

С 3496
Ц-76

10/ix

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



3309/2-73

16 - 7104

+

В.И.Цовбун

ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ
НА ЭНЕРГИИ 0,5-100 МЭВ
КАК ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

1973

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

16 - 7104

В.И.Цовбун

**ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ
НА ЭНЕРГИИ 0,5-100 МЭВ
КАК ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ**

Введение

Знания о выходе ионизирующего излучения из ускорителей являются исходными при оценках полей излучения вблизи ускорителей, при расчетах биологической защиты, а также решении других вопросов, связанных с радиационной безопасностью.

В настоящей работе был проведен анализ такой информации,* опубликованной в открытой печати за 1950-1971 годы. Сравнение работ Прайса и других^{/1/}, Кимеля, Машковича и других^{/2/}, где предлагаются используемые до последнего времени в качестве основных методики расчетов защиты электронных ускорителей, с работами 1968-1971 годов^{/3-8/} показывает согласие современных данных с информацией, рекомендуемой работой^{/1/}, и несогласие с работой^{/2/} относительно углового распределения тормозного излучения, выходящего из мишеней.

Здесь сделана попытка обобщения современных данных по выходу излучения из мишеней, бомбардируемых электронами с энергией 0,5-100 Мэв. Отобранные данные были обработаны с целью более удобного представления для расчетов защиты электронных ускорителей и оценки радиационных полей вокруг них.

Мишени

Здесь будет рассматриваться наиболее характерная ситуация, когда тонкий пучок электронов с энергией E_0 падает нормально на плоскопараллельную пластину

* Для ускорителей электронов.

толщиной t . Вылетающие из мишени фотоны и нейтроны будут предметом рассмотрения. Материалы мишени выбирались с большим атомным номером z (Ta, W, Au, Pb), средним z (Fe, Cu) и малым z (Al), насколько позволяло наличие информации.

Проектировщики обычно рассматривают защиту от тормозного излучения электронов для мишеней "оптимальной" толщины, т.е. толщины, при которой выход тормозного излучения максимален. Поэтому в работе приводится выбранная информация о тормозном излучении для толщин мишеней, близких к "оптимальным" /насколько это было возможно/. К сожалению, термин "оптимальность" в литературе понимается неоднозначно: так, Лент и Диккенсон ^{/5/} определяют оптимальную толщину по отношению к тормозному излучению, вылетевшему под 0° к направлению движения падающих электронов, а Бергер и Зельтцер ^{/7/} - по отношению к тормозному излучению, вылетевшему во всех направлениях.

В работе ^{/5/} предлагается формула для расчетов оптимальных толщин мишеней /по отношению к излучению под 0° / для энергий электронов 1-10 Мэв.

$$t_{opt} = 0,89 (E_0 - 0,7)^{0,46} z^{-0,17} E_0^{-0,2} / \text{г/см}^2 /, \quad /1/$$

где E_0 - кинетическая энергия падающего электрона, Мэв; z - атомный номер вещества мишени. Сравнение с данными работ ^{/9,10/} показало, что эта формула применима и при энергиях до 25 Мэв /сравнений при более высоких энергиях не приводилось/. В табл. I представлены рассчитанные по формуле /1/ оптимальные толщины мишеней в г/см^2 для материалов Al, Fe и материалов с большим z .

В скобках указаны оптимальные толщины мишеней из работ ^{/7,8/}, авторы которых придерживаются второй трактовки оптимальности.

Тормозное излучение

Угловые распределения интенсивности тормозного излучения, приведенные в ^{/3-8/} для различных энергий

Таблица I

Энергия электронов, Мэв	Оптимальные толщины мишеней, г/см ²				
	Al	Fe	W		
1	0,33	0,29	0,24		
2	0,69	0,62	0,53	(0,55)	
3	0,92	0,84	0,72		
4	1,11	1,01	0,88		
5	1,27	1,17	1,02	(1,32)	
6	1,41	1,30	1,14		
7	1,54	1,43	1,26		
8	1,67	1,54	1,36		
9	1,78	1,65	1,46		
10	1,89	1,75	1,55	(2,3)	
11	1,99	1,85	1,65		
12	2,08	1,94	1,74		
13	2,17	2,03	1,82		
14	2,26	2,11	1,90		
15	2,35	2,19	1,98	(3,42)	
16	2,43	2,27	2,05		
17	2,51	2,35	2,12		
18	2,59	2,42	2,19		
19	2,66	2,49	2,26		
20	2,73	2,56	2,32	(4,05)	
21	2,80	2,63	2,39		
22	2,87	2,70	2,45		
23	2,94	2,76	2,51		
24	3,01	2,82	2,57		
25	3,07	2,89	2,63		
30				{5,04}	
50					{7,23}
100					{10,5}*

* Толщина слоя полубесконечной свинцовой мишени, в которой наблюдается максимум интенсивности тормозного излучения /8/.

электронов и различных материалов мишеней, обрабатывались в настоящей работе по формуле /2/ для того, чтобы получить мощности поглощенной дозы в воздухе на расстоянии 1 метр от мишени при падении на нее тока электронов в 1 миллиампер.

$$P(\theta) = KJ(\theta) \int_0^{E_0} f(E, \theta) \mu_a(E) dE, \quad /2/$$

$$\int_0^{E_0} f(E, \theta) dE = 1.$$

Здесь $P(\theta)$ - мощность дозы тормозного излучения, $J(\theta)$ - интенсивность тормозного излучения в направлении θ , $f(E, \theta)$ - спектральное распределение интенсивности, $\mu_a(E)$ - коэффициент поглощения энергии фотонов в воздухе, K - коэффициент пропорциональности.

Эти данные в единицах рад.м²/ма.мин сведены в табл. 2. При обработке производилось сглаживание /на глаз/ провала интенсивности в области 90°, который в работах /3-7/ является следствием того, что мишень представлялась в виде бесконечной пластины. В расчетах учитывалось различие в спектрах фотонов, вылетающих под разными углами, насколько это позволяло наличие информации. Значения углов, для которых эта информация имелаась, можно найти в работах /3-7/ для различных энергий падающих на мишень электронов. В табл. 2 приведены также результаты работы /1/. Исходными данными для расчетов углового распределения тормозного излучения от свинцовой мишени для электронов 100 Мэв послужили угловые распределения числа фотонов и интегральный по всем углам спектр фотонов в "оптимальной" глубине полубесконечной свинцовой мишени /8/. Степень приближения этих данных к геометрии с мишенью - пластиной не оценивалась.

На основе данных табл. 2 построен график зависимости мощности дозы тормозного излучения в направлении движения пучка электронов от энергии электронов /рис.1/, где точками обозначены данные табл. 2 для различных энергий падающих электронов и материалов мишени. Предлагается аппроксимация этой зависимости аналитическими выражениями /3/, /4/, /5/.

Таблица 2. Мощности поглощенной дозы в воздухе, рад.м²/мг.мин

энергия электронов, эВ	Al	Fe	Al	Fe	Au	Al	Cu	Au
толщина радиуса	0,5	1	0,548	0,613	0,753	0,4	0,35	0,3
	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²
0	6,3	8,6	36	66	79	48	70	130
10	5,6	8,1	35	49	73	42	68	125
20	5,1	7,4	27	41	63	30	50	100
30	4,3	6,4	19	32	54	24	35	85
40	3,6	5,7	14	27	48	20	32	80
50	2,7	4,9	12	22	42	16	28	70
60	2,2	3,9	9,4	19	33	14	20	60
70	1,7	3,4	7,8	15,8	28,2	12	19	58
80	1,0	2,2	4,8	11,0	21,6	10	18	56
90	0,8	1,0	2,0	4,3	16,6	6	17	55
100	0,7	1,4	2,6	6,3	31,6	5,6	16	53
110	0,9	2,1	3,1	7,9	36	6,0	16,6	51
120	1,2	2,6	3,0	9,2	38	4,8	18	50
130	1,2	2,6	3,0	9,2	38	4,0	16,5	49
140	1,1	2,4	3,0	9,2	38	3,8	14,0	48
150	0,9	2,1	3,0	7,7	37	3,0	13,5	47
160	-	-	-	-	-	2,5	-	-
170	-	-	-	-	-	2	-	-
180	-	-	-	-	-	2	-	-

Таблица 2 (продолжение)

Энергия электронов, Мэв	1,50			1,75			2		
Мишень	Al	Si	Au	Al	Si	Au	Al	Fe	Au
Угол, градусы	0,5 г/см ²	0,4 г/см ²	0,35 г/см ²	0,6 г/см ²	0,55 г/см ²	0,45 г/см ²	1,2 г/см ²	1,3 г/см ²	1,62 г/см ²
0	82	125	210	126	200	330	248	355	444
10	72	118	205	100	160	290	184	266	397
20	46	90	180	66	122	230	121	197	303
30	32	65	150	51	100	200	83	134	238
40	26	50	130	46	65	180	65	102	184
50	22	45	120	40	55	160	52	83	153
60	20	38	110	32	50	150	32	65	115
70	16	35	100	25	40	140	18	52	83
80	13	30	90	19	33	130	16	32	55
90	8	26	80	15	27	125	11	28	48
100	7	23	78	13	25	115	13	30	83
110	6,5	20	76	11	22	105	13	25	100
120	6	18	75	10	20	100	12	25	109
130	5,5	17	74	9	18	95	8	25	105
140	5,0	16	73	9	17	90	7	22	100
150	4,5	15	72	7	16	85	7	18	97
160	4,0	-	-	6	-	-	-	-	-
170	3,0	-	-	5,5	-	-	-	-	-
180	2,5	-	-	5	-	-	-	-	-

Таблица 2 (продолжение)

Энергия электронов, : Мэв	2,35		2,8			4		9
Мишень	Al	Cu	Au	Al	Fe	Au	Sr	Sr
Угол, градусы	0,7	0,65	0,55	1,73	2,31	2,27	1,01	1,8 г/см ²
	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	г/см ²	

0	340	480	730	793	927	1038	2678	1,56.10 ⁴
10	262	408	670	505	650	830	1839	4,6. 10 ³
20	166	290	530	277	423	607	1085	3,23.10 ³
30	110	215	420	165	297	468	651	2,66.10 ³
40	68	140	340	133	232	371	714	2,05.10 ³
50	50	125	290	83	166	290	602	1,54.10 ³
60	40	90	255	67	117	244	508	1,15.10 ³
70	33	65	230	50	83	195	416	8,56.10 ²
80	26	57	210	33	50	114	304	5,73.10 ²
90	20	45	190	25	30	107	264	4,26.10 ²
100	18	38	180	30	33	130	381	6,39.10 ²
110	16	35	170	34	51	163	309	5,25.10 ²
120	14	28	160	34	68	212	263	4,53.10 ²
130	12	27	145	17	68	195	227	4,02.10 ²
140	11	26	130	17	51	195	199	3,64.10 ²
150	10	25	120	17	51	179	176	3,36.10 ²
160	9	-	-	-	-	-	157	3,15.10 ²
170	8,5	-	-	-	-	-	141	2,98.10 ²
180	8	-	-	-	-	-	129	2,86.10 ²

Таблица 2 (продолжение)

Энергия электронов, : Мев	: 10	: 30	: 60	: 100
Мишень	: W	: W	: W	: Pb
Угол, градусы	: 1,55 г/см ²	: 5,04 г/см ²	: 7,25 г/см ²	: 10,5 г/см ²
0	4,62.10 ⁴	1,00.10 ⁶	6,63.10 ⁶	1,15.10 ⁷
10	1,63.10 ⁴	1,81.10 ⁵	4,92.10 ⁵	8,46.10 ⁵
20	7,87.10 ³	7,80.10 ⁴	1,75.10 ⁵	2,27.10 ⁵
30	5,12.10 ³	3,79.10 ⁴	6,54.10 ⁴	8,46.10 ⁴
40	3,25.10 ³	2,12.10 ⁴	2,84.10 ⁴	5,75.10 ⁴
50	2,13.10 ³	1,34.10 ⁴	1,60.10 ⁴	4,08.10 ⁴
60	1,25.10 ³	9,13.10 ³	9,13.10 ⁴	3,39.10 ⁴
70	-	5,42.10 ³	5,70.10 ³	3,05.10 ⁴
80	-	3,04.10 ³	2,28.10 ³	2,88.10 ⁴
90	-	1,04.10 ³	7,40.10 ²	2,71.10 ⁴
100	-	1,44.10 ³	9,44.10 ²	2,51.10 ⁴
110	-	1,70.10 ³	1,19.10 ³	2,10.10 ⁴
120	-	1,70.10 ³	1,15.10 ³	1,79.10 ⁴
130	-	1,70.10 ³	1,12.10 ³	1,46.10 ⁴
140	-	1,57.10 ³	1,09.10 ³	1,29.10 ⁴
150	-	1,44.10 ³	1,08.10 ³	1,19.10 ⁴
160	-	-	-	1,05.10 ⁴
170	-	-	-	9,82.10 ³
180	-	-	-	9,48.10 ³

Точность аппроксимации $\pm 40\%$ во всем диапазоне рассматриваемых энергий.

$$P(E_0) = 82 E_0^{2,63} \quad \text{для } Ta-W - Au-Pb, \quad /3/$$

$$P(E_0) = 56 E_0^{2,63} \quad \text{для } Fe-Cu, \quad /4/$$

$$P(E_0) = 36 E_0^{2,63} \quad \text{для } Al. \quad /5/$$

Здесь $P(E_0)$ - мощность поглощенной дозы в воздухе, рад. м²/ма. мин; E_0 - энергия падающих на мишень электронов, Мэв.

Угловые распределения, рекомендуемые работой^{/2/}, рассчитывались по формуле Лоуссона^{/10/}. Однако в^{/11/} показана возможность применения этой формулы только до толщины мишеней 0,1 радиационной длины и для углов менее 30°.

Некорректность применения этой формулы привела к расхождению данных^{/2/} с данными табл. 2 настоящей работы, доходящему до трех порядков при энергиях в несколько десятков Мэв и углах более 90°.

Спектральные распределения дозы тормозного излучения рассчитывались при использовании спектральных распределений фотонов или интенсивности^{/3-7/}. Процентные вклады фотонов различных энергетических групп ΔE_i в полную дозу тормозного излучения представлены в табл. 3 для нескольких энергий падающих электронов и материалов мишени. Как видно из таблицы, изменения дозовых спектров от угла, энергии электронов и материала мишени необходимо учитывать при расчетах защиты. Следует заметить, что форма спектрального распределения слабо зависит от энергии падающих электронов и материала мишени за исключением случаев, когда электроны с энергией менее 3 Мэв падают на мишень из материала с высоким атомным номером и происходит самопоглощение мягкой части спектра материалом мишени. Форма спектрального распределения дозы под большими углами значительно "мягче" распределения под углом 0°.

Фотонейтроны образуются в ядрах мишени по реакциям (γ, n) , (γ, xn) , (γ, pn) и т.д., начиная с некоторого порога, определяемого энергией связи нейтрона в ядре. Почти для всех элементов эта энергия равна 6 Мэв и более. Исключением являются бериллий и дейтерий, для которых пороговые значения (γ, n) - реакции соответственно равны 1,67 и 2,23 Мэв.

Рождение фотонейтронов обусловлено процессами испарения нейтронов из возбужденного ядра, когда фотон взаимодействует с ядром как с целым и передает свою энергию на возбуждение ядра, прямыми процессами, когда фотон взаимодействует с отдельными нуклонами в ядре либо группами нуклонов. Для делящихся элементов имеют место также процессы фоторасщепления ядер с испусканием нейтронов. Выход фотонейтронов можно приближенно определить ^{/14/}:

$$Y(E_0) = N_e \int_0^{E_0} T(E_0, E_\gamma, t) n \sigma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

где N_e - число падающих электронов энергии E_0 , n - число ядер мишени в см^3 , $\sigma(E_\gamma)$ - сечение фотообразования нейтронов, $T(E_0, E_\gamma, t)$ - длина пробегов фотонов тормозного излучения (*photon track length*) в $\text{см}/\text{Мэв}$.

Расчеты T -функции производятся на основе теории развития электронно-фотонных ливней и методом Монте-Карло.

В работах ^{/7,14/} приведены результаты расчетов функции T методом Монте-Карло для некоторых мишеней и необходимые ссылки на оригиналы.

Так как расчет выхода нейтронов $Y(E_0)$ часто связан с непростыми вычислениями, бывает удобно пользоваться данными экспериментов и расчетов, имеющимися в открытой печати.

О выходе фотонейтронов из мишени можно сказать, что он растет с увеличением атомного номера мишени /исключение составляют мишени из дейтерия и бериллия/ и энергии падающих электронов, причем начиная с энер-

гий 30-40 Мэв наблюдается прямо пропорциональная зависимость выхода фотонейтронов от энергии падающих электронов ^{/16/}. Выход фотонейтронов для различных энергий падающих электронов, материалов и размеров мишеней показан на рис. 2-7.

Угловое распределение фотонейтронного излучения электронных ускорителей, на энергии до 50 Мэв можно считать изотропным ^{/17,18/}. Отклонение от изотропности экспериментальных результатов либо лежит в пределах ошибок, либо обусловлено спецификой условий измерения. Как показано в работе ^{/17/}, спектры фотонейтронов, вылетающих из мишени под углами 0° и 90° при бомбардировке ее электронами 45 Мэв, не различаются в пределах экспериментальных ошибок.

Спектральное распределение фотонейтронов, вылетающих из мишеней неделяющихся элементов, бомбардируемых электронами с энергией до 50 Мэв, удовлетворительно описывается распределением Максвелла для энергий нейтронов $\epsilon \ll E - Q$, где E - энергия фотона, Q - энергия связи нейтрона в ядре ^{/17/}.

$$N(\epsilon) d\epsilon \sim \epsilon \exp(-\epsilon/\theta) d\epsilon.$$

θ - постоянная ядерная температура, различная для разных ядер. Средняя энергия такого спектра равна 2θ .

Отклонения от максвелловского спектра при малых энергиях обусловлены реакциями $(\gamma, 2n)$; (γ, pn) ; $(\gamma, 3n)$. При энергиях более 3 Мэв заметен вклад в спектральное распределение нейтронов прямых процессов взаимодействия фотонов с ядром ^{/17/} /рис. 8/. На рис. 9 приведены спектры для свинца и урана, заимствованные из работы ^{/17/}. Для мишени из меди и энергий электронов 50 и 100 Мэв в работе ^{/18/} предлагается аналитическая аппроксимация спектрально-угловых распределений фотонейтронов.

Литература

1. Б.П.Прайс, К.Хортон, К.Спинни. Защита от ядерных излучений, Москва, ИЛ, 1959.

2. Л.Р.Кимель, В.П.Машкович, А.М.Панченко. Защита от излучений электронных ускорителей с максимальной энергией ускоренных электронов до 30 Мэв. В сборнике "Приборы и методы анализа излучений". Вып. III, Москва, 1962.
3. D.H.Rester, W.E.Dance, J.T.Derrickson. Thick Target Bremsstrahlung Produced by Electron Bombardment of Targets of Be, Sn and Au in the Energy Range 0.2-2.8 MeV. *Journal of Applied Physics*, 41 (6), 2682-2692 (1970).
4. W.E.Dance, D.N.Rester, B.J.Farmer, J.H.Jonson. Bremsstrahlung Produced in Thick Aluminium and Iron Targets by 0.5 to 2.8 MeV Electrons. *Journal of Applied Physics*, 39 (6), 2881-2889 (1968).
5. W.C.Dickinson, E.M.Lent. Calculation of Forward Bremsstrahlung Spectra from Thick Targets. University of California, UCRL-50442, 1968.
6. J.A.Lonergan, D.C.Shreve. Parametric Fit to Electron Transport Properties. NASATM-X-2440, p. 832-841, 1971.
7. M.J.Berger, S.M.Seltzer. Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten and Tantalum Targets. *Phys.Rev.*, 2C (2), 621-631 (1970).
8. H.H.Nagel. Electron-Photon-Kaskaden in Blei. *Zeitschrift für Physik*, 186 (4), 319-346 (1965).
9. K.M.Murray. Shielding Moderate-Energy Electron Accelerators. *Nucleonics*, 22 (2), 61-67 (1964).
10. В.Р.Ковалев, В.П.Харин, В.В.Гордеев, М.С.Борисов. Поле тормозного излучения как функция атомного номера и толщины мишеней для энергий электронов 12-22 Мэв, АЭ, 31 /3/, 289-291/1971/.
11. L.H.Lanzi, A.O.Hanson. Z-Dependence and Angular Distribution of Bremsstrahlung from 17 MeV Electrons. *Phys.Rev.*, 83 (5), 959 (1951).
12. A.A. O'Dell, C.W.Sandifer, R.B.Knowlen, W.D.George. Measurement of Absolute Thick-Target Bremsstrahlung Spectra. *Nucl. Instr. and Meth.*, 61 (3), 340-346 (1968).
13. W.C.Barber, W.D.George. Neutron Yields from Targets Bombarded by Electrons. *Phys.Rev.*, 116 (6), 1551-1559 (1959).
14. R.G.Alsmiller, H.S.Moran. Electron-Photon Cascade Calculations and Neutron Yields from Electrons in Thick Targets. *Nucl.Instr. and Meth.*, 48 (1), 109-116 (1967).
15. R.G.Alsmiller, H.S.Moran. Photoneutron Production from 34 and 100 MeV Electrons in Thick Uranium Targets. *Nucl. Instr. and Meth.*, 51 (2), 339-340 (1967).
16. G.C.Baldwin et al. Neutron Production by Electron Bombardment of Uranium. *Phys.Rev.*, 104 (6), 1652-1653 (1956).

17. D.B.Gayther, P.D.Goode. *Neutron Energy Spectra and Angular Distribution from Targets Bombarded by 45 MeV Electrons. Journal of Nuclear Energy, 21 (9), 733-747 (1967).*
18. J.A.Gabried. *Analytic Representation of Photonucleon and Photopion Differential Yields resulting from High Energy Electrons ($50 \leq E_0 \leq 400$ MeV) Incident on Infinite Copper Target. ORNL-4442, UC-34 (1969).*

**Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1973 года.**

Таблица 3.

Продольные вклады фотонов различных энергетических групп
в полную дозу тормозного излучения

Энергия электронов, Мэв	Энергетич. интервал, Мэв		0-0,4 0,4-0,8 0,8-1,2 1,2-1,6 1,6-2,0 2,0-2,4 2,4-2,8 2,8-3,2 3,2-3,6 3,6-4,0											
	материал	угол												
4	Sn	0	22,8	21,1	16,0	12,2	9,1	6,9	5,1	3,7	1,4	0,73		
		30	28,8	24,7	17,0	11,5	7,6	4,9	3,0	1,6	0,72	0,12		
		60	31,1	26,7	17,2	10,8	6,6	4,0	2,2	1,1	0,46	0,072		
		120	40,1	25,6	15,1	8,9	5,1	2,8	1,5	0,72	0,28	0,042		
		150	40,9	26,0	14,9	8,6	4,7	2,6	1,3	0,53	0,23	0,035		
8	Sn	0	13,7	13,0	20,3	15,0	1,3	8,5	6,5	4,9	3,6	2,5	0,76	
		30	17,2	15,8	23,4	15,8	10,6	7,1	4,6	2,9	1,6	0,76	0,13	
		60	20,6	18,5	25,4	15,2	9,0	5,3	3,0	1,7	0,83	0,34	0,053	
		120	26,5	20,1	24,9	13,4	7,3	3,9	2,1	1,1	0,48	0,18	0,026	
		150	27,4	20,7	25,0	13,1	6,9	3,6	1,8	0,91	0,40	0,15	0,021	
10	W	0	12,0	11,4	10,4	9,1	14,0	11,5	9,4	7,8	6,4	4,7	2,8	0,4
		Энергетич. интервал, Мэв	0-0,5 0,5-1 1-1,5 1,5-2 2-3 3-4 4-5 5-6 6-7 7-8 8-9 9-10											

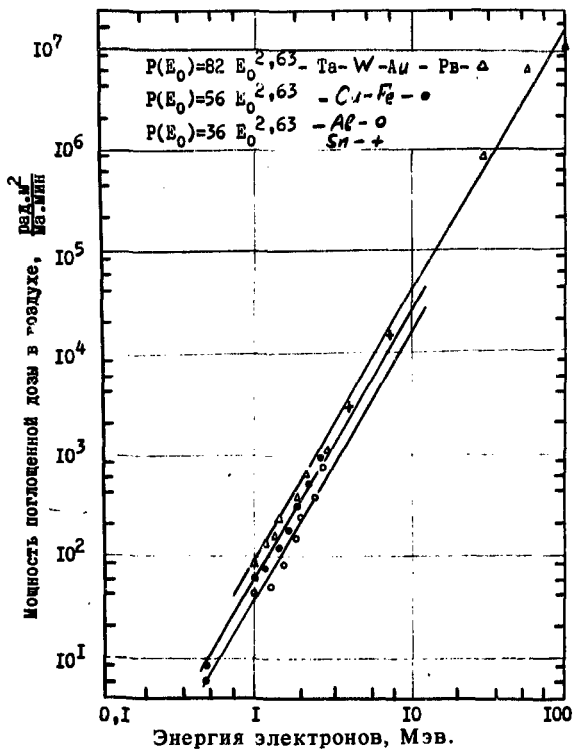


Рис. 1. Зависимость мощности дозы тормозного излучения в направлении движения пучка электронов от энергии электронов.

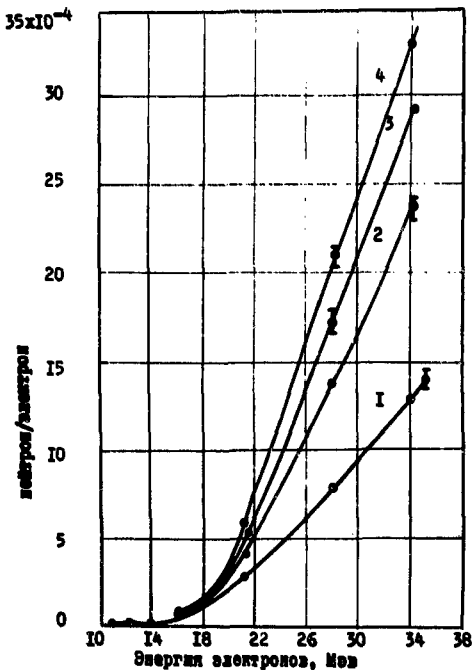


Рис. 2. Число фотонов/нейтронов, вылетевших из медной мишени, в зависимости от энергии падающих электронов. Цифрами указаны толщины мишеней в радиационных длинах $t_0 \cdot t_0 = 12,7 \text{ г/см}^2$.

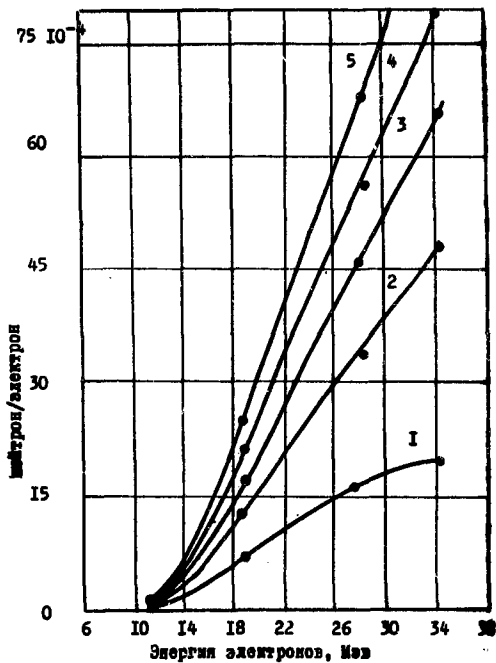


Рис. 3. То же, что и рис. 2 для свинца, $t_0 = 5,8 \text{ г/см}^2$.

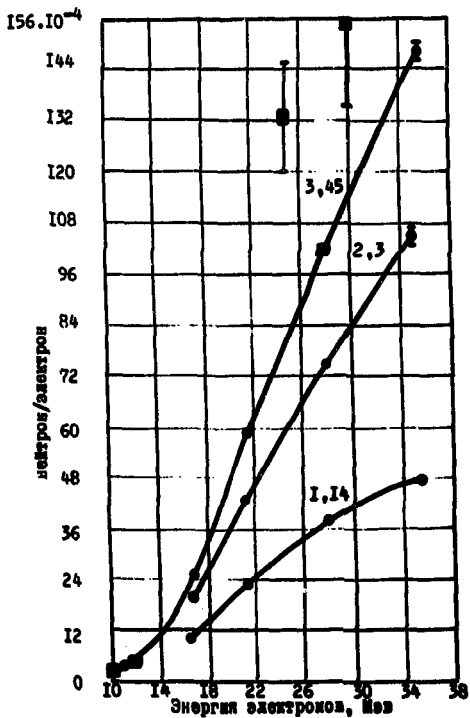


Рис. 4. То же, что и рис. 2 для урана, $t_0 = 5,4 \text{ г/см}^2$.

Средние пробеги электронов в вольфраме ^{17/}

Энергия электронов, Мэв	2	5	10	15	20	30	40	50	60
Средний пробег, г/см ²	1,61	3,69	6,23	8,14	9,66	12,0	13,8	15,3	16,5

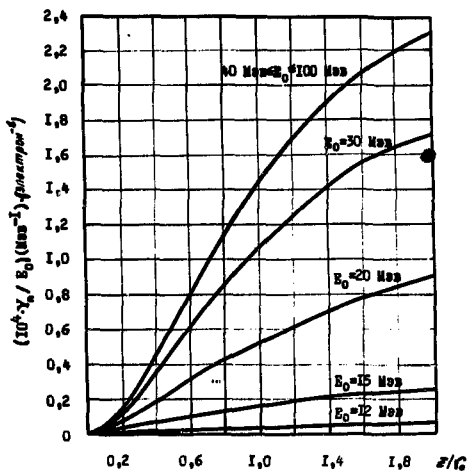


Рис. 5. Отношение числа фотоннейтронов Y_n к энергии падающих электронов E_0 в зависимости от толщины вольфрамовой ^{17/} мишени z/r_0 в долях средних пробегов электронов z/r_0 /.

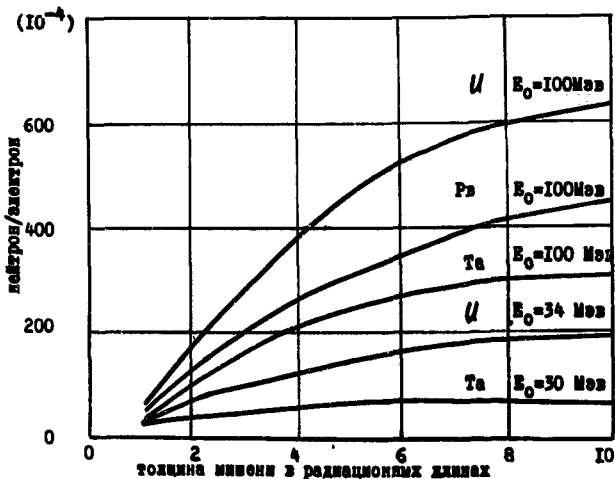


Рис. 6. Выход фотонейтронов из танталовой, свинцовой и урановой мишеней, в зависимости от толщины мишеней / $t_0 \text{ Ta} = 6,3 \text{ г/см}^2 // 14,15/$.

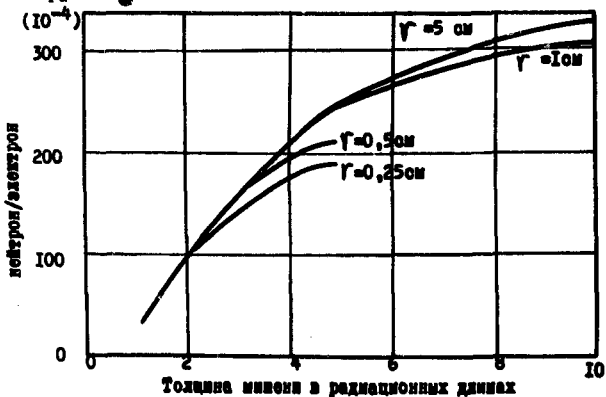


Рис. 7. Выход фотонейтронов из танталовой мишени в зависимости от толщины и радиуса цилиндрической мишени. Энергия падающих электронов $100 \text{ МэВ} // 14 // \rho_{\text{Ta}} = 16,4 \text{ г/см}^3/$.

Рис. 8. Спектры нейтронов для мишеней из свинца, висмута и вольфрама, бомбардируемых электронами с энергией 45 Мэв/17/.

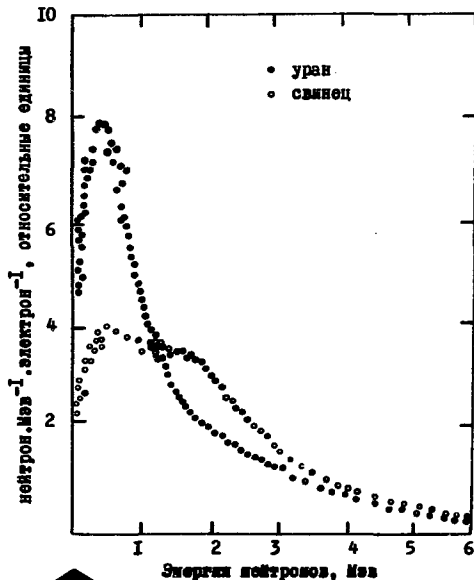
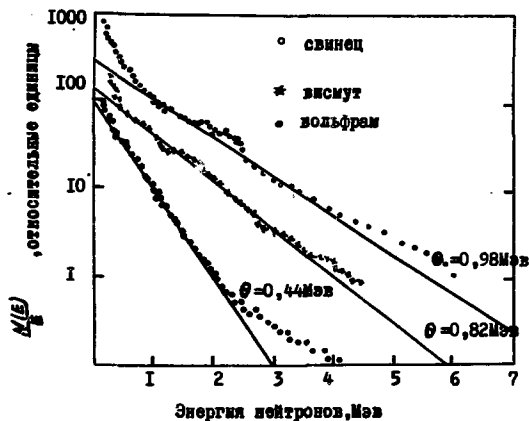


Рис. 9. Спектры нейтронов для мишеней из свинца и урана толщиной 3 радиационных длины, бомбардируемых электронами с энергией 45 Мэв.