

Рис. 2. Энергетические распределения интенсивности γ -излучения Cs^{137} , рассеянного в шаровых (пунктирная кривая) и плоских (сплошная кривая) защитных барьерах:

$\alpha - \theta = 7^\circ$; $\beta - \theta = 14^\circ$; $\gamma - \theta = 21^\circ$.

ности, определяемые как $J_\theta = 2\pi \sin \theta \int_0^E ENdE d\theta$, т. е.

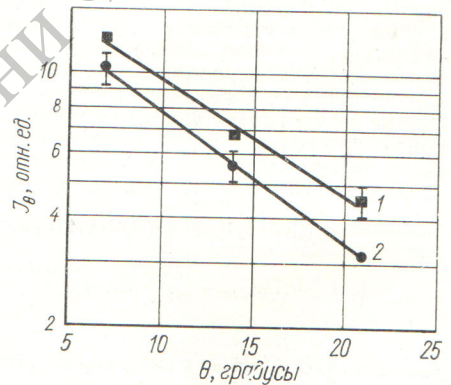
как полное количество энергии, уносимой γ -квантами в интервале углов от θ до $\theta + d\theta$, проинтегрированное по всем азимутальным углам ϕ .

Полученные результаты показывают, что различие в кратностях ослабления γ -излучения защитами шаровой и плоскобарьерной геометрии обусловлено различными вкладами рассеянного излучения в точке детектирования.

В заключение авторы выражают признательность А. Г. Щеглову и С. В. Эктову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Рис. 3. Угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения в элементе телесного угла $2\pi \sin \theta d\theta$:

1 — плоскобарьерная защита; 2 — шаровая защита.



Поступило в Редакцию 23/I 1967 г.

Энергетические спектры электронов, образованных в легких веществах тормозным излучением

С. П. КРУГЛОВ, И. В. ЛОПАТИН

Энергетические распределения электронов, образованных в веществе тормозным излучением, необходимо знать для определения полной падающей на объект энергии или энергии, выделившейся в определенном месте облучаемого материала. Чтобы из ионизационных измерений получить абсолютное значение энергии в пучке излучения или поглощенной дозы, нужно предварительно рассчитать отношение ионизационных потерь электронов в материале объекта и газе, усредненное по действующему спектру электронов. Обозначим это отношение ρ . Поскольку экспериментальные данные по определению таких спектров носят отрывочный характер, в большинстве случаев для этого используют расчетные методы.

Если энергия падающих фотонов не превышает критическую энергию для данного вещества, каскадные процессы не играют существенной роли и энергетический спектр электронов определяется их замедлением в материале. Приближенный численный метод расчета

спектров замедления описан в работе [1]. Там же приведены результаты вычислений для двух толщин графита и алюминия при $E_{\text{умакс}} = 80 \text{ Мэв}$.

В настоящей работе с помощью предложенного метода [1] рассчитаны спектры замедления в графите и алюминии еще при трех значениях $E_{\text{умакс}}$, равных 10; 20 и 40 Мэв. При этом диапазон рассматриваемых энергий электронов расширен: процесс замедления прослеживался вплоть до $E = 0,1 \text{ Мэв}$. Окончательные результаты расчетов даны в табл. 1—4; приведено число электронов с энергией E в интервале 1 Мэв , пересекающих площадку размером 1 см^2 на данной глубине вещества при условии, что плотность падающей энергии излучения составляет 1 Мэв/см^2 .

В расчетах использовались следующие приближения:

1. Предполагалось, что электроны движутся по прямолинейным траекториям в направлении, совпадающем с направлением падающего пучка. Искривле-

УДК 539.121.64; 539.124

Энергетические распределения электронов $[N(E) \times 10^4]$, образованных в графите и алюминии тормозным излучением с граничной энергией $E_{\gamma \text{ макс}} = 80 \text{ Мэв}$

Таблица 1

$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий		$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий	
	10 см	30 см	5 см	20 см		10 см	30 см	5 см	20 см
0,1	3,84	1,48	5,90	1,68	12	1,47	0,92	2,19	0,92
0,5	6,16	2,81	9,32	3,13	16	1,06	0,67	1,56	0,65
1	5,82	2,87	8,86	3,19	20	0,79	0,51	1,13	0,48
2	4,77	2,56	7,08	2,75	25	0,56	0,36	0,77	0,33
3	4,00	2,25	5,97	2,39	30	0,39	0,25	0,53	0,22
4	3,41	1,98	5,15	2,10	35	0,28	0,18	0,36	0,15
5	2,98	1,76	4,51	1,86	40	0,19	0,13	0,24	0,10
6	2,64	1,58	4,00	1,66	50	0,09	0,06	0,10	0,04
8	2,13	1,30	3,22	1,34	60	0,03	0,02	0,03	0,02
10	1,75	1,08	2,64	1,10	70	0,01	0,01	0,01	0,01

$N(E) \times 10^4$ для $E_{\gamma \text{ макс}} = 40 \text{ Мэв}$

Таблица 2

$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий		$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий	
	10 см	30 см	5 см	20 см		10 см	30 см	5 см	20 см
0,1	6,79	2,16	9,61	2,40	8	2,21	1,31	3,17	1,30
0,5	9,77	3,95	14,07	4,32	10	1,66	1,00	2,35	0,98
1	8,75	3,93	12,60	4,27	12	1,28	0,78	1,75	0,74
2	6,65	3,34	9,42	3,49	16	0,74	0,46	0,98	0,42
3	5,27	2,80	7,50	2,90	20	0,41	0,26	0,52	0,22
4	4,27	2,35	6,16	2,43	25	0,19	0,12	0,22	0,10
5	3,55	2,01	5,15	2,06	30	0,07	0,05	0,06	0,03
6	3,00	1,73	4,38	1,76	35	0,02	0,01	0,02	0,01

$N(E) \times 10^4$ для $E_{\gamma \text{ макс}} = 20 \text{ Мэв}$

Таблица 3

$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий		$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий	
	10 см	30 см	5 см	20 см		10 см	30 см	5 см	20 см
0,1	11,94	3,17	16,02	3,40	5	3,50	1,85	4,53	1,81
0,5	15,66	5,49	21,27	5,82	6	2,65	1,44	3,42	1,39
1	13,09	5,21	17,63	5,48	8	1,53	0,86	1,93	0,81
2	8,94	4,04	11,55	4,09	10	0,86	0,50	1,06	0,45
3	6,38	3,11	8,23	3,09	12	0,45	0,27	0,53	0,23
4	4,66	2,39	6,05	2,36	16	0,05	0,03	0,06	0,02

ние траекторий может быть учтено в первом приближении, если использовать так называемый средний пробег электронов. Были проведены соответствующие

$N(E) \times 10^4$ для $E_{\gamma \text{ макс}} = 10 \text{ Мэв}$

Таблица 4

$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий		$E, \text{ Мэв}$	Графит		Алюминий	
	10 см	30 см	5 см	20 см		10 см	30 см	5 см	20 см
0,1	20,92	4,34	27,34	4,45	4	3,11	1,42	3,57	1,26
0,5	23,81	6,87	31,12	6,91	5	1,68	0,80	1,86	0,68
1	17,08	5,95	22,56	5,92	6	0,82	0,39	0,86	0,32
2	9,73	3,84	11,86	3,62	8	0,06	0,03	0,04	0,02
3	5,57	2,39	6,49	2,17					

контрольные расчеты, в ходе которых выяснилось, что форма спектра очень слабо зависит от того, какой пробег используется в вычислениях — полный или средний. Имея это в виду и учитывая отсутствие вполне однозначного определения для средних пробегов, везде в расчетах использовали полный пробег.

2. Расчеты велись в предположении непрерывности энергетических потерь электронов в веществе. Под этим подразумевается, что электроны при взаимодействии с атомами среды теряют свою энергию малыми порциями и она рассеивается в непосредственной близости от трека первичного электрона. При такой трактовке игнорируется наличие быстрых вторичных электронов (так называемых δ -электронов), энергия которых сравнима с энергией первичных ионизирующих частиц и которые, следовательно, должны быть включены в действующий спектр. Однако, как показано в работе [2], учет δ -электронов влияет на форму спектра, но почти не меняет величины ρ для материалов с малыми Z , а так как предполагается, что все представленные в работе расчеты спектров будут использованы в дальнейшем при определении именно этой величины, то влиянием δ -электронов в расчетах можно пренебречь.

3. В расчетах не принимался во внимание вторичный комптон-эффект, т. е. образование электронов рассеянными фотонами. Поскольку этот эффект играет весьма существенную роль при больших полях облучения, результаты проведенных расчетов применимы лишь для коллимированных пучков тормозного излучения, диаметр которых мал по сравнению с «пробегом» фотонов в веществе.

В заключение авторы выражают благодарность В. Г. Мудролюбову за помощь в вычислениях.

Поступило в Редакцию 27/1 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Круглов, И. В. Лопатин. ЖТФ, XXXI, 876 (1961).
2. J. Bernier et al. Radiation Res., 5, 613 (1956).

* В качестве параметра, характеризующего «пробег» фотонов, можно взять величину, обратную коэффициенту их поглощения в веществе.