

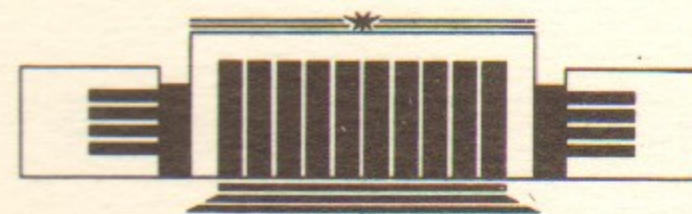


11
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Г.М. Протопопова, В.Я. Чудаев

ЗАЩИТА ОТ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ
С ЭНЕРГИЕЙ 0,5—3 МэВ

ПРЕПРИНТ 87-115



НОВОСИБИРСК

Защита от тормозного излучения
электронных ускорителей с энергией 0,5—3 МэВ

Г.М. Протопопова, В.Я. Чудаев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрен комплекс вопросов, связанных с защитой от тормозного излучения с энергией 0,5—3 МэВ, включающий расчет выхода и спектрального распределения излучения при полном торможении электрона в среде; оценку мощности дозы тормозного излучения из толстых мишеней; ослабление тормозного излучения в различных материалах; оценку доз и защиты от рассеянного излучения. Полученные результаты представлены в удобной для практического использования форме. Приведенные материалы могут быть также полезны для ориентировочных оценок доз при планировании различных экспериментов по облучению тормозным излучением.

АННОТАЦИЯ

АННОТАЦИЯ

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

В связи с расширяющимся процессом внедрения сильноточных электронных ускорителей в народное хозяйство и научные исследования, вопросы радиационной безопасности на этих установках приобретают существенное значение.

Габариты, материал, вес и стоимость защиты ускорителей в рассматриваемом диапазоне энергий определяются в основном тормозным излучением электронов. При работе с выведенным из вакуумного тракта пучком определенные трудности могут представлять защита от рассеянных электронов и удаление озона и окислов азота. Некоторые особенности имеет дозиметрия на этих установках (импульсный характер излучения, наличие рассеянных электронов).

При проведении экспериментов с облучением тормозным излучением объектов или деталей, содержащих бериллий либо дейтерий, могут возникать фотонейтроны и наведенная радиоактивность¹⁾. На установках, оборудованных защитой из тяжелых материалов (Fe, Pb), в этом случае могут потребоваться дополнительные меры по защите от фотонейтронов.

В настоящей работе рассмотрены только вопросы защиты от тормозного излучения.

¹⁾ Пороговая энергия (γ, n) — реакция для бериллия — 1,67 МэВ, для дейтерия — 2,2 МэВ.

1. ВЫХОД И СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ²⁾

Форма спектра тормозного излучения при полном торможении в среде электронов с энергией в несколько МэВ оценивалась Виардом [6]. Авторами настоящей работы были проделаны более подробные вычисления с целью получения абсолютных значений спектра и определения полного выхода излучения. В расчетах использовались величины радиационных потерь электронов, рекомендованные в обзоре Коха и Мотца [4], и был учтен нелинейный характер зависимости пробега электронов от энергий в области малых энергий.

Искомый спектр получался интегрированием вдоль траектории электрона спектрального распределения излучения, испускаемого электроном на единице длины пути, которое, как и в расчете Виарда, бралось в форме $A\left(4 - 3\frac{k}{T}\right)$, где k — энергия кванта, T — кинетическая энергия электрона. Зависимость коэффициента A от энергии электрона определялась из условия нормировки выражения $A\left(4 - 3\frac{k}{T}\right)$ на величину полных радиационных потерь на единице длины пути (Виард эту зависимость не учитывал). Для интервала энергий электронов от 0 до 10—15 МэВ радиационные потери на единице длины пути могут быть выражены простой формулой:

$$\left|\frac{dE}{dx}\right|_{\text{рад}} = \frac{16}{3} \bar{\sigma} n (mc^2 + 2T), \quad (1)$$

где $\sigma = \frac{Z^2 r_0^2}{137} = 5,8 \cdot 10^{-28} Z^2 \text{ см}^2$; Z — атомный номер среды, r_0 — классический радиус электрона, mc^2 — энергия покоя электрона; n — число ядер в 1 г среды. Формула (1) представляет собой аппроксимацию данных работы [4] с точностью $\sim 15\%$.

Для удобства выполнения интегрирования в аналитическом виде, использовались следующие аппроксимации для пробега электронов:

$$R = R_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma \quad \text{для } T_0 \leq mc^2,$$

$$R = R_0 \frac{mc^2 + 2T_0}{mc^2 + 2T} \cdot \frac{T^2}{T_0^2} \quad \text{для } T_0 \geq mc^2,$$

где T_0 — начальная кинетическая энергия электрона; R_0 — табличное значение пробега электрона с энергией T_0 (см. табл. 1); T и R — текущие значения кинетической энергии и остаточного пробега, соответственно; γ — показатель степени, см. табл. 2.

В результате вычислений получены следующие выражения для искомого спектрального распределения:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(T_0, k) = & \frac{32}{15} \bar{\sigma} n R_0 \left\{ 8 \left[1 - \left(\frac{k}{T_0}\right)^\gamma \right] + \frac{4\gamma}{\gamma-1} \times \right. \\ & \left. \times \frac{mc^2}{T_0} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{k}{mc^2} \right) \left[1 - \left(\frac{k}{T_0}\right)^{\gamma-1} \right] + \frac{3\gamma}{2-\gamma} \frac{k \cdot mc^2}{T_0^2} \left[1 - \left(\frac{k}{T_0}\right)^{\gamma-2} \right] \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

для $T_0 \leq mc^2$ и

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(T_0, k) = & \frac{64}{15} \bar{\sigma} n R_0 \left(1 + \frac{mc^2}{2T_0} \right) \times \\ & \times \left\{ 4 \left(1 - \frac{k}{T_0} \right) + \left(\frac{2mc^2}{T_0} + \frac{3k}{T_0} \right) \ln \frac{mc^2 + 2T_0}{mc^2 + 2k} + 6 \frac{k}{T_0} \ln \frac{k}{T_0} \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

для $T_0 \geq mc^2$.

Здесь $\mathcal{J}(T_0, k)$ представляет собой энергию излучения, испущенного электроном при полном торможении в среде, в виде квантов энергии k в единичном интервале энергий квантов. Интегрируя (2) и (3) по энергии квантов и деля результат на T_0 , получим величину относительного выхода тормозного излучения:

$$\eta = \frac{32}{3} \bar{\sigma} n R_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} + \frac{1}{2} \frac{mc^2}{T_0} \right) \quad \text{для } T_0 \leq mc^2 \quad (4)$$

и

$$\eta = \frac{16}{3} \bar{\sigma} n R_0 \left(1 + \frac{mc^2}{2T_0} \right) \left[1 + \frac{mc^2}{T_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{mc^2}{T_0} \right) \ln \left(1 + \frac{2T_0}{mc^2} \right) \right] \quad \text{для } T_0 \geq mc^2 \quad (5)$$

В нерелятивистском случае ($T_0 \ll mc^2$) формула (4) упрощается:

$$\eta = \frac{16}{3} \bar{\sigma} n R_0 \frac{mc^2}{T_0}.$$

При $T_0 \gg mc^2$ (5) также дает более простой результат:

$$\eta = \frac{16}{3} \bar{\sigma} n R_0$$

²⁾ Под толстой понимается мишень, имеющая толщину порядка пробега электрона.

Таблица 1

Тормозные способности и остаточные пробеги электронов,
рассчитанные по формуле Бете [5]

T, МэВ	Бериллий		Полистирен		Воздух	
	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²
0,01	18,8	2,98 · 10 ⁻⁴	22,8	2,47 · 10 ⁻⁴	19,8	2,85 · 10 ⁻⁴
0,03	8,00	0,00211	9,70	0,00175	8,51	0,00199
0,05	5,45	0,0521	6,60	0,00431	5,85	0,00490
0,07	4,30	0,00939	6,00	0,00776	4,61	0,00880
0,10	3,40	0,0173	4,10	0,0151	3,64	0,0162
0,20	2,39	0,0546	2,78	0,0459	2,47	0,0507
0,30	1,93	0,103	2,34	0,0856	2,08	0,0952
0,40	1,76	0,157	2,12	0,131	1,90	0,146
0,50	1,66	0,216	2,02	0,179	1,81	0,200
0,60	1,61	0,277	1,94	0,229	1,75	0,256
0,70	1,58	0,339	1,90	0,281	1,71	0,314
0,80	1,55	0,404	1,88	0,334	1,68	0,373
0,90	1,54	0,468	1,86	0,388	1,67	0,432
1,00	1,53	0,534	1,85	0,442	1,66	0,492
1,20	1,52	0,665	1,84	0,550	1,65	0,613
1,40	1,52	0,796	1,84	0,658	1,65	0,734
1,60	1,53	0,927	1,85	0,766	1,66	0,854
1,80	1,54	1,06	1,86	0,874	1,67	0,973
2,00	1,55	1,19	1,87	0,981	1,68	1,09
2,20	1,56	1,32	1,88	1,09	1,69	1,21
2,40	1,56	1,44	1,89	1,19	1,70	1,33
2,60	1,57	1,57	1,90	1,30	1,72	1,44
2,80	1,58	1,69	1,92	1,40	1,73	1,56
3,00	1,60	1,82	1,93	1,51	1,74	1,68
4,00	1,63	2,44	1,99	2,02	1,79	2,24
5,00	1,68	3,05	2,02	2,52	1,83	2,79
6,00	1,71	3,64	2,07	3,00	1,87	3,33
8,00	1,77	4,79	2,13	3,95	1,93	4,38
10,00	1,81	5,91	2,18	4,88	1,98	5,40
	I = 60 эВ		I _n = 15,6 эВ I _c = 76,4 эВ		I _N = 80,5 эВ I ₀ = 92 эВ I _{Ar} = 207 эВ	

Таблица 1 (продолжение)

T МэВ	Алюминий		Медь		Кадмий		Золото	
	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²	Тормозная способность, МэВ см ² /г	Оста- точный пробег, г/см ²
0,01	1,70	3,39 · 10 ⁻⁴						
0,03	7,47	0,00230	6,10	2,86 · 10 ⁻³				
0,05	5,17	0,00559	4,25	0,00690				
0,07	4,09	0,00999	3,40	0,0122	2,93	0,0143		
0,10	3,24	0,0183	2,72	0,0222	2,35	0,0259	2,01	0,0308
0,20	2,23	0,0568	1,88	0,0679	1,65	0,0784	1,41	0,0921
0,30	1,88	0,106	1,60	0,126	1,39	0,145	1,22	0,169
0,40	1,73	0,162	1,47	0,191	1,30	0,219	1,13	0,255
0,50	1,64	0,222	1,41	0,261	1,24	0,298	1,08	0,346
0,60	1,59	0,284	1,36	0,333	1,21	0,380	1,05	0,440
0,70	1,55	0,347	1,34	0,407	1,18	0,464	1,04	0,535
0,80	1,53	0,412	1,32	0,482	1,17	0,549	1,03	0,632
0,90	1,52	0,477	1,32	0,558	1,17	0,634	1,02	0,730
1,00	1,51	0,543	1,31	0,634	1,16	0,720	1,02	0,827
1,20	1,51	0,675	1,31	0,786	1,17	0,892	1,03	1,02
1,40	1,52	0,807	1,32	0,938	1,18	1,06	1,03	1,22
1,60	1,52	0,938	1,33	1,09	1,18	1,23	1,04	1,41
1,80	1,54	1,07	1,34	1,24	1,19	1,40	1,05	1,60
2,00	1,55	1,20	1,35	1,39	1,20	1,57	1,06	1,79
2,20	1,56	1,33	1,36	1,54	1,22	1,73	1,08	1,97
2,40	1,57	1,45	1,37	1,68	1,23	1,90	1,09	2,16
2,60	1,58	1,58	1,37	1,83	1,24	2,06	1,10	2,34
2,80	1,59	1,71	1,38	1,97	1,24	2,22	1,11	2,52
3,00	1,60	1,83	1,40	2,11	1,25	2,38	1,12	2,70
4,00	1,66	2,45	1,45	2,81	1,30	3,16		
5,00	1,69	3,04	1,49	3,49	1,34	3,92		
6,00	1,73	3,63	1,52	4,15	1,37	4,65		
8,00	1,79	4,76	1,59	5,44				
10,00	1,84	5,86	1,63	6,68				
	I = 150 эВ		I = 310 эВ		I = 480 эВ		I = 790 эВ	

Таблица 2
Значения показателя γ в аппроксимации пробега электрона
 $R = R_0(T/T_0)^\gamma$

Энергетический интервал, кэВ	Be ₄	Полистиролен	воздух	Al ₁₃	Cu ₂₉	Cd ₄₈	Au ₇₉
10—30	1,78	1,78	1,77	1,74	1,71	1,69	1,67
30—100	1,75	1,79	1,74	1,72	1,70	1,68	1,64
100—500	1,57	1,54	1,56	1,55	1,53	1,52	1,50
200—1000	1,415	1,41	1,41	1,40	1,39	1,38	1,36
500—3000	1,19	1,19	1,186	1,18	1,16	1,16	1,15

Формулы (3) и (5) для веществ с малым Z применимы до энергии ~ 10 МэВ, т. е. в пределах справедливости аппроксимации (1). Для веществ с высоким атомным номером верхняя граница лежит ниже, так как при расчетах не учитывалось влияние радиационных потерь на величину пробега электрона. Поэтому для больших Z (3) и (5) можно считать достаточно точными, пока $\eta \ll 1$.

В справочных руководствах по защите [7] и [8] приводятся формулы Ву и Р. Егера для η . Сравнение результатов расчета для меди по этим формулам с нашими результатами показано на рис. 1. Формулы Ву и Егера базируются на выражении для

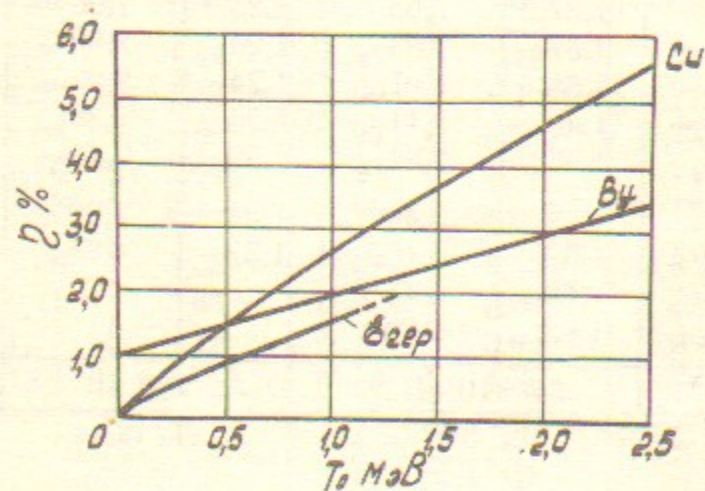


Рис. 1.

$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{\text{рад}}$, полученном из теории Гайтлера, поэтому они занижают η при $T_0 > 0,5$ МэВ. При малых же энергиях формула Ву сильно завышает η , так как при выводе ее использовалась линейная ап-

проксимация зависимости пробега электрона от энергии, что для области малых энергий некорректно.

Результаты расчетов η по формулам (4) и (5) для веществ с различными Z представлены на рис. 2.

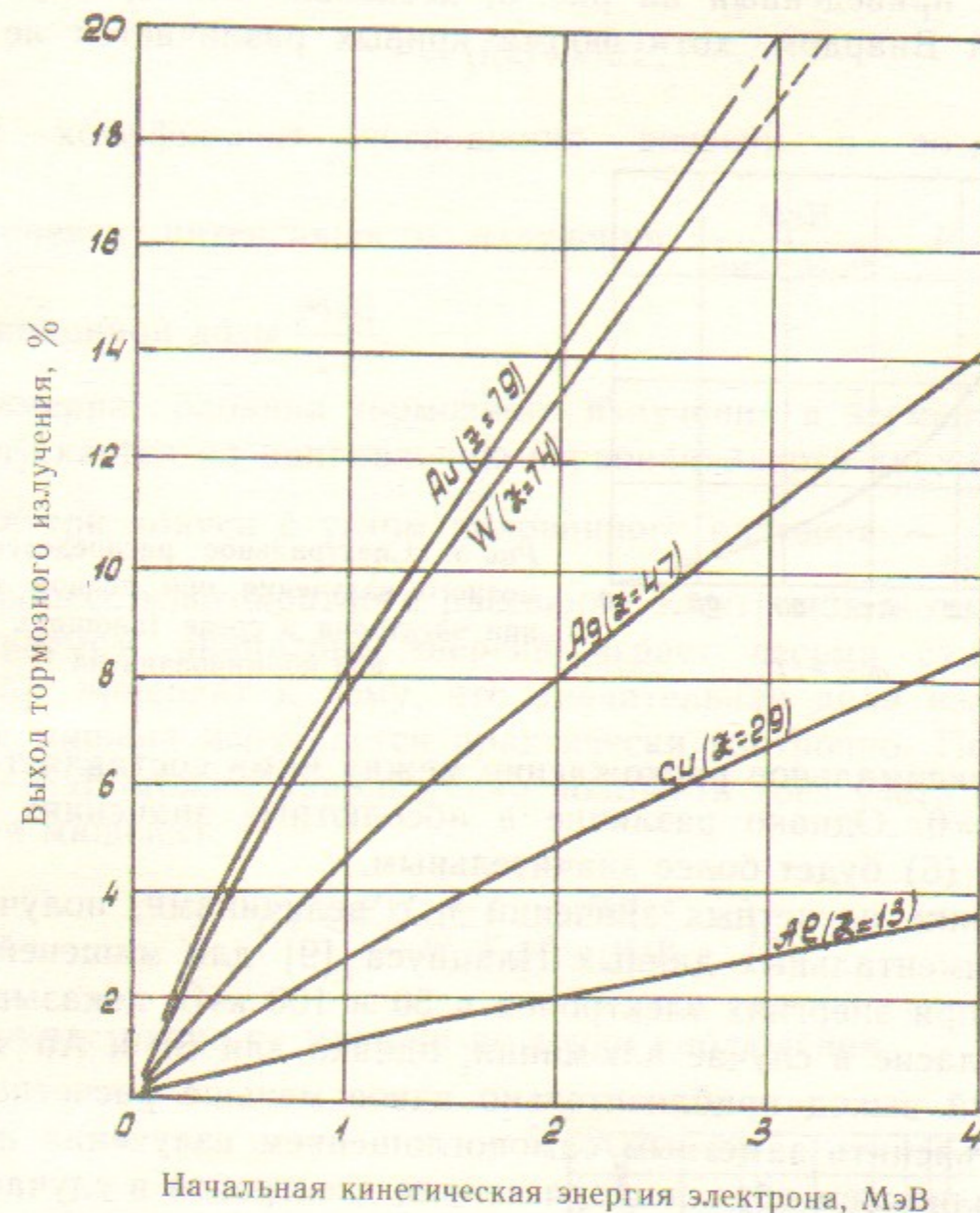


Рис. 2. Выход тормозного излучения при полном торможении электрона в мишени.

Численные расчеты спектров по формулам (2) и (3) для энергий $T_0 = 0,03; 0,1; 0,5$ и $2,5$ МэВ показали, что если кривую спектрального распределения строить в зависимости от переменной $\omega = k/T_0$, то форма спектра весьма слабо зависит от T_0 и с точностью $\sim 5\%$ для любых энергий в диапазоне $0-3$ МэВ может быть изображена кривой на рис. 3. Связь величины $\mathcal{F}(\omega)$, изобра-

женной на рисунке, с абсолютным значением спектра дается формулой

$$\mathcal{F}(T_0, k) dk = \eta \mathcal{F}(\omega) d\omega \quad (6)$$

Спектр, приведенный на рис. 3, несколько мягче, чем спектр, полученный Виардом, хотя форма кривых различается не очень

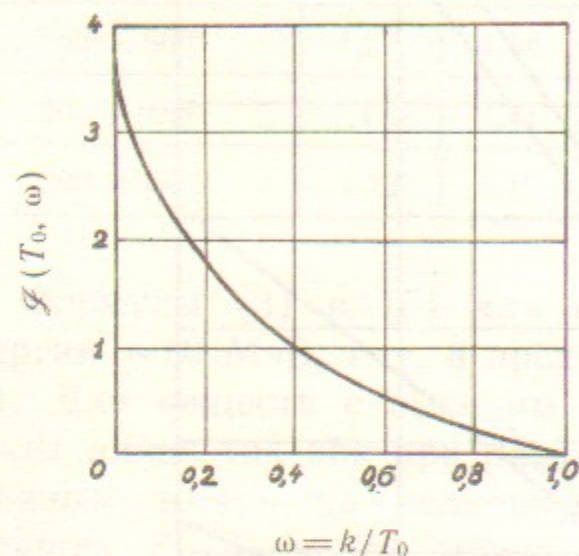


Рис. 3. Спектральное распределение тормозного излучения при полном торможении электрона в среде (площадь под кривой нормирована на 1).

сильно: максимальное расхождение между ними составляет $\sim 13\%$ при $k/T_0=0$. Однако различие в абсолютных значениях в силу (4), (5) и (6) будет более значительным.

Сравнение расчетных значений η с величинами, полученными из экспериментальных данных Плациуса [9] для мишеней из Al, Sn, и Au при энергиях электронов в 50 и 100 кэВ, показывает хорошее согласие в случае алюминия; однако для Sn и Au экспериментальный выход приблизительно вдвое меньше расчетного, что можно объяснить заметным самопоглощением излучения и значительным влиянием обратного рассеяния электронов в случае мишеней с большим Z (для данных энергий).

Усредненные по углам экспериментальные спектральные распределения для толстой вольфрамовой мишени [10] при энергиях электронов 1,8; 1,25 и 1,4 МэВ удовлетворительно согласуются с расчетными величинами при учете поглощения излучения в материале, окружающем мишень (при наличии значительной фильтрации в спектре остаются только кванты сравнительно высокой энергии, для которых самопоглощение в мишени, а также влияние обратного рассеяния электронов имеют меньшее значение).

2. ОЦЕНКА МОЩНОСТИ ДОЗЫ ОТ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Если известно спектральное распределение интенсивности излучения, то мощность экспозиционной дозы может быть рассчитана по формуле:

$$P = \int I(k) \gamma(k) dk, \quad (7)$$

где γ — коэффициент поглощения энергии в воздухе, $\frac{\text{см}^2}{\text{г}}$;

$I(k)$ — спектр интенсивности излучения, $\frac{\text{МэВ}}{\text{см}^2 \text{с МэВ}}$; P — мощность

экспозиционной дозы $\frac{\text{МэВ}}{\text{гс}}$.

Примерно половина тормозного излучения в элементарных актах испускается по направлению первоначального движения электрона внутри конуса с углом половинного раствора $\sim \frac{mc^2}{mc^2 + T_0}$. Однако процесс многократного рассеяния электронов, который в рассматриваемом диапазоне энергий играет весьма существенную роль [5], приводит к тому, что значительная доля излучения из толстой мишени испускается практически изотропно. Поэтому для $T_0 \leq 1,5$ МэВ можно приближенно положить (без учета самопоглощения в мишени):

$$I(k) \approx \frac{\mathcal{F}(T_0, k)}{4\pi R^2} \left(\frac{\text{МэВ} \cdot \text{с}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ} \cdot e^-} \right), \quad (8)$$

где R — расстояние от мишени до точки наблюдения.

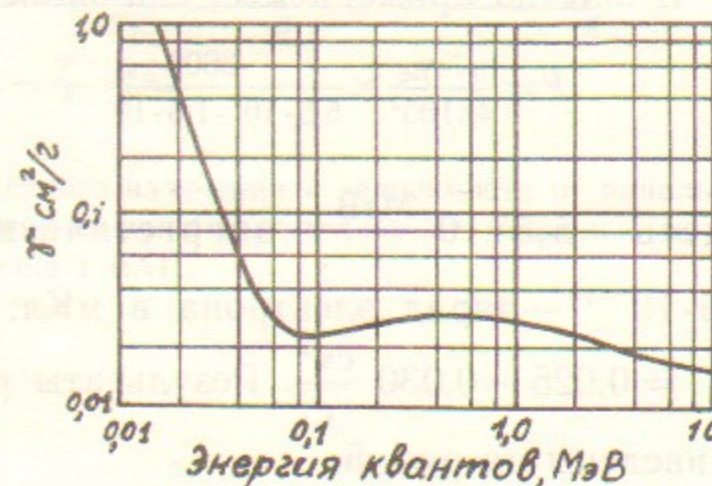


Рис. 4. Коэффициент поглощения энергии (γ) для воздуха.

Зависимость $\gamma(k)$ показана на рис. 4. Быстрый рост γ при

$k < 30 - 40$ кэВ, а также трудности учета самопоглощения в мягкой части спектра (8) для мишеней с различными Z затрудняют вычисление интеграла (7). Введение начальной фильтрации устраняет эту трудность:

$$P \approx \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^{T_0} \mathcal{J}(T_0, k) \gamma(k) e^{-\mu_\phi(k)d} dk. \quad (9)$$

Здесь $\mu_\phi(k)$ и d — коэффициент ослабления и толщина начального фильтра, соответственно.

Нетрудно убедиться, что для $T_0 = 0,5 - 3,0$ МэВ начальный фильтр в 5 мм Al делает несущественным вклад в дозу интервала 0—40 кэВ, не искажая существенно остальной части спектра. Поэтому в дальнейшем мы будем всюду предполагать наличие начальной фильтрации 5 мм Al. В мишенях с большим Z (≥ 50) самопоглощение приводит к обрезанию спектра в области ~ 50 кэВ. Таким образом (9) можно переписать в виде:

$$P \approx \frac{1}{4\pi R^2} \int_{k_{\text{тр}}}^{T_0} \mathcal{J}(T_0, k) \gamma(k) dk, \quad (10)$$

где $k_{\text{тр}}$ — энергия обрезания спектра. Применяя к (10) теорему о среднем значении и учитывая, что $k_{\text{тр}} \ll T_0$ (для $T_0 = 0,5 - 3$ МэВ), получим:

$$P \approx \frac{\gamma_{\text{эф}}}{4\pi R^2} \int_{k_{\text{тр}}}^{T_0} \mathcal{J}(T_0, k) dk \approx \frac{\eta T_0 \gamma_{\text{эф}}}{4\pi R^2} \left(\frac{\text{МэВ} \cdot \text{с}}{\text{г} \cdot \text{с} \cdot e^-} \right). \quad (11)$$

В обычно применяемых единицах для $R = 1$ м имеем:

$$P = \frac{\eta T_0 \gamma_{\text{эф}}}{4\pi 100^2} \times \frac{3600}{5,5 \cdot 10^7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-16}} = 3,3 \cdot 10^6 \eta T_0 \gamma_{\text{эф}} \left(\frac{\text{Р}}{\text{час} \cdot \text{мА}} \right). \quad (12)$$

Здесь $5,5 \cdot 10^7 \frac{\text{МэВ}}{\text{г}}$ — энергетический эквивалент рентгена; $1,6 \cdot 10^{-16}$ — заряд электрона в мКл; 3600 — число секунд в 1 час; $\gamma_{\text{эф}} = 0,025 - 0,030 \frac{\text{см}^2}{\text{г}}$. Результаты расчетов по соотношению (12) приведены на рис. 5.

Примечание. Для случаев, когда приходится делать оценки радиационной опасности, не имея под руками справочных данных,

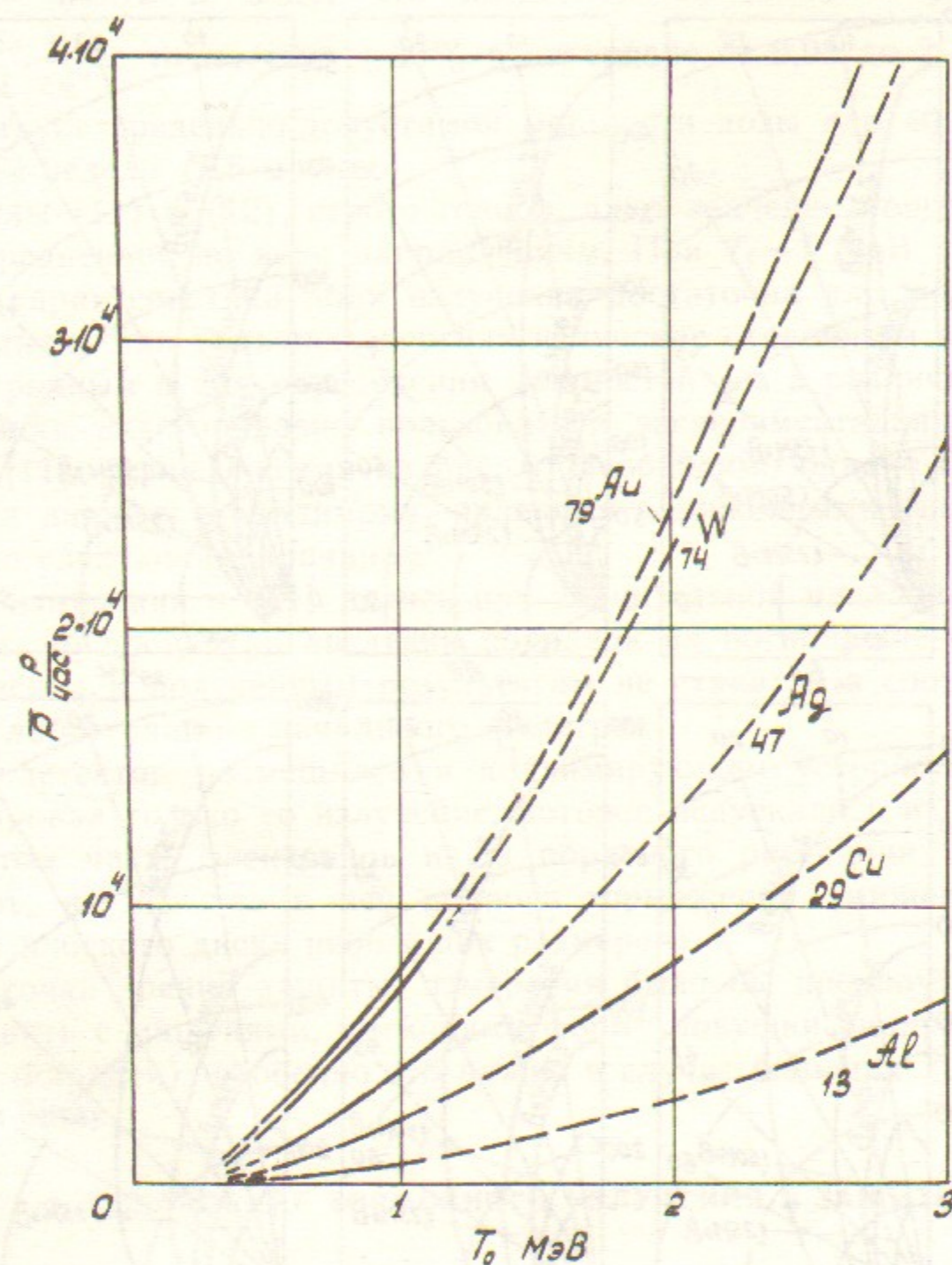


Рис. 5. Средняя мощность дозы тормозного излучения в зависимости от начальной энергии электронов и атомного номера мишени (расстояние от мишени 1 м, ток пучка 1 мА).

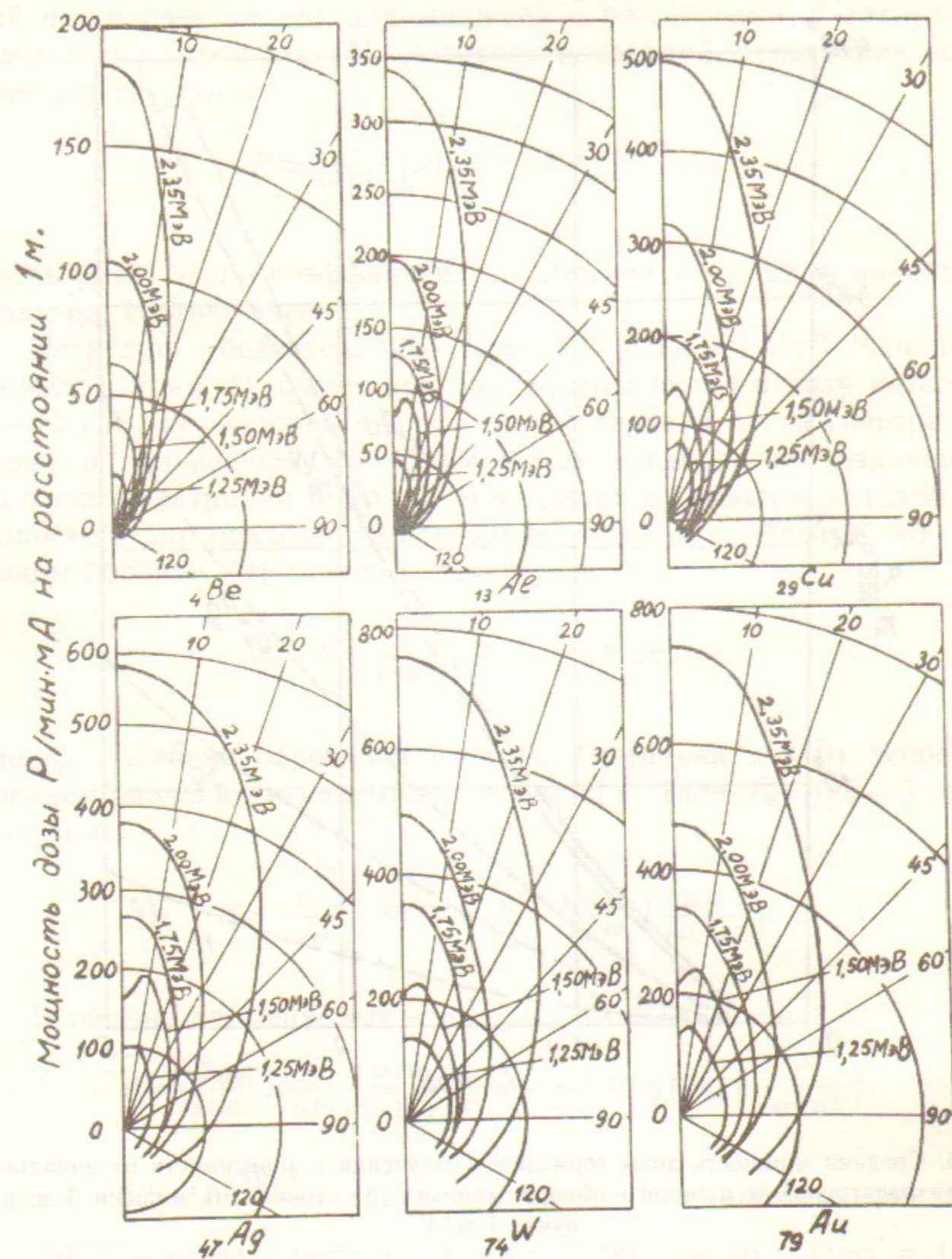


Рис. 6. Угловое распределение мощности дозы тормозного излучения, образующегося при торможении моноэнергетических электронов в мишени, толщина которой немного больше максимального пробега электронов [11].

полезно иметь в виду, что интенсивность гамма-излучения в $2 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ с точностью $\pm 30\%$ в интервале от 0,05 до 2 МэВ со-

ответствует предельно-допустимой мощности дозы для 40 часовой рабочей недели (2,5 мр/час).

Формулы (11) и (12), строго говоря, дают значение мощности дозы, усредненное по всем направлениям. При $T_0 \sim 1$ МэВ и меньше такая характеристика поля излучения достаточна для многих целей, однако при больших энергиях излучение становится все более анизотропным и для определения мощностей доз в различных направлениях целесообразно пользоваться экспериментальными данными [11], приведенными на рис. 6. Необходимо однако отметить, что эти данные, по-видимому, являются заниженными (на фактор ~ 2) по следующим причинам:

1) измерения в [11] велись при значительной начальной фильтрации, но процедура введения поправок на поглощение в работе не описана и полученным результатам не ставится в соответствие какая-либо толщина начального фильтра;

2) детектор размещался в коллимирующем устройстве и регистрировал только то излучение, которое испускалось из мишени; при этом часть электронов из-за обратного рассеяния покидала мишень, не испытав в ней полного торможения (мишень имела форму плоского диска небольших размеров).

С точки зрения защиты, измерения было бы предпочтительней выполнять с мишенями, имеющими форму ловушки (например, цилиндр Фарадея); особенно это важно в случае больших Z .

3. ОСЛАБЛЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАЩИТЕ

Мощность дозы $P(x)$ в широком пучке за слоем защиты толщиной x может быть выражена следующим образом:

$$P(x) \approx \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^{T_0} \mathcal{F}(T_0, k) \gamma(k) e^{-\mu x} B(\mu x, k, Z) dk =$$

$$= \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^{T_0} \frac{\mathcal{F}(T_0, k) \gamma(k) dk}{K_m(\mu x, k, Z)}, \quad (13)$$

где μ — коэффициент ослабления гамма-квантов энергии k матери-

алом защиты; $B(\mu x, k, Z)$ — дозовый фактор накопления; $K_m(\mu x, k, Z)$ — кратность ослабления дозы моноэнергетического излучения энергии k защитным слоем толщины x ; Z — атомный номер материала защиты.

Применяя к (13) теорему о среднем и учитывая, что $\int \mathcal{F}(T_0, k) dk = \eta T_0 \cdot \int \mathcal{F}(\omega) d\omega$, получим:

$$P(x) = \frac{\eta T_0 \bar{\gamma}_{эф}}{4\pi R^2} \int_0^1 \frac{\mathcal{F}(\omega) d\omega}{K_m(\mu x, \omega T_0, Z)}. \quad (14)$$

Деля почленно (11) на (14) и полагая $\gamma_{эф}/\bar{\gamma}_{эф} \approx 1$, получаем формулу, выражающую зависимость кратности ослабления дозы тормозного излучения в широком пучке от толщины защиты:

$$K_{ш} = \frac{P}{P(x)} \approx \left\{ \int_0^1 \frac{\mathcal{F}(\omega) d\omega}{K_m(\mu x, \omega T_0, Z)} \right\}^{-1}. \quad (15)$$

Результаты численных расчетов по формуле (15) для свинца, железа, бетона и воды представлены на рис. 8—11. Величины K_m брались из универсальных таблиц Гусева Н.Г. [12]. Числа около кривых обозначают кинетическую энергию электронов в МэВ.

На рис. 12—15 для тех же материалов приведены кратности ослабления в геометрии узкого пучка:

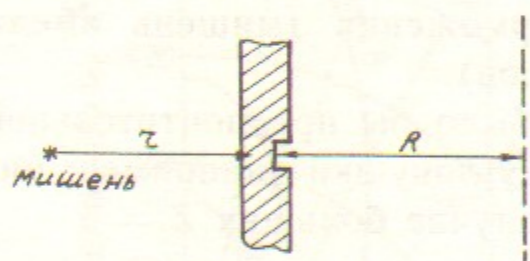


Рис. 7.

$$K_y \approx \left\{ \int_0^1 \mathcal{F}(\omega) e^{-\mu x} d\omega \right\}^{-1}. \quad (16)$$

Допустимая толщина локально-ослабленных мест в защите (вывод коммуникации и др.) может оцениваться по геометрии узкого пучка, если выполнены следующие условия:

$$1) \frac{S_{с.л}}{r^2} < \pi \left(\frac{mc^2}{T_0} \right)^2 \frac{K_{ш}}{K_y}; \quad (17)$$

$$2) \frac{S_{с.л}}{R^2} < \pi \left(\frac{mc^2}{T_0} \right)^2 \frac{K_{ш}}{K_y}; \quad (18)$$

где $S_{с.л}$ — площадь ослабленной части защиты; r — расстояние от мишени до ослабленной части защиты; R — расстояние от ослаб-

ленного места до мест возможного пребывания персонала (рис. 7). Величина $K_y/K_{ш}$ представляет собой фактор накопления для тормозного излучения. В условиях (17) и (18) $K_{ш}$ и K_y берутся для толщины слабого места.

Для грубой оценки ослабления тормозного излучения защитой, состоящей из 2 слоев различных материалов³⁾, не сильно различающихся по Z , можно использовать следующий практический прием. С помощью соответствующей кривой (рис. 8—15) определяется кратность ослабления для 1-го слоя (слой, расположенный ближе к мишени). Далее по кривой для материала 2-го слоя определяем толщину, эквивалентную по кратности ослабления 1-му слою. Прибавляя к последней толщину 2-го слоя, находим на этой же кривой результирующую кратность ослабления, которую приближенно можно приравнять к кратности ослабления защитной композиции. Если 1-й слой состоит из материала с меньшим Z , то рассчитанная таким образом кратность ослабления будет несколько занижена по сравнению с истинным ее значением (т. е. расчет будет выполнен с некоторым запасом), если же 1 слой выполнен из материала с большим Z , то кратность, наоборот, будет переоцениваться. Это объясняется тем, что после слоя с большим Z дозовый спектр излучения будет более жестким, чем после слоя с малым Z , при одинаковой кратности ослабления; поэтому характер дальнейшего ослабления излучения в обоих случаях различен.

Для слоев, сильно различающихся по Z , этот прием дает очень неточные результаты, особенно для излучения невысокой энергии. Поэтому кратность ослабления для композиций должна рассчитываться численным интегрированием по спектру:

1) для узкого пучка:

$$K_y = \left\{ \int_0^1 \mathcal{F}(\omega) e^{-(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2)} d\omega \right\}^{-1}, \quad (19)$$

где μ_1, μ_2 — коэффициенты ослабления для материалов первого и второго слоев, соответственно; x_1 и x_2 — толщины первого и второго слоев;

2) для широкого пучка

$$K_{ш} = \left\{ \int_0^1 \mathcal{F}(\omega) e^{-(\mu_1 x_1 + \mu_2 x_2)} B \cdot d\omega \right\}^{-1}, \quad (20)$$

³⁾ Толщины слоев считаются заданными.

Свинец ($\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$)
широкий пучок

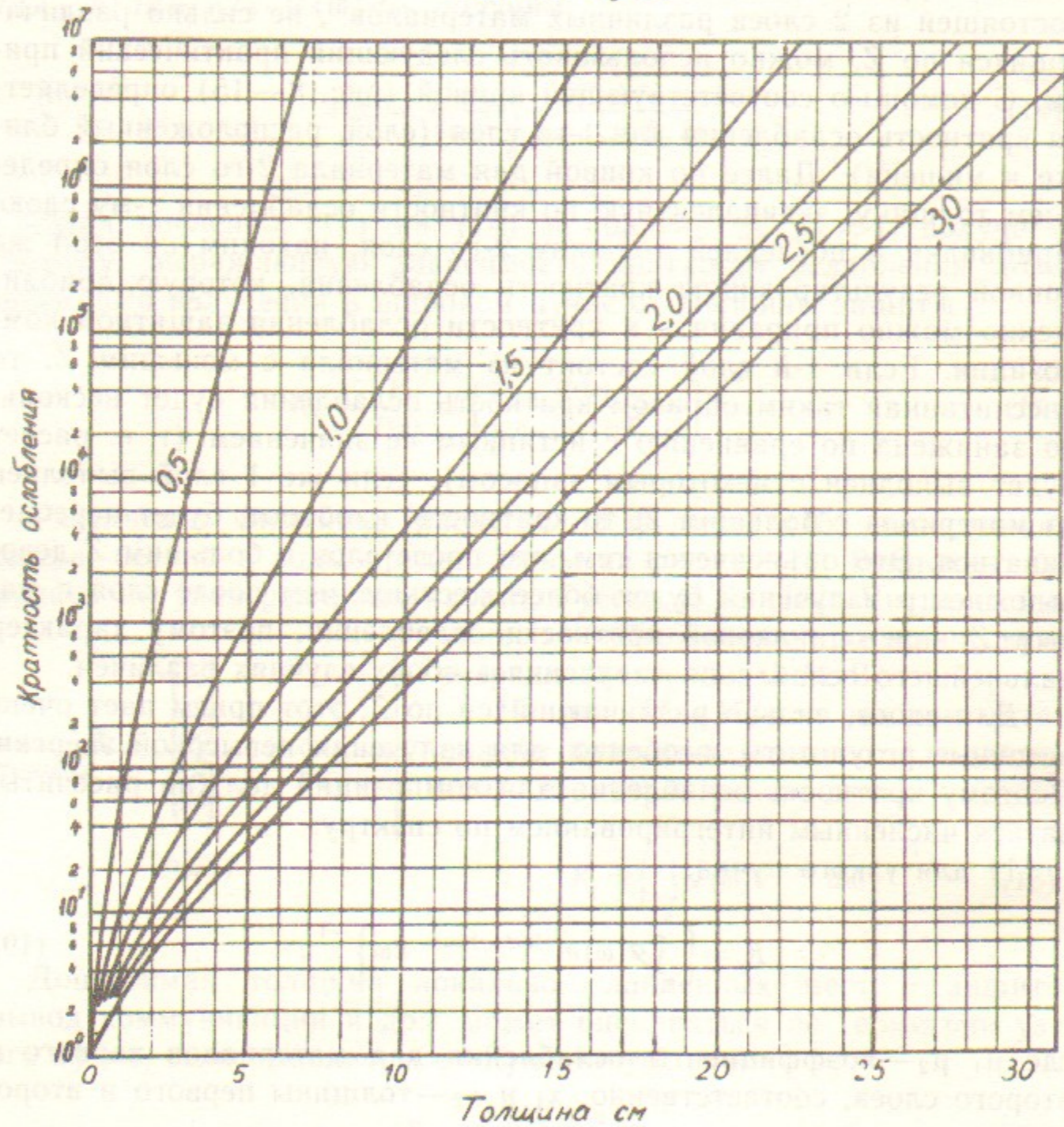


Рис. 8.

Железо ($\rho = 7,89 \text{ г/см}^3$)
широкий пучок

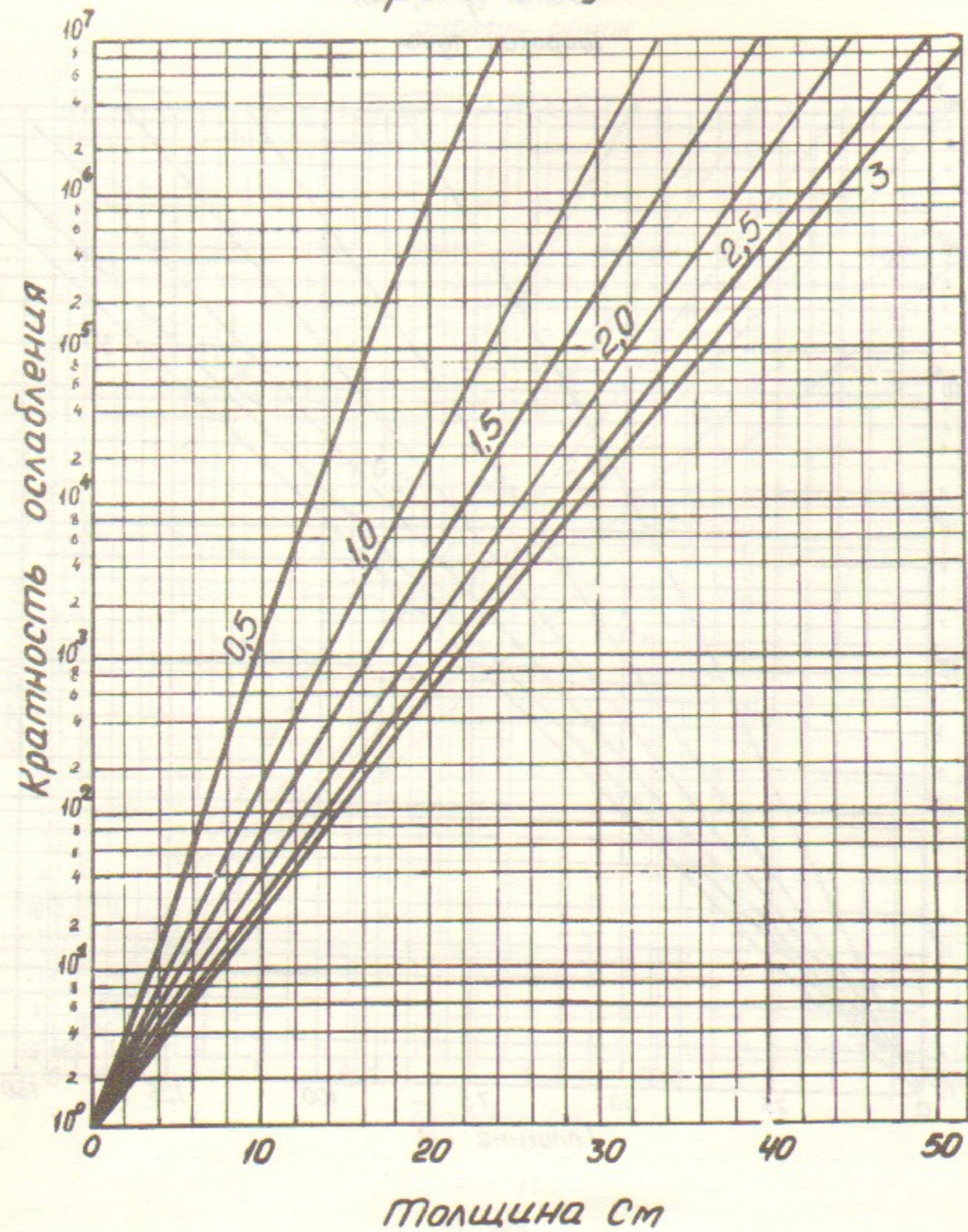


Рис. 9.

Бетон ($\rho = 2,3 \frac{m}{ms}$)
широкий пучок

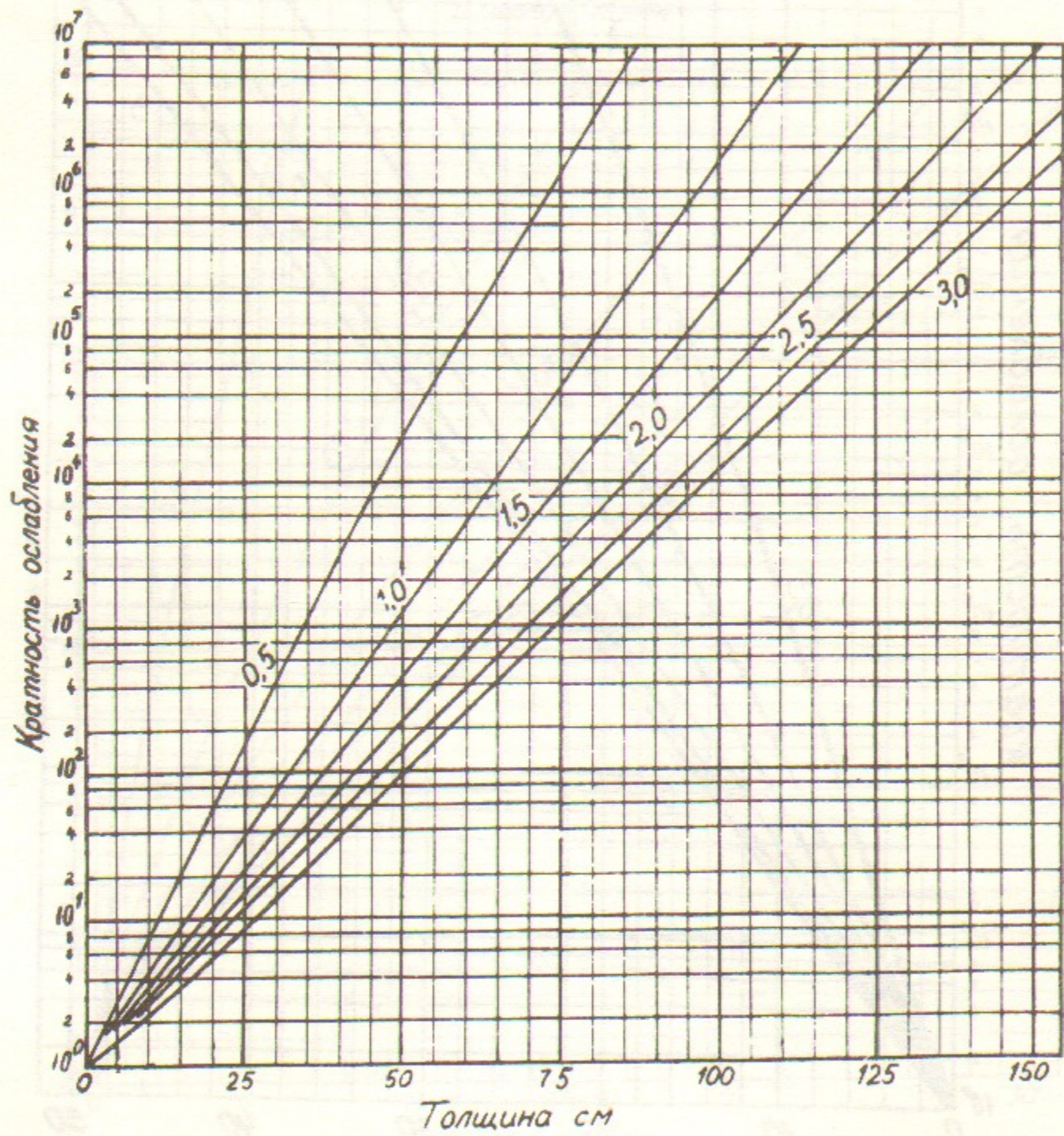


Рис. 10.

Вода
широкий пучок

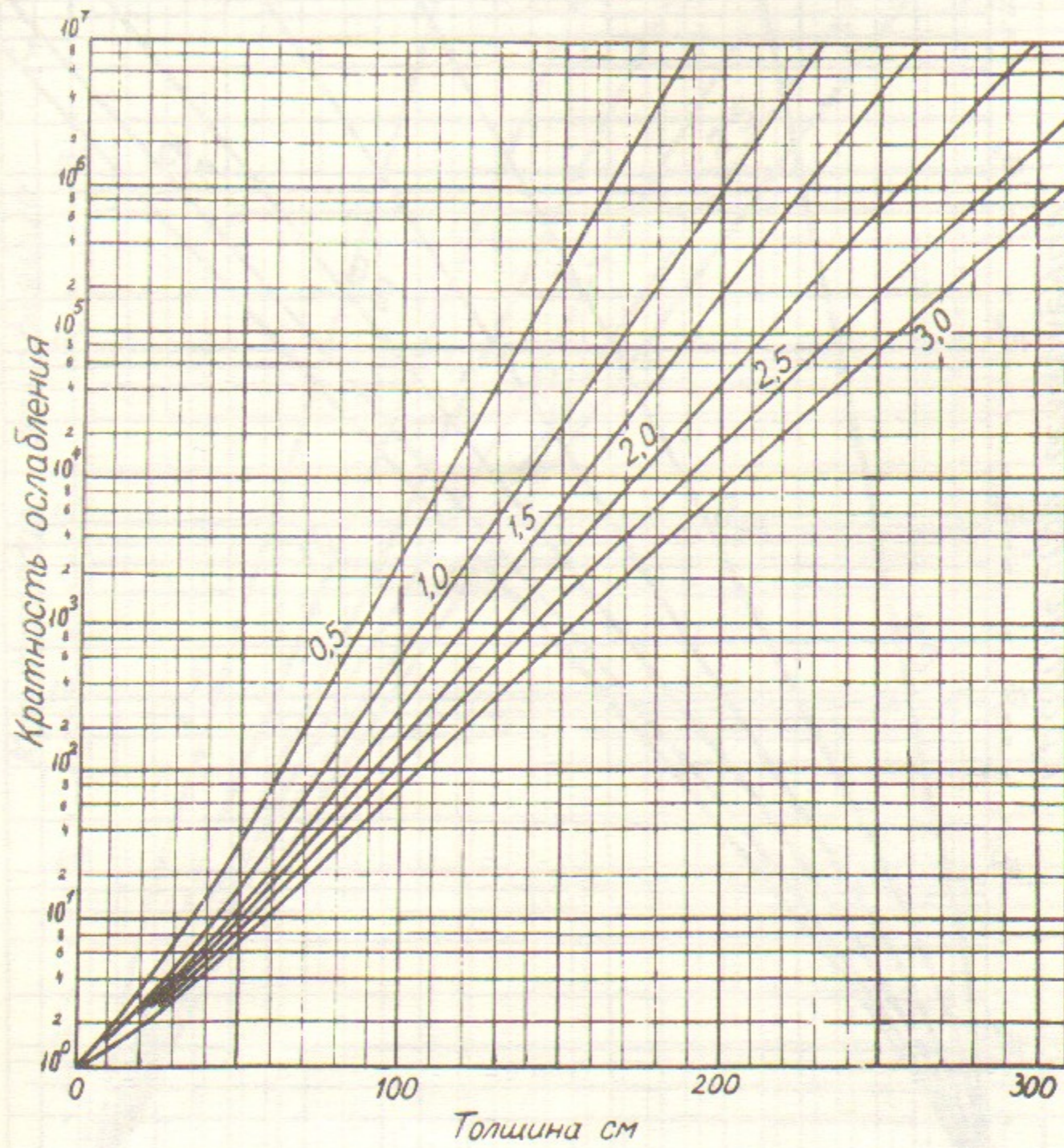


Рис. 11.

Свинец ($\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$)
узкий пучок

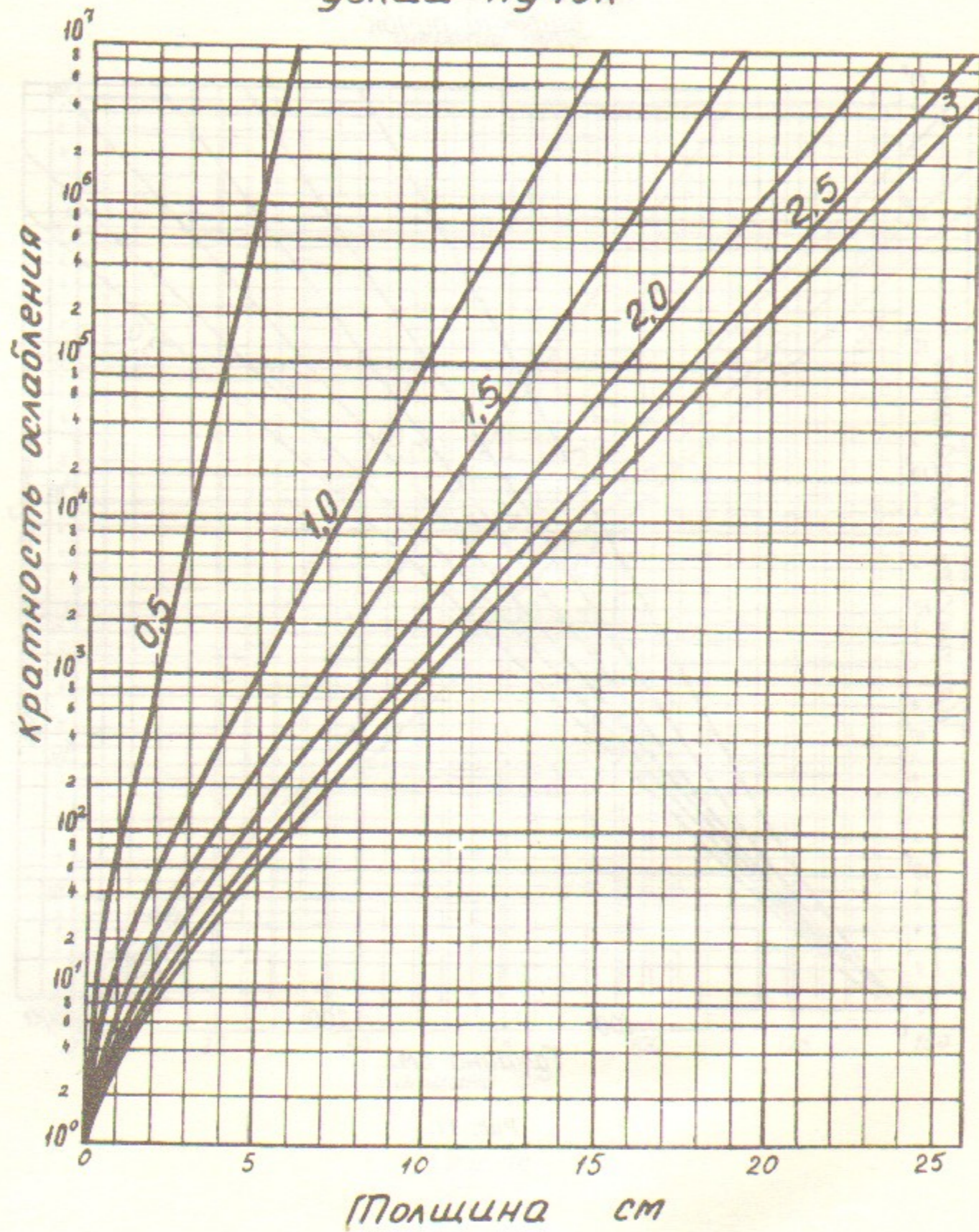


Рис. 12.

Железо ($\rho = 7,89 \text{ г/см}^3$)
узкий пучок

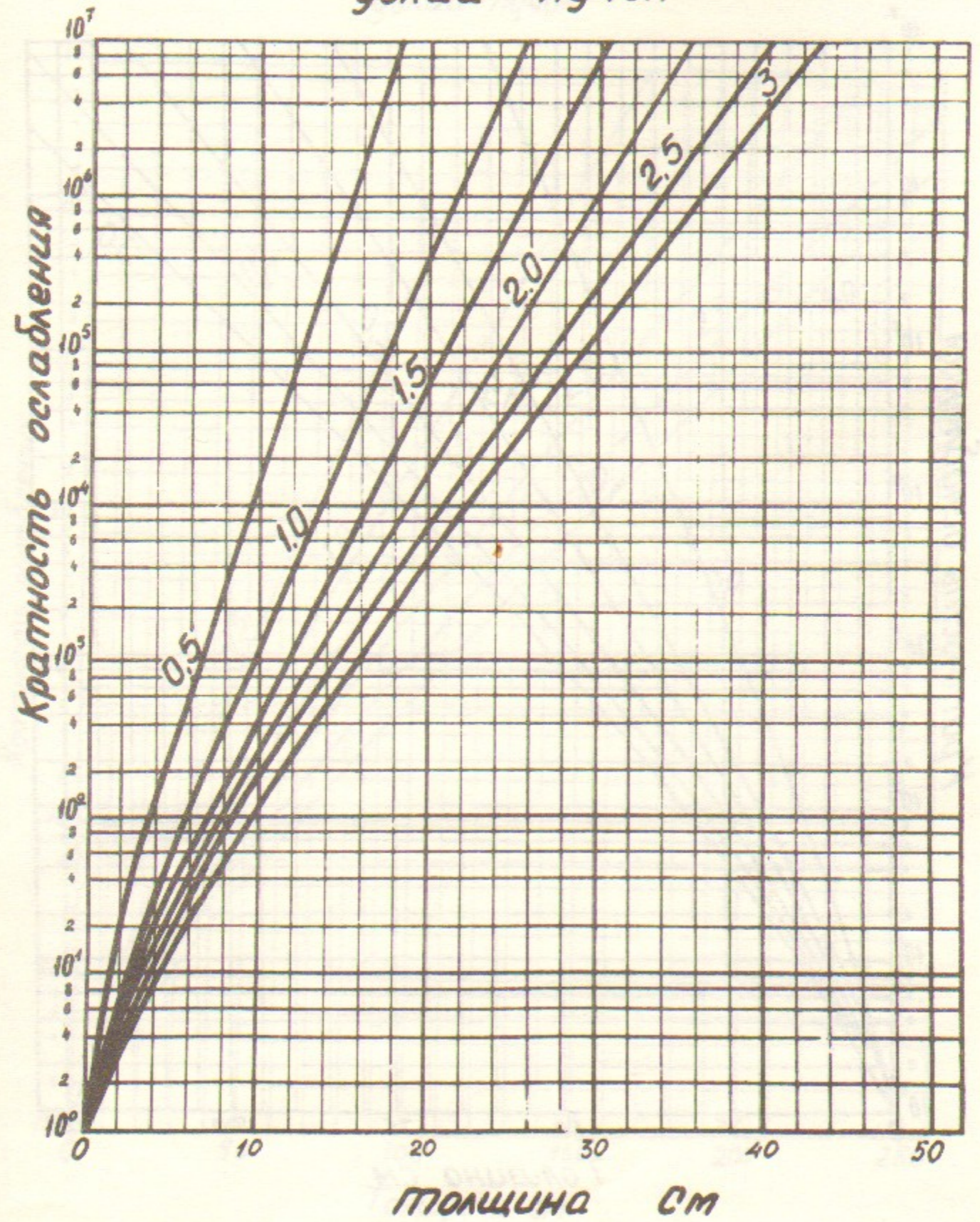


Рис. 13.

Бетон ($\rho = 2,3 \text{ т/м}^3$)
узкий пучок

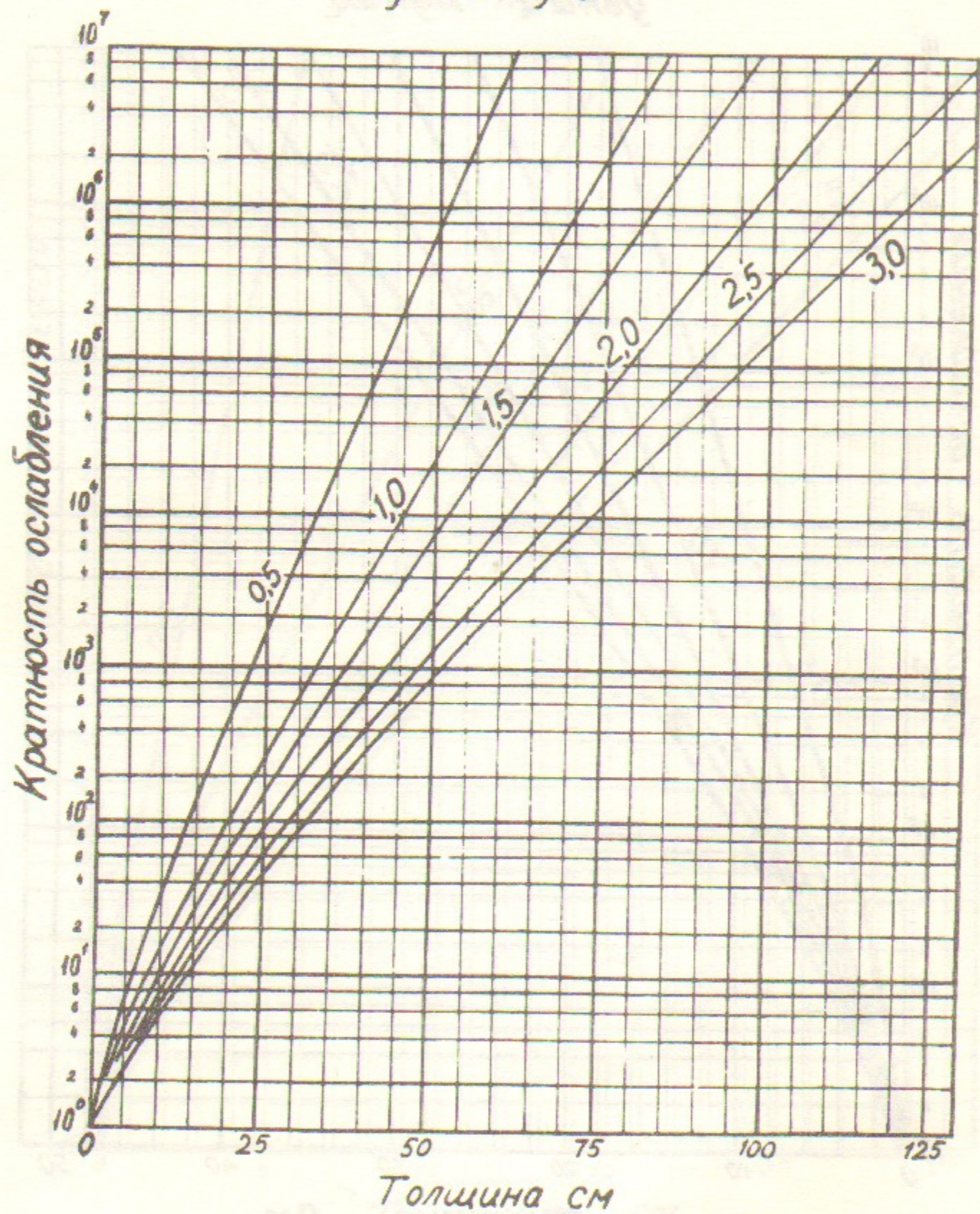


Рис. 14.

Вода
узкий пучок

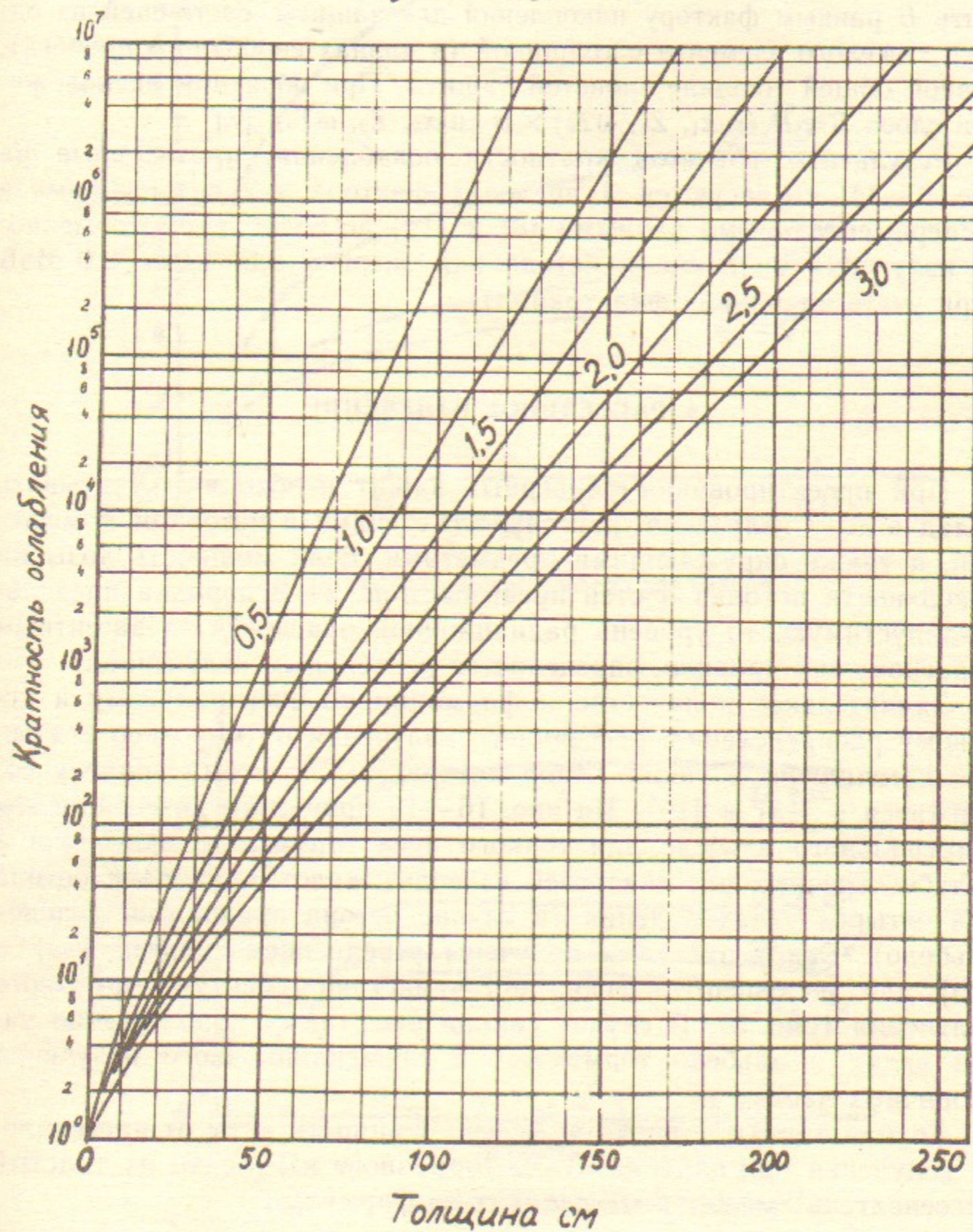


Рис. 15.

где $B = B(\omega T_0; \mu_1 x_1 + \mu_2 x_2; Z_1; Z_2)$ — дозовый фактор накопления для композиции. В случае, если излучение проходит сначала через слой легкого вещества, затем через слой с большим Z , можно положить B равным фактору накопления для защиты, состоящей из одного тяжелого элемента с толщиной (в длинах свободного пробега), равной общей толщине слоистой защиты. При обратном расположении слоев $B \approx B_1(\mu_1 x_1, Z_1, \omega T_0) \times B_2(\mu_2 x_2, Z_2, \omega T_0)$ [7].

Результаты расчетов кратности ослабления, приведенные на рис. 8—11, согласуются в пределах фактора ~ 2 с имеющимися экспериментальными данными [8] и [14] по ослаблению тормозного излучения в свинце и бетоне для энергий 0,5; 1,0 и 2,0 МэВ (при учете начальной фильтрации).

4. РАССЕЯННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

При проектировании барьерных защит необходимо учитывать вклад в дозу излучения, рассеянного стенами и потолком помещения, а также окружающими предметами. Если мощность дозы на поверхности потолка и стен превышает на 2—3 порядка предельно-допустимую, то уровень радиационной опасности за защитным барьером, как правило, определяется рассеянным излучением.

Значительное количество информации по спектральному и угловому распределению рассеянного излучения от моноэнергетических источников, а также обзор литературы по этому вопросу содержится в [13] и [19]. На рис. 16—19 приведены коэффициенты интегрального альbedo для тонкого луча тормозного излучения и полубесконечных рассеивателей из воды, железа, свинца и бетона при четырех углах падения (в случае бетона приводится дозовое альbedo). Эти результаты получены усреднением данных [13] и [19] для моноэнергетических источников по спектру тормозного излучения (рис. 3). В случае свинца был также приближенно учтен вклад в альbedo тормозного и аннигиляционного излучения вторичных частиц (e^- и e^+).

Грубая оценка порядка величины мощности дозы от рассеянного излучения при падении пучка тормозного излучения на толстый рассеиватель⁴⁾ может быть сделана по формуле:

⁴⁾ Под толстым понимается рассеиватель, имеющий толщину, превышающую длину свободного пробега для падающих квантов.

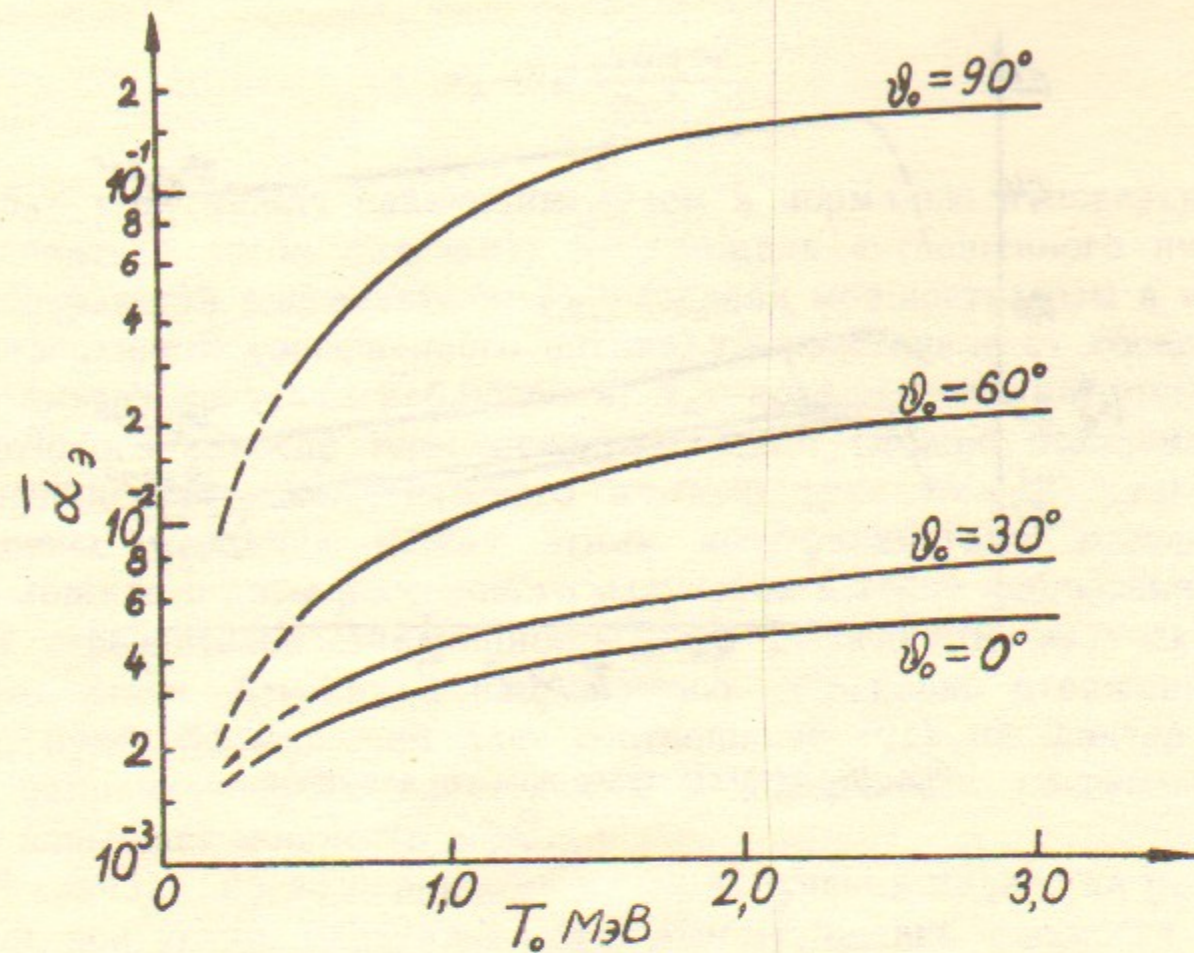


Рис. 16. Энергетическое альbedo для свинца.

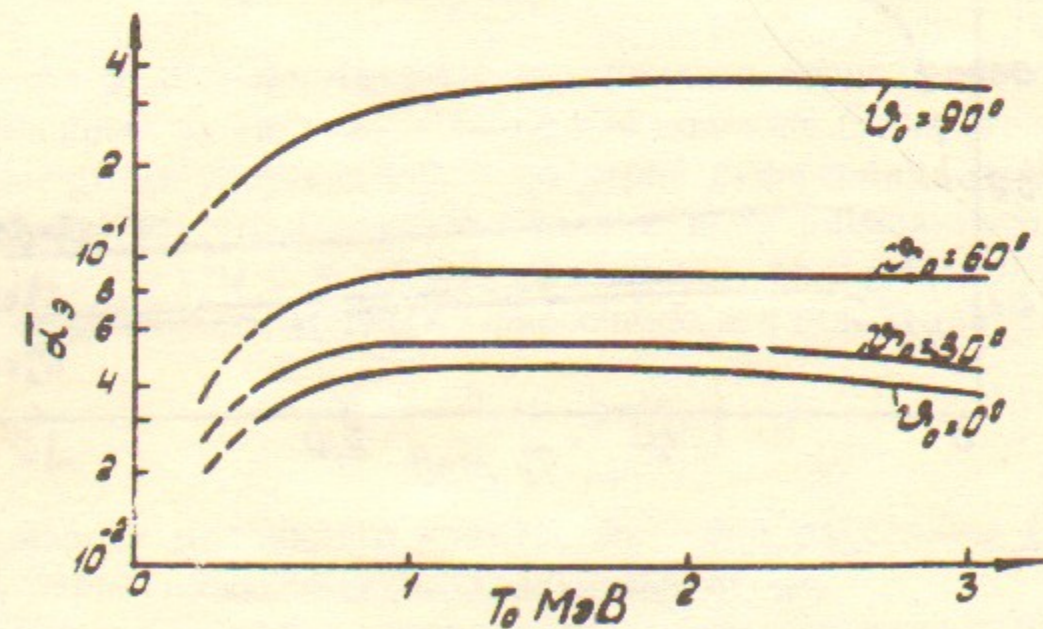


Рис. 17. Энергетическое альbedo для железа.

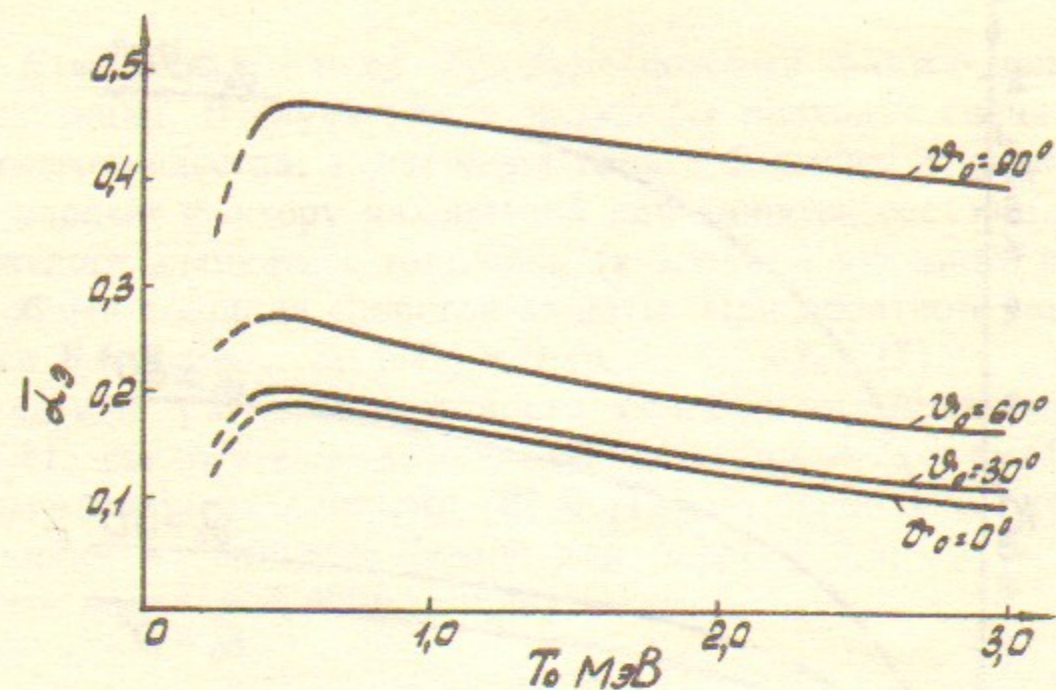


Рис. 18. Энергетическое альbedo для воды.

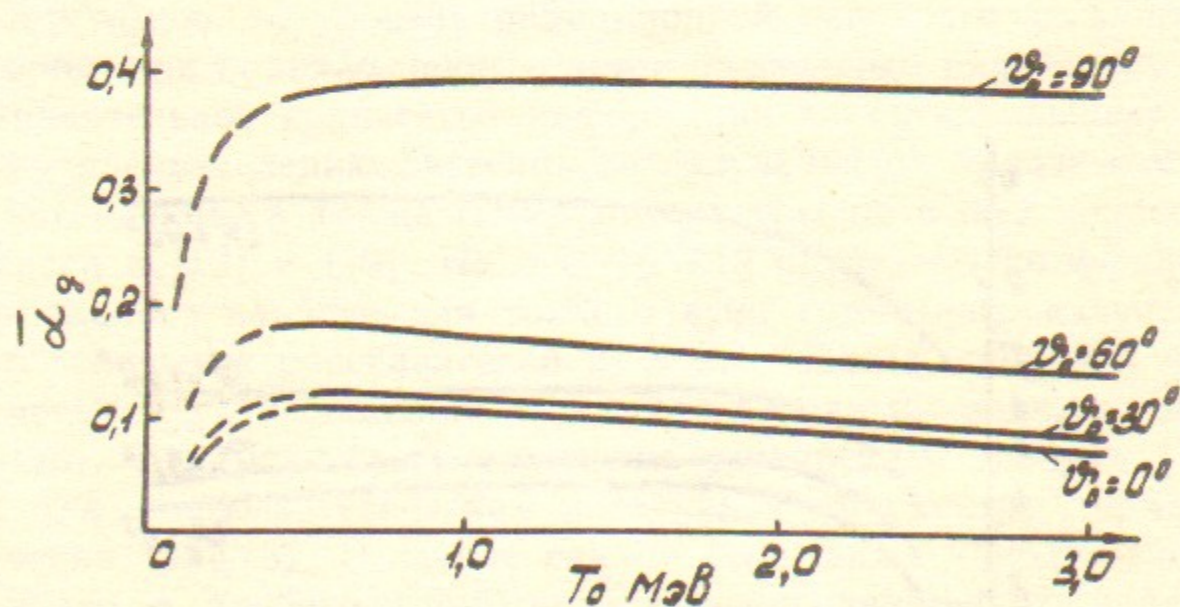


Рис. 19. Дозовое альbedo для бетона.

$$P_S \sim \bar{\alpha}_d \frac{P_0 S \cos \theta_0}{2\pi r^2}, \quad (21)$$

где θ_0 — угол между падающим лучом и нормалью к поверхности рассеивателя (угол падения); S — площадь «освещенного пятна» на поверхности рассеивателя; P_0 — средняя мощность дозы в пучке на поверхности «освещенного пятна», r — расстояние от «освещенного пятна» до точки наблюдения; $\bar{\alpha}_d$ — коэффициент интегрального дозового альbedo тормозного излучения (можно пользоваться коэффициентом энергетического альbedo (рис. 16—18), так как численное различие между этими коэффициентами невелико); P_S — мощность дозы рассеянного излучения в точке наблюдения.

В действительности мощность дозы рассеянного излучения в направлениях, близких к направлению «зеркально отраженного» луча, будет больше, чем дает соотношение (21) на фактор ~ 2 ; для направлений же касательных к поверхности рассеивателя, (21) завышает мощность дозы.

В случаях, когда первичный пучок излучения падает на рассеиватель под углом, близким к нормальному, оценка мощности дозы рассеянного излучения может быть сделана по более точному эмпирическому соотношению:

$$P_S \approx \bar{\alpha}_d \frac{3P_0 S \cos^{1/2} \theta}{4\pi r^2} = 0,24 \bar{\alpha}_d \frac{P_0 S}{r^2} \cos^{1/2} \theta, \quad (22)$$

где θ — угол между нормалью к поверхности «освещенного пятна» и направлением от «пятна» к точке наблюдения (угол отражения).

Рассмотрение энергетических спектров дифференциального альbedo показывает, что основной вклад в дозу рассеянного излучения создают кванты с энергией, равной или близкой к энергии k' ; соответствующей однократному рассеянию в данном направлении:

$$k' = k \left[1 + \frac{k}{mc^2} (1 - \cos \theta_s) \right]^{-1}, \quad (23)$$

где k — энергия падающего кванта; θ_s — угол рассеяния (по отношению к первоначальному направлению).

При $k \gg mc^2$ энергия рассеянного кванта составляет приблизительно $0,51 / (1 - \cos \theta_s)$ МэВ; таким образом, жесткие кванты, рассеянные под прямым углом, будут иметь энергию 0,5 МэВ, а рассеянные на 180° , — 0,25 МэВ. По этой причине при обратном рассеянии тормозного излучения происходит существенное смягче-

ние и «монокроматизация» высокоэнергетической части тормозного спектра.

При отражении от толстого рассеивателя имеется, однако, некоторая вероятность того, что гамма-квант вылетит под углом ϑ_s к первоначальному направлению, испытав несколько столкновений с рассеянием на углы, меньшие, чем ϑ_s ; в этом случае его энергия может оказаться больше энергии гамма-кванта, рассеянного в том же направлении однократно. Вследствие этого в спектре отраженного тормозного излучения происходит размазывание высокоэнергетической границы, определяемой из формулы (23) при подстановке T_0 вместо k . Вклад в высокоэнергетическую часть спектра вносят также аннигиляционные кванты (при $T_0 > 2mc^2$) и тормозное излучение вторичных частиц.

Имеющиеся в настоящее время литературные данные о спектрах рассеянного излучения не обладают необходимой точностью для корректного расчета ослабления рассеянного излучения в толстых слоях защиты, так как в большинстве работ вклад тормозного и аннигиляционного излучений в альбедо не учитывается, хотя, например, при отражении от свинца эти процессы определяют порядок величины дозового альбедо уже при $k = 1,5$ МэВ. Кроме того, метод Монте-Карло, который обычно используется в расчетах, не обеспечивает надежной обработки высокоэнергетического «хвоста» спектра комптоновской части альбедо. По указанным причинам оценки толщины защиты от рассеянного излучения могут быть выполнены только весьма приближенно и для не очень больших кратностей ослабления. Численный анализ спектров и ослабления в защите, сделанный авторами настоящей работы для рассеянного тормозного излучения показал, что для $\vartheta_s \geq 90^\circ$ и для небольших кратностей ослабления оценка защитной толщины может производиться по эффективной монокроматической энергии, определяемой по формуле:

$$k_{эф} = f(Z, K) T_0 \left[1 + \frac{T_0}{mc^2} (1 - \cos \vartheta_s) \right]^{-1}, \quad (24)$$

где $f(Z, K)$ — функция, зависящая от атомного номера материала защиты Z и требуемой кратности ослабления K :

$$f(Z, K) = \begin{cases} 0,70 + 0,056 \lg K & \text{для Pb} \\ 0,60 + 0,053 \lg K & \text{для Fe} \\ 0,51 + 0,052 \lg K & \text{для бетона} \\ 0,50 + 0,042 \lg K & \text{для H}_2\text{O} \end{cases}$$

Наибольшие кратности ослабления, при которых еще допустимо пользоваться формулой (24), приведены в табл. 3 для различных комбинаций рассеивающих и защитных материалов и различных энергий пучка. Определение защитной толщины по вычисленному значению $k_{эф}$ производится либо непосредственно по универсальным таблицам, содержащимся в [12], [13] и [16], либо (при $k_{эф} < 0,5$ МэВ) с использованием факторов накопления, приведенных в работе [18].

В заключение авторы выражают благодарность чл.-корр. АН СССР В.А. Сидорову за просмотр рукописи и сделанные критические замечания, а также Л. Купцовой, З. Момот и М. Быкову за помощь в оформлении графических материалов.

Таблица 3

Наибольшие кратности ослабления, при которых допустимо использование формулы (24) для оценки толщины защиты

Материал рассеивателя	Материал защиты	T_0 , МэВ			
		0,5	1,0	2,0	3,0
Pb	Pb	$4 \cdot 10^2$	50	10	2
	Fe	$2 \cdot 10^3$	10^2	20	2
	бетон	10^6	10^3	40	3
	H ₂ O	$> 10^7$	$3 \cdot 10^5$	10^3	100
Fe	Pb	10^3	10^3	$3 \cdot 10^2$	80
	Fe	10^5	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^2$
	бетон	10^6	10^6	$5 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^3$
	H ₂ O	$> 10^7$	$> 10^7$	$5 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^4$
бетон	Pb	10^3	10^3	10^3	$3 \cdot 10^2$
	Fe	10^5	10^5	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^3$
	бетон	10^6	10^6	$5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^4$
	H ₂ O	$> 10^7$	$> 10^7$	$\approx 10^7$	$5 \cdot 10^5$
H ₂ O	Pb	10^3	10^3	10^3	10^3
	Fe	10^5	10^5	10^5	$2 \cdot 10^4$
	бетон	10^6	10^6	10^6	$2 \cdot 10^5$
	H ₂ O	$> 10^7$	$> 10^7$	$> 10^7$	$5 \cdot 10^6$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения, М.—Л., 1940.
2. *Motz J.W. and Placious R.C.* Phys. Rev., 1958, v.109, p.235.
3. *Motz J.W.* Phys. Rev., 1955, v.100, p.1560.
4. *Koch H.W., Motz J.W.* Rev. Mod. Phys., 1959, v.31, p.920.
5. *Spenser L.V.* Phys. Rev., 1955, v.98, p.1597.
6. *Wyard S.J.* Proc. Phys. Soc., 1952, v.65A, p.377.
7. *Прайс Б., Хортон К. Спинни К.* Защита от ядерных излучений.—М.: ИЛ, 1959.
8. *Егер Р.* Дозиметрия и защита от излучений.—М.: Госатомиздат, 1961.
9. *Placious R.C.* J. Appl. Phys., 1967, v.38, N 5, p.2030.
10. *Miller W., Motz J.W. and Cialella C.* Phys. Rev. 1954, v.96, p.1344.
11. *Buechner W.W., Van de Graaf R.J., Burill E.A., Sperduto A.* Phys. Rev., 1948, v.74, p.1348.
12. *Гусев Н.Г.* Справочник по радиоактивным излучениям и защите.—М.: Медгиз, 1956.
13. *Кимель Л.Р., Машкович В.П.* Защита от ионизирующих излучений. Справочник.—М.: Атомиздат, 1966.
14. *Брэстрап К., Уикофф Г.* Руководство по радиационной защите.—М.: Медгиз, 1962.
15. *Стародубцев С.В., Романов А.М.* Взаимодействие гамма-излучения с веществом, ч.1. Изд-во Наука УзбССР, 1964.
16. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений.—М.: Госатомиздат, 1963.
17. *Levin S.* Nucleonics, 1954, v.6, p.54.
18. *Krüger F.W.* Kernenergie, 1967, Bd 10, s.194.
19. *Булатов Б.П., Ефименко Б.А. и др.* Альbedo гамма-излучения.—М.: Атомиздат, 1968.

Г.М. Протопопова, В.Я. Чудаев

Защита от тормозного излучения электронных ускорителей с энергией 0,5—3 МэВ

Второе издание препринта № 275, 1969 г.

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 30 апреля 1987 г.
Подписано в печать 28.07 1987 г. МН 00026
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,3 печ.л., 1,0 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 115

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*