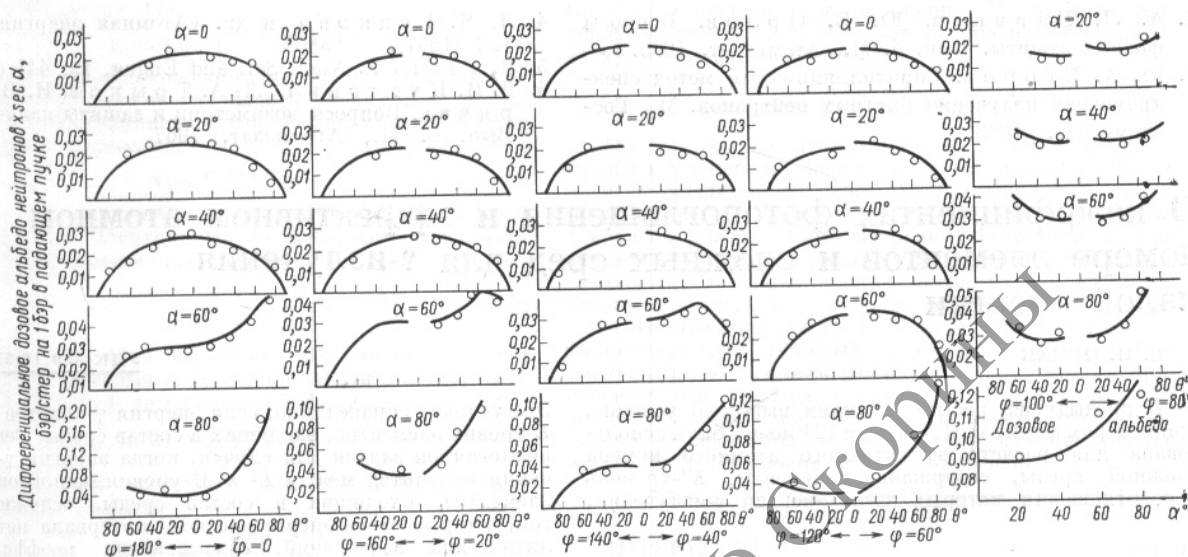


Р и с. 1. Спектрально-угловое распределение нейтронов, отраженных от титана (а) и полиэтилена (б).

Спектры, относящиеся к разным углам θ , смещены относительно друг друга на порядок.



Р и с. 2. Угловое распределение дифференциального альbedo нейтронов, отраженных от титана; внизу приведена зависимость интегрального альbedo от угла α ; толщина титана 30 см.



Р и с. 3. Угловое распределение дифференциального и интегрального альbedo нейтронов, отраженных от полиэтилена (толщина полиэтилена 15 см).

Измерения проводились с узким мононаправленным пучком нейтронов, падающих на исследуемый экран под углом α , равным 0, 20, 40, 60 и 80°, с помощью изотропного неколлимированного детектора, удаленного от поверхности экрана. Для регистрации нейтронов применялся спектрометр с широким энергетическим диапазоном (1 эв—5 Мэв), состоящий из набора полиэтиленовых замедлителей различного диаметра, внутри которых помещался детектор тепловых нейтронов (аналогичный спектрометр описан в работе [1]).

Спектр отраженных нейтронов $\Phi(E)$ вычислялся по методике, изложенной в работе [2], т. е. по скоростям счета N_i детектора тепловых нейтронов, помещенного в замедлители различных диаметров, которые связаны с энергетическим распределением нейтронов соотношением

$$N_i = \int \varepsilon_i(E) \Phi(E) dE,$$

где $\varepsilon_i(E)$ — эффективность детектора при применении замедлителей различных диаметров.

Для уточнения структуры спектра нейтронов с энергией больше 1 Мэв применялся однокристалльный спектрометр быстрых нейтронов с кристаллом стильбена размером 20 × 30 мм [3].

По результатам измерений в такой геометрии с использованием спектрометров нейтронов определяется не только энергетическое распределение отраженных нейтронов, но и токовое дифференциальное альbedo.

Спектры отраженных нейтронов для всех исследованных материалов в области энергий меньше 2—3 Мэв значительно смягчены по сравнению со спектром падающих нейтронов, особенно это заметно для полиэтилена. При энергии нейтронов меньше ~ 50 кэв спектры отраженных нейтронов по форме близки к $\sim 1/E$ -спектру. Для примера на рис. 1, а, б показаны некоторые результаты измерений для титана и полиэтилена толщиной 30 и 15 см соответственно при $\alpha = 0$. Энергетические распределения нейтронов, отраженных от алюминия

и графита, по форме и абсолютным значениям близки к распределениям нейтронов, отраженных от титана.

В результате смягчения спектра нейтронов при отражении от экранов из рассматриваемых материалов в полном потоке отраженных нейтронов сильно возрастает доля нейтронов с малыми энергиями; этот факт хорошо согласуется с результатами расчетов методом Монте-Карло [4] и должен учитываться при вычислении числового альbedo. В то же время основной вклад (> 90%) в дозу отраженных нейтронов вносят нейтроны с энергией больше ~ 0,1 Мэв. Поэтому как при вычислении мощности дозы отраженных нейтронов, так и при вычислении дозового альbedo достаточно учитывать нейтроны с энергией больше ~ 1 кэв.

Вычисления дифференциального дозового альbedo нейтронов для всех четырех материалов показали, что зависимость альbedo от угла между нормалью к поверхности экрана и направлением на детектор θ удовлетворительно описывается соотношением $a_0 \sqrt{\cos \theta}$ при $0 \leq \alpha \leq 40^\circ$. Для полиэтилена альbedo нейтронов при $\alpha > 40^\circ$ быстро растет, что обусловлено анизотропией рассеяния нейтронов на водороде. По этой же причине для полиэтилена наблюдается сильная зависимость дифференциального дозового альbedo от азимутального угла φ . Для других исследованных материалов азимутальной зависимости альbedo в первом приближении можно пренебречь.

Интегральное дозовое альbedo для титана (рис. 2) в зависимости от α хорошо описывается эмпирическим соотношением $A(\alpha) = A_0 \cos^{2/3} \alpha$, полученным в работе [5]. Для полиэтилена, так же как и для воды [6], интегральное дозовое альbedo нейтронов увеличивается с ростом α (рис. 3).

Поступило в Редакцию 20/XI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Bramlett et al. Nucl. Instrum. Methods, 9, No. 1 (1960).

- А. Л. Баринов, Ю. В. Орлов. Вопросы физики защиты. Вып. 4. М., Атомиздат, 1969.
- Ю. А. Егоров. Сцинтилляционный метод спектрометрии излучения быстрых нейтронов. М., Госатомиздат, 1963.
- Л. Я. Гудкова и др. «Атомная энергия», 22, 122 (1967).
- R. French. Nucl. Sci. and Engng, 19, 441 (1964).
- В. И. Кухтевич, Л. А. Трыков, И. В. Горячев. Вопросы дозиметрии и защиты излучений. Вып. 6. М., Атомиздат, 1967.

О коэффициентах фотопоглощения и эффективном атомном номере элементов и сложных сред для γ -излучения малой энергии

Е. П. ЛЕМАН

УДК 539.18:550.835

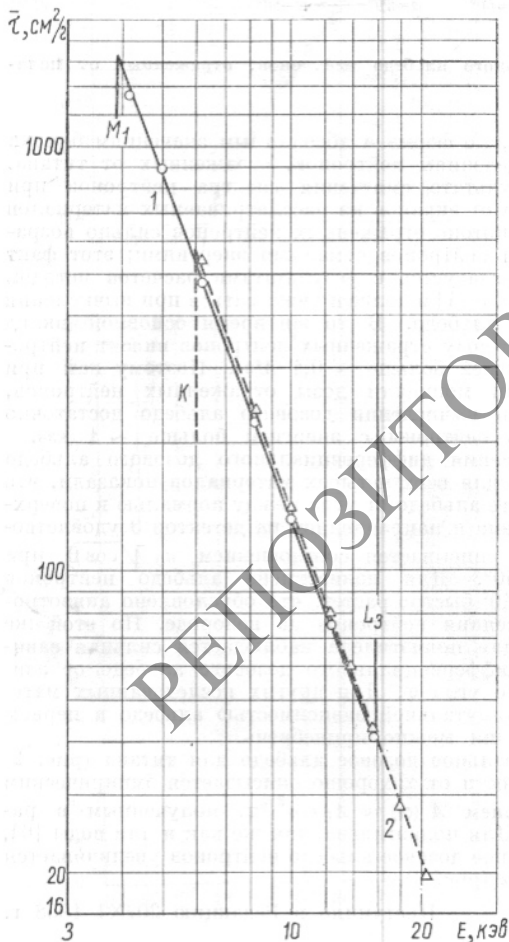
В предыдущей работе [1] нами выведено условие, при котором формула Поройкова [2] может быть использована для расчета эффективного атомного номера сложной среды, содержащей элементы, K' -уровень фотопоглощения которых выше энергии γ -излучения.

Это условие справедливо, если энергия γ -квантов выше L -уровня элементов, входящих в состав среды. Решение аналогичной задачи для случая, когда энергия γ -излучения находится между L - и M -уровнями поглощения элементов, входящих в состав среды, осложняется тем, что для этого энергетического интервала нет аналитических выражений, связывающих коэффициент фотопоглощения с атомным номером Z элемента и энергией γ -квантов.

Рассуждая так же, как и в работе [1], будем считать, что в периодической системе элементов можно найти такой элемент, для которого коэффициенты фотопоглощения выше K -уровня совпадают с коэффициентами фотопоглощения другого элемента в интервале между K - и M -уровнями (см. рисунок). Тогда Z первого элемента будет в указанном энергетическом интервале эффективным атомным номером $Z_{эфф}$ для второго элемента. В таблице приведены соответствующие пары элементов. При составлении таблицы использованы значения массовых коэффициентов фотопоглощения элементов, приведенные в работе [3]. Для атомных коэффициентов фотопоглощения элементов, у которых K -уровень ниже энергии γ -излучения, справедлива

Соотношение между Z и $Z_{эфф}$ тяжелых элементов для γ -излучения с энергией, лежащей между их L - и M -уровнями поглощения

Элемент	Z	$Z_{эфф}$	Элемент, для которого $Z \approx Z_{эфф}$	$\frac{Z_{эфф}}{Z}$	$\frac{Z}{Z_{эфф}}$
Вольфрам	74	21	Скандий	0,284	3,52
Ртуть	80	23	Ванадий	0,288	3,48
Свинец	82	24	Хром	0,292	3,42
Полоний	84	24	Хром	0,286	3,50
Радон	86	25	Марганец	0,291	3,44
Радий	88	25	Марганец	0,284	3,52
Торий	90	26	Железо	0,289	3,46
Уран	92	26	Железо	0,283	3,54
Плутоний	94	27	Кобальт	0,288	3,48
Кюрий	96	28	Никель	0,292	3,43
Калифорний	98	28	Никель	0,286	3,50
Фермий	100	29	Медь	0,290	3,45
Сумма				3,453	41,74
Среднее				0,288	3,48



Графики массовых коэффициентов фотоэлектрического поглощения γ -излучения с энергией ниже 20 кэВ для свинца (1) и хрома (2) (K , L_2 и M_1 — соответствующие скачки поглощения).