



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев

ЗАЩИТА ОТ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИЗ ЛЕГКИХ МИШЕНЕЙ (0,5—3 МэВ)

ПРЕПРИНТ 87-116



НОВОСИБИРСК

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев

ЗАЩИТА ОТ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ИЗ ЛЕГКИХ МИШЕНЕЙ (0,5—3 МэВ)

ПРЕПРИНТ 87-116

НОВОСИБИРСК  
1987

Защита от тормозного излучения  
из легких мишеней (0,5—3 МэВ)

*В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев*

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

#### АННОТАЦИЯ

Для алюминиевой и железной мишеней при энергиях падающих электронов 0,5; 1; 2; 2,8 МэВ выполнены расчеты ослабления мощности дозы тормозного излучения в бетоне, железе и свинце в зависимости от угла для случая нормального падения излучения на защиту. Результаты расчетов ослабления, представленные в удобной для практического использования форме, заметно отличаются в области больших углов от соответствующих оценок, получаемых посредством упрощенных методов.

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Некоторые данные по выходам тормозного излучения из мишеней и по его ослаблению в защитных материалах для интересующего нас диапазона энергий содержатся в работах [1—7].

В работе [4] приведены кратности ослабления тормозного излучения в свинце, железе, бетоне и воде, рассчитанные для условий как широкого, так и узкого пучка, нормально падающего на защиту. Эти данные получены с использованием интегрального (по всему телесному углу) энергетического спектра, поэтому они могут использоваться, строго говоря, лишь для оценки защиты переднего полупространства и в случаях достаточно тяжелых мишеней.

Предложенная в [7] методика расчета защиты основана, в частности, на использовании концепции эффективной энергии излучения и также не учитывает **угловой** зависимости формы спектра. Преимуществом этой методики является ее простота и универсальность и, как следствие, охват широкого энергетического диапазона. Однако, сделанные упрощения неизбежно ведут к неточности в определении толщины защиты. Оценки для передних направлений по этой методике дают в типичных случаях значения толщины защиты на 5÷10% большие, чем на основе данных [4]. Для больших же углов (и особенно в случаях легких мишеней) аккуратный учет спектрально-угловых распределений имеет гораздо более существенное значение.

По-видимому, наиболее детальными и достоверными являются данные, приведенные в [6] для ослабления тормозного излучения в бетоне, полученные с учетом как угла выхода излучения по отношению к направлению первичного пучка электронов, так и с учетом зависимости ослабления от угла падения на защиту. Единственным существенным упрощением, использованным в этой работе, является экспоненциальная аппроксимация рассчитанных кривых ослабления (и, соответственно, представление выходных данных в виде слоев десятикратного ослабления). Однако, результаты работы [6] относятся, главным образом, к тяжелым мишеням.

С другой стороны, значительная доля ускорителей электронов мегавольтного диапазона, поставляемых в настоящее время в народное хозяйство (а также и для научных исследований), предназначается, главным образом, для облучения объектов с невысоким атомным номером (кабельная продукция и трубы из полимерных материалов, зерно и другая с/х продукция, лакокрасочные покрытия, клеи, древесина, цементный клинкер, сточные воды и т. д.). Ускорители обычно стараются размещать в нижних частях зданий таким образом, чтобы пучок падал на облучаемый объект вертикально: сверху вниз. В таких случаях проблема защиты переднего полупространства фактически снимается, и приходится заботиться только о защите обратных направлений. Далее, для снижения выхода излучений и уменьшения образования озона рабочие камеры радиационно-технологических установок обычно облицовывают легкими материалами (алюминий, в крайнем случае, нержавеющая сталь).

Соображения, направленные на уменьшение стоимости и массы защиты, наряду с упомянутыми выше обстоятельствами указывают на необходимость более тщательного анализа проблем радиационной защиты на технологических установках с ускорителями электронов и, в частности, на необходимость изучения полей излучений в обратных направлениях при облучении электронами объектов с невысоким атомным номером.

## 2. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Строгий расчет по известному спектрально-угловому распределению тормозного излучения максимумов поглощения доз в фантомах, располагающихся за защитными барьерами, является достаточно трудоемкой задачей. Поэтому с точностью, приемлемой для многих практических потребностей, можно ограничиться оценкой угловой зависимости ослабления кермы.

Мощность кермы (МэВ/г·с) предварительно фильтрованного тормозного излучения на расстоянии  $R$  см от мишени с атомным номером  $Z$  после прохождения защитного барьера толщиной  $x$  см, расположенного нормально к потоку излучения (рис. 1), может быть выражена следующим образом:

$$\dot{D}(T_0, \dot{n}, z, \vartheta, z_3, x, R) \approx \frac{\dot{n}}{R^2} \int_0^{T_0} \gamma(k) \frac{d^2 I(z, T_0, \vartheta, k)}{d\Omega dk} e^{-\mu x} B_d(\mu x, z_3, k) dk, \quad (1)$$

где  $T_0$  — кинетическая энергия электронов, бомбардирующих мишень;  $\dot{n}$  — количество электронов, сбрасываемых на мишень в 1 с;  $k$  — энергия тормозного фотона, МэВ;  $\vartheta$  — угол между направлением пучка электронов и направлением из мишени в точку наблюдения;  $\frac{d^2 I}{d\Omega dk}$  — энергетическо-угловое распределение энергии тормозного излучения, выходящего из мишени, с учетом начальной фильтрации,  $\frac{\text{МэВ}}{\text{МэВ} \cdot \text{стер} \cdot e^-}$ ;  $\gamma(k)$  — массовый коэффициент передачи энергии фотонами с энергией  $k$  для ткани, см<sup>2</sup>/г;  $\mu = \mu(k, z_3)$  — линейный коэффициент ослабления фотонов энергии  $k$  в веществе защиты с эффективным атомным номером  $z_3$ , см<sup>-1</sup>;  $B_d$  — дозовый фактор накопления.

Если фильтр состоит из вещества с малым или средним атомным номером, а его толщина сравнима с пробегом первичного электрона, то первоначальное энергетическо-угловое распределение излучения, покидающего мишень, искажается фильтром слабо, за исключением мягкой части спектра; поэтому можно приближенно записать:

$$\frac{d^2 I}{d\Omega dk} \approx \frac{d^2 I_0}{d\Omega dk} e^{-\mu_\Phi(z_\Phi, k)x_\Phi}, \quad (2)$$

где  $\frac{d^2 I_0}{d\Omega dk}$  — энергетическо-угловое распределение нефилтрованного тормозного излучения;  $x_\Phi$  — толщина фильтра, а  $z_\Phi$  и  $\mu_\Phi$  — его эффективный атомный номер и линейный коэффициент ослабления, соответственно. В выражении (1) параметры, характеризующие начальную фильтрацию, в спецификациях аргументов для  $\dot{D}$  и  $\frac{d^2 I}{d\Omega dk}$  для упрощения записи опущены. Во всех расчетах настоящей работы начальная фильтрация принималась эквивалентной 5 мм алюминия.

Необходимо отметить, что величина кермы за барьером, полученная с помощью (1), будет несколько меньше максимального значения фантомной поглощенной дозы, поскольку выражение (1) не учитывает вклада излучения, рассеиваемого самим фантомом. Основываясь на известных данных по альбедо и отношениям факторов накопления для барьерной геометрии и бесконечной среды (см., например, [8]), можно утверждать, что соответствующая разница для фотонов малых энергий (0,1 ÷ 0,2 МэВ) может достигать десятков процентов.

В обозначениях (1) величина кратности ослабления кермы защитным барьером может быть записана как

$$K(T_0, z, \theta, z_3, x) \approx \frac{\dot{D}(T_0, \dot{n}, z, \theta, z_3, 0, R)}{\dot{D}(T_0, \dot{n}, z, \theta, z_3, x, R)}. \quad (3)$$

В качестве исходной информации по  $\frac{d^2 J_0}{d\Omega dk}$  в наших расчетах использовались экспериментальные данные Рестера, Данса и др. [9], полученные с помощью двухкристального скинтилляционного спектрометра.

При выборе исходных данных по факторам накопления приходится принимать во внимание следующие практические обстоятельства:

1. Многообразии реальных условий и задач на ускорителях, не позволяющее однозначно отдать предпочтение ни строго барьерной геометрии, ни геометрии бесконечной среды с точечным, либо плоским мононаправленным источником, для которых имеется наибольшее количество информации.

2. Недостаток сведений (по крайней мере, в опубликованной литературе) для плоского мононаправленного источника, в особенности при энергиях менее 0,5 МэВ.

В настоящей работе при расчете ослабления в бетонной защите были использованы факторы накопления для плоских барьеров, полученные в [10] и [11, 12] (цит. по [13]). Для защиты же из железа и свинца в основном использовались известные результаты Уилкинса и Гольдштейна [14] для бесконечной среды и плоского мононаправленного источника. В последних двух случаях можно считать, что сделанный выбор в сторону несколько более высоких значений факторов накопления частично компенсирует: а) упомянутую выше разницу между максимумом поглощенной дозы в фантоме и значением кермы за барьером и б) неучет возможного вклада излучения, рассеянного обратными стенами и другими строительными элементами защищаемых помещений, выполняемыми обычно из относительно легких материалов (бетон, кирпич, грунт и т. п.). В области энергий и глубин проникновения, где данных было недостаточно, необходимые значения факторов накопления получались с помощью графической интерполяции и экстраполяции с учетом информации, содержащейся в [8, 13, 15]. При экстраполяции в область  $k < 0,5$  МэВ принималось во внимание значения факторов накопления для точечного изотропного источника в бесконечной среде, содержащиеся в [16].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов с помощью выражений (1) и (2) ослабления кермы тормозного излучения бетонной защитой в случае алюминиевой мишени при энергии электронов  $T_0 = 2$  МэВ. Для сравнения на этом рисунке показаны результаты расчетов, выполненных на основе рекомендаций [7]. Видно, что использование упрощенной методики приводит к заметному завышению мощности дозы за защитой. В области больших углов соответствующий запас по толщине защиты достигает 30% в типичном случае.

На рис. 3 и 4 показаны рассчитанные с помощью (1) и (2) (при  $x = 0$ ) угловые распределения мощности кермы фильтрованного тормозного излучения для алюминиевой и железной мишеней. При нанесении кривых на график производилось сглаживание (на глаз) провала в области  $90^\circ$ , связанного с тем, что в работе [9] мишени имели форму пластин и были ориентированы перпендикулярно пучку. Эти распределения (исключая область  $90^\circ$ ) мало отличаются от приведенных в [5] и [7], поскольку количественные изменения, связанные с явным введением начальной фильтрации и переходом от воздушной кермы к тканевой, не слишком велики и взаимно компенсируются.

Основные результаты расчетов ослабления тормозного излучения в свинце, железе и бетоне для обеих мишеней представлены на рис. 5—16 в виде номограмм, где толщина защитного барьера является функцией угла  $\theta$  и заданной кратности ослабления. Номограммы построены на основе предварительно рассчитанных кривых ослабления, аналогичных показанным на рис. 2.

При больших толщинах защиты (соответствующих кратностям ослабления  $K \geq 10^6$ ) наибольший вклад в погрешность расчета кермы вносится неточностью используемых сечений [17] и неопределенностями экспериментальных энергетическо-угловых распределений [9] вблизи  $T_0$ . Для большей части представленных здесь результатов погрешности, вносимые каждой из этих причин в отдельности, оцениваются факторами 2 и 1,5, соответственно. Результирующая же погрешность расчетного значения кермы за толстым защитным слоем в большинстве случаев может быть оценена фактором  $\sim 2,5$ .

Искажения высокоэнергетических хвостов спектральных распределений (приводящие к завышению кермы) наиболее существенны для области больших  $\theta$  и  $z_3$  и малых  $T_0$  и  $z$ . Для этой же

области наиболее велики и погрешности, связанные с сечениями. При  $T_0=0,5$  МэВ влияние последних на результат расчета для толстой свинцовой защиты оценивается фактором  $\sim 3$ . Результирующая же погрешность при этом  $\sim 3,5$ .

Неточности, связанные с недостатком сведений по факторам накопления при  $k < 0,5$  МэВ, а также с неполным соответствием использованных факторов накопления реальным геометриям, имеют меньшее значение и проявляются, главным образом, при не слишком больших толщинах защиты. Оцениваемые погрешности наиболее значительны для защиты из железа (в сторону завышения кермы), при  $T=0,5$  МэВ они достигают фактора  $\sim 1,5$ .

Влияние атомного номера мишени на эффективность защитных барьеров проявляется наиболее заметно для тяжелых защитных материалов в области больших углов и возрастает с увеличением  $T_0$ . В таблице для сравнения приведены отношения защитных слоев (из свинца и бетона), обеспечивающих равное ослабление дозы тормозного излучения, испускаемого из алюминиевой и золотой мишеней под углом  $\phi=150^\circ$  при  $T_0=2$  МэВ \*).

$K$	$\frac{x_{Pb}(Al)}{x_{Pb}(Au)}$	$\frac{x_{бет}(Al)}{x_{бет}(Au)}$
3	0,30	0,70
$10^1$	0,38	0,77
$10^2$	0,58	0,79
$10^3$	0,65	0,80
$10^4$	0,71	0,81
$10^5$	0,75	0,82
$10^6$	0,78	0,83

Из таблицы видно, что относительная разница в необходимых толщинах защиты наиболее существенна при небольших кратностях ослабления.

Если энергия ускоренных электронов находится в пределах  $0,5 \text{ МэВ} \leq T_0 \leq 2,8 \text{ МэВ}$ , но отличается от значений, для которых проведены настоящие расчеты, то угловое распределение мощности дозы и необходимые толщины защиты могут быть приближенно оценены с помощью графической интерполяции данных, приведенных на рис. 3—4 и 5—16, соответственно. Например, используя

\* Расчет ослабления излучения из золотой мишени выполнялся также по вышеописанной методике с использованием спектрально-угловых распределений из [18].

верхнюю из кривых рис. 17, построенных на основе данных рис. 9—10, находим, что для  $T_0=1,5$  МэВ, алюминиевой мишени и  $\phi=120^\circ$  кратность ослабления  $K$ , равная  $10^6$ , достигается при толщине свинцовой защиты, равной 14 см.

На рис. 18 приведена угловая зависимость толщины бетонной защиты, рассчитанная для случая алюминиевой мишени,  $T_0=2$  МэВ, тока электронов на мишень 10 мА и  $R=3$  м. Допустимая мощность дозы на поверхности защиты принималась равной 1,2 мрад/ч. Хотя геометрия защиты, показанная на рисунке, не соответствует реальным конструкциям, применяемым в обычных условиях, однако изображенный профиль достаточно наглядно иллюстрирует необходимые защитные требования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Buecher W.W., Van de Graaf R.J., Buril E.A., Sperduto A. Phys. Rev., 1948, v.74, p.1348.
2. Брэстран К., Уикофф Г. Руководство по радиационной защите.— М.: Медгиз, 1962.
3. Егер Р. Дозиметрия и защита от излучения.— М.: Госатомиздат, 1961.
4. Прототопова Г.М., Чудаев В.Я. Защита от тормозного излучения электронных ускорителей с энергией 0,5—3 МэВ.— Препринт 275 ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1969.
5. Цовбун В.И. Электронные ускорители на энергии 0,5—100 МэВ как источники излучения.— ОИЯИ, Р16-7104, Дубна, 1973.
6. Цовбун В.И. Бетонная защита электронных ускорителей на энергии 0,5—10 МэВ.— Р16-7834, Дубна, 1974.
7. Единые санитарные правила размещения и эксплуатации радиационно-технологических установок с ускорителями электронов (ЕСП-электрон).— М., 1977.
8. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений (Справочник).— М.: Атомиздат, 1972.
9. Dance W.E., Rester D.H. et al. J. Appl. Phys., 1968, v.39(6), p.2881.
10. Pieper A.G., Beach L.A. NRL-5981 (1963).
11. Raso D.J. Nucl. Sci. Engng, 1966, v.24, N 2, p.200.
12. Raso D.J. Health Phys. 1961, v.5, p.126.
13. Руководство по радиационной защите для инженеров/Пер. с англ.— М.: Атомиздат, т.1, 1972.
14. Гольдштейн Г., Уилкинс Дж. В сб.: Защита транспортных установок с ядерным двигателем.— М.: ИЛ, 1961, с.212.
15. Лейпунский О.И. и др. Распространение гамма-квантов в веществе.— М.: Физматгиз, 1960.
16. Krüger F.W. Kernenergie, 1967, Bd 10, p.194.
17. Storm Э., Израэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения/ Пер. с англ. Под ред. В.А. Климанова, Е.Д. Чистова.— М.: Атомиздат, 1983.
18. Rester D.H., Dance W.E. and Derrickson J.H. J. Appl. Phys., 1970, v.41(6), p.2682.

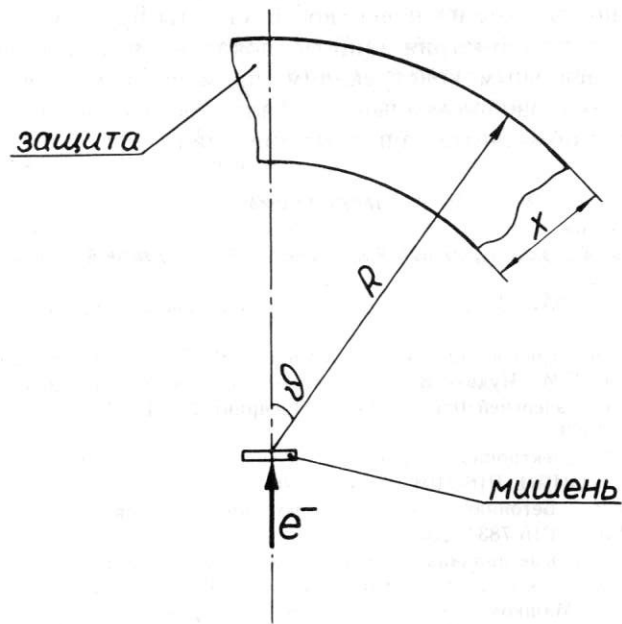


Рис. 1. Геометрия задачи.

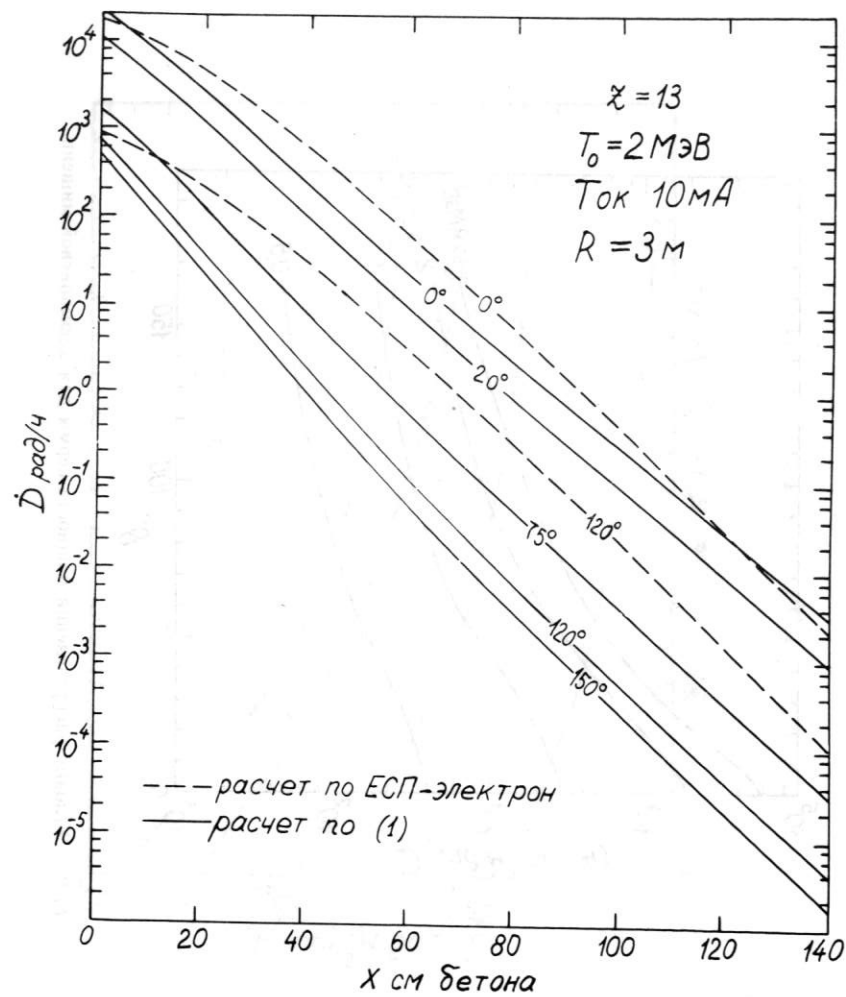


Рис. 2. Ослабление тормозного излучения в бетоне для алюминиевой мишени при  $T_0 = 2 \text{ МэВ}$ .

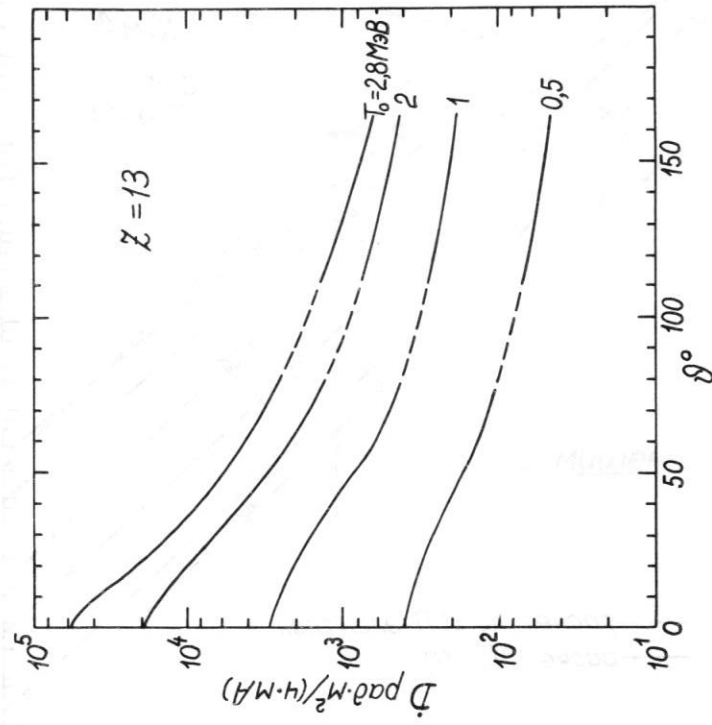


Рис. 3. Угловые распределения мощности кермы для алюминиевой мишени.

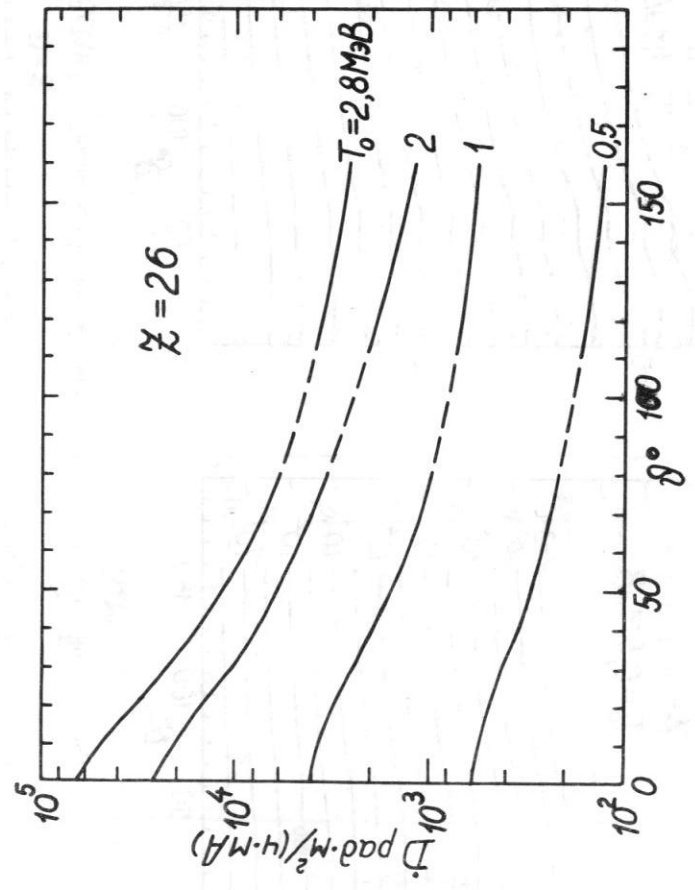


Рис. 4. Угловые распределения мощности кермы для железной мишени.



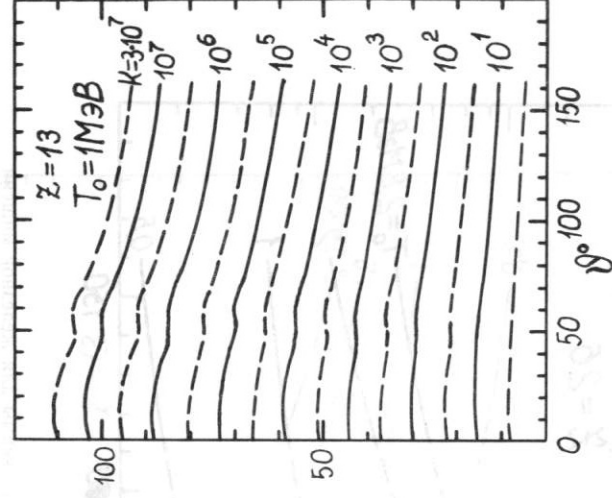
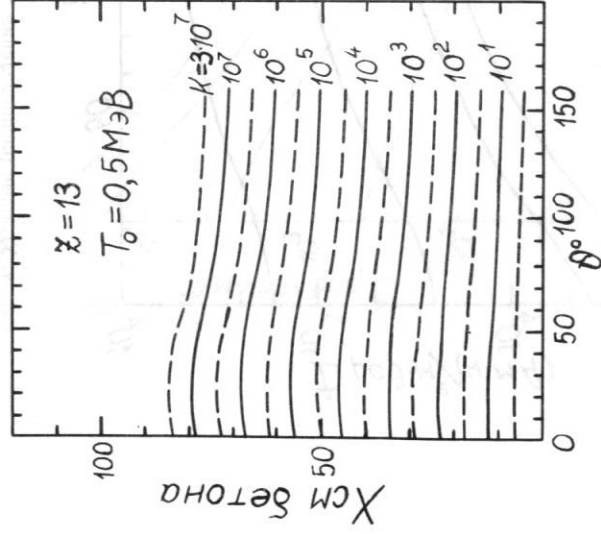


Рис. 5. Толщина бетонной защиты для алюминиевой мишени.

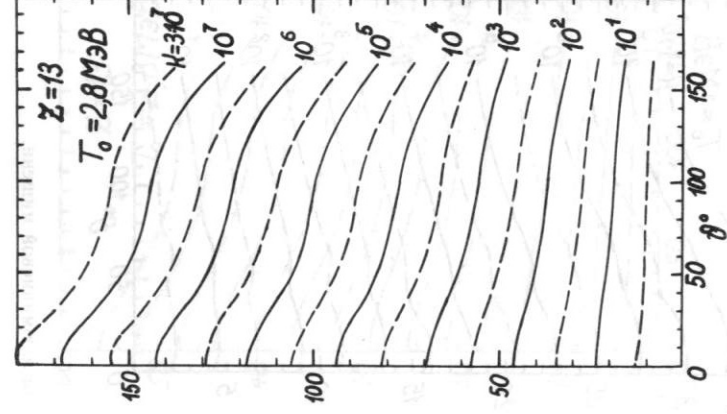
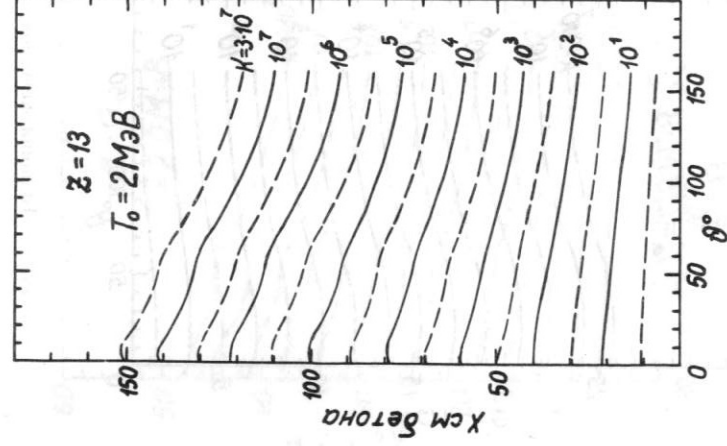


Рис. 6. Толщина бетонной защиты для алюминиевой мишени.

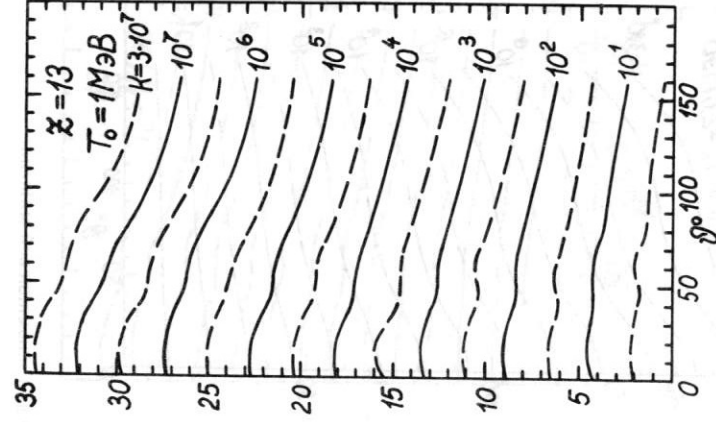
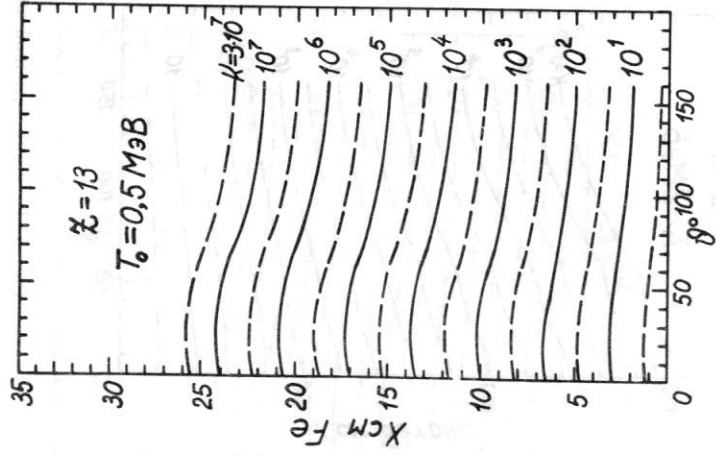


Рис. 7. Толщина железной защиты для алюминиевой мишени.

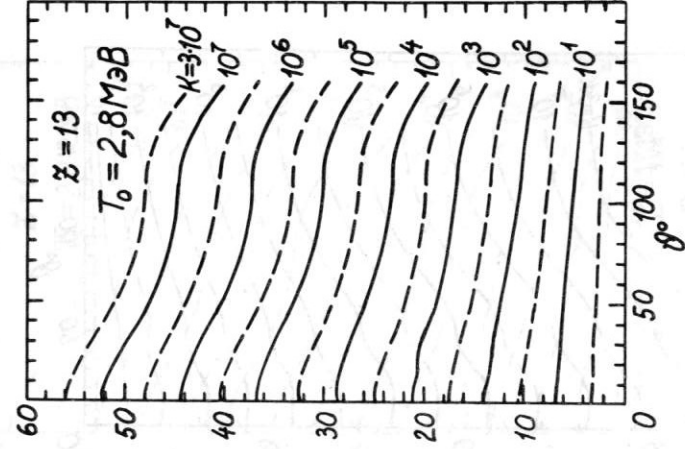
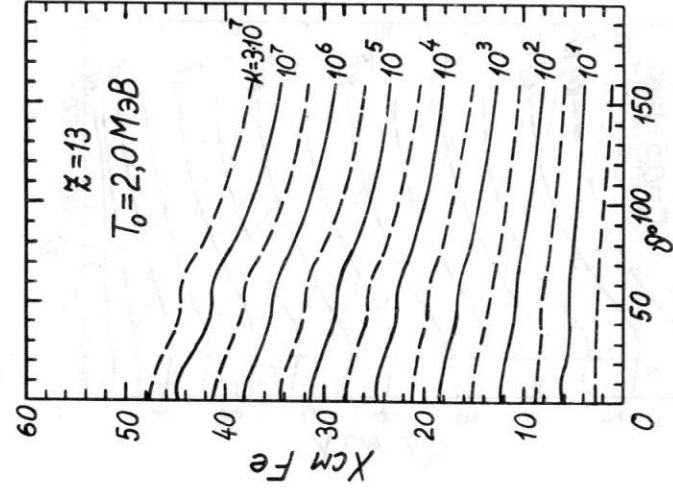


Рис. 8. Толщина железной защиты для алюминиевой мишени.

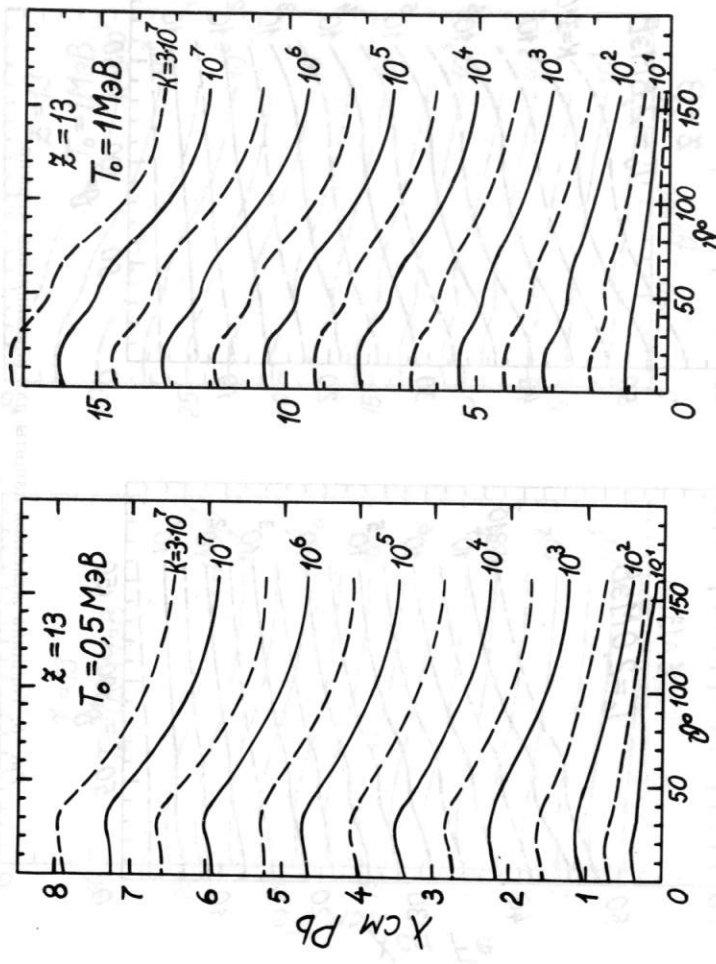


Рис. 9. Толщина свинцовой защиты для алюминиевой мишени.

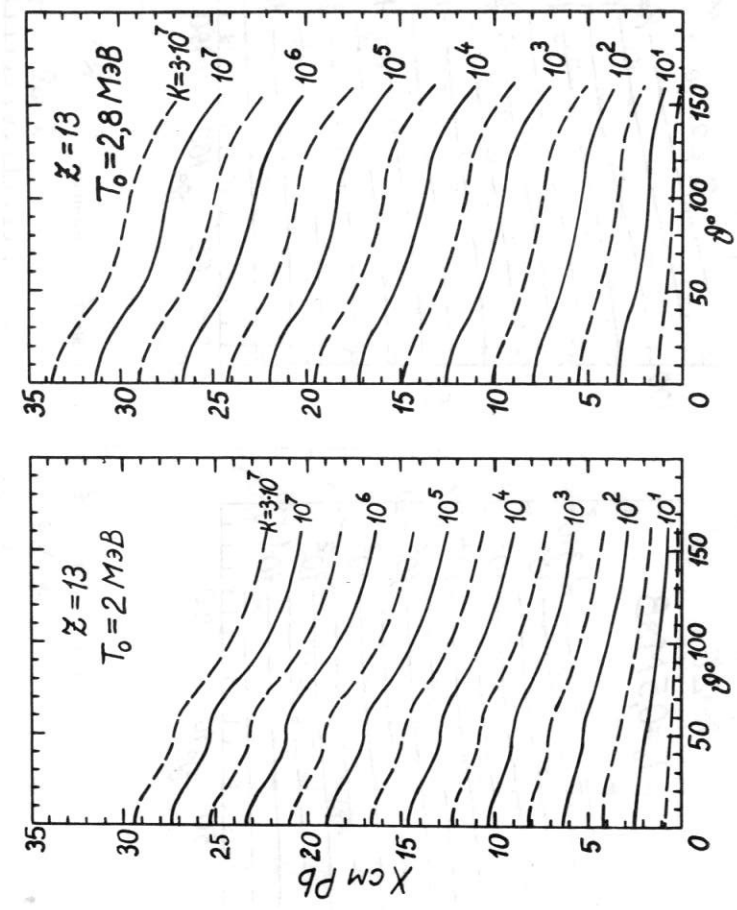


Рис. 10. Толщина свинцовой защиты для алюминиевой мишени.

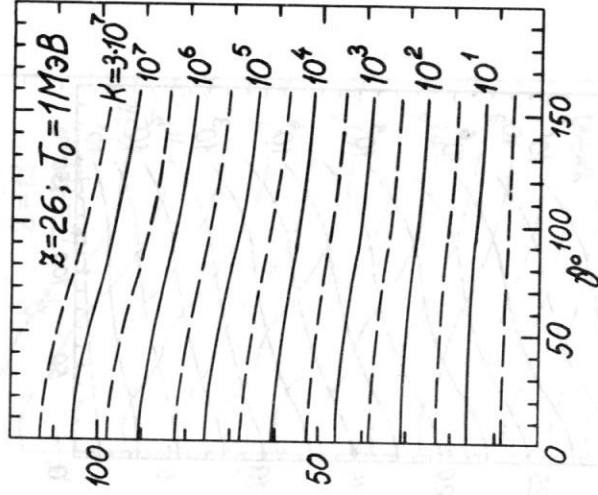
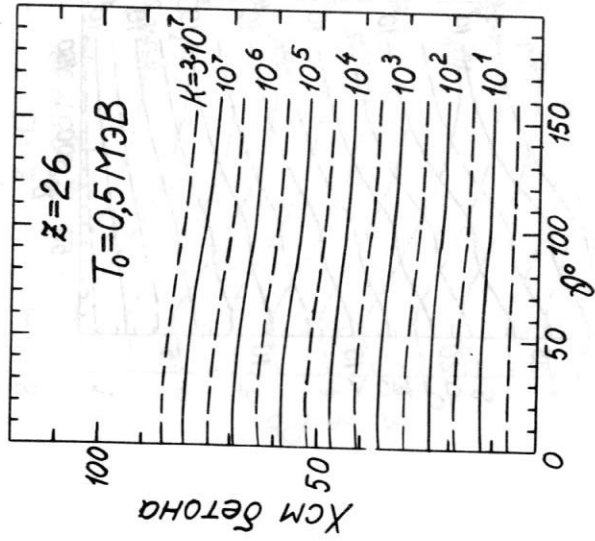


Рис. 11. Толщина бетонной защиты для железной мишени.

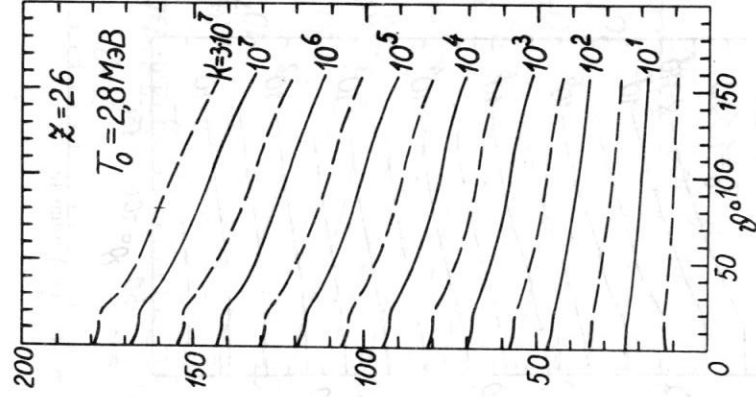
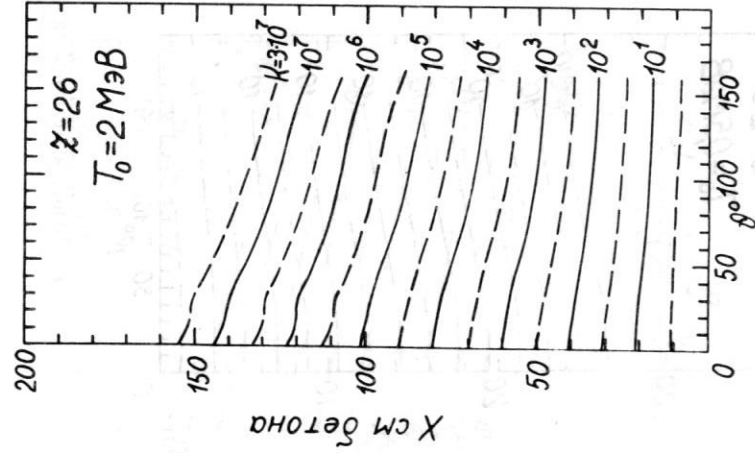


Рис. 12. Толщина бетонной защиты для железной мишени.

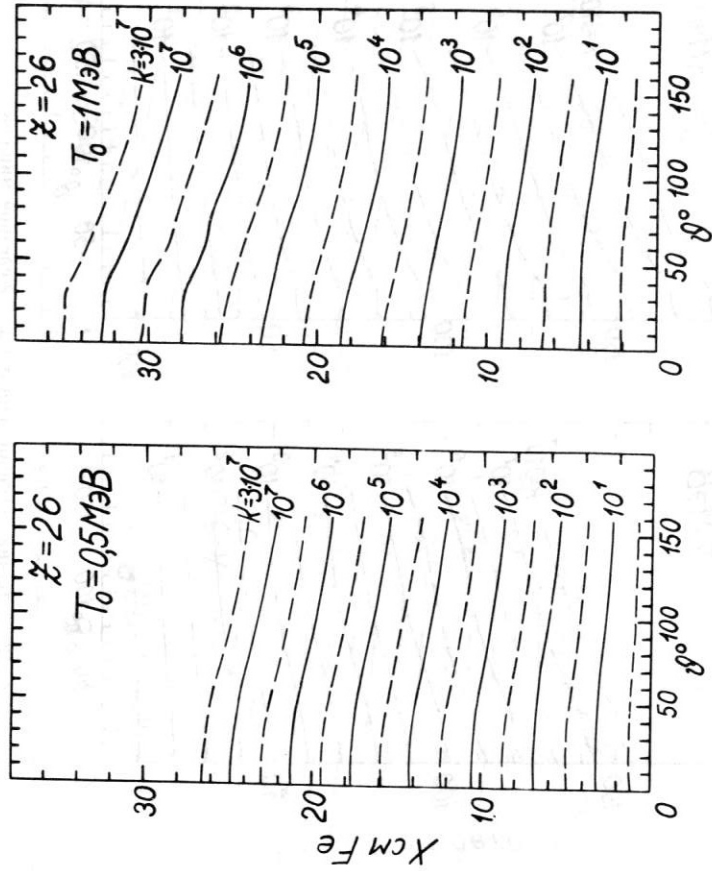


Рис. 13. Толщина железной защиты для железной мишени.

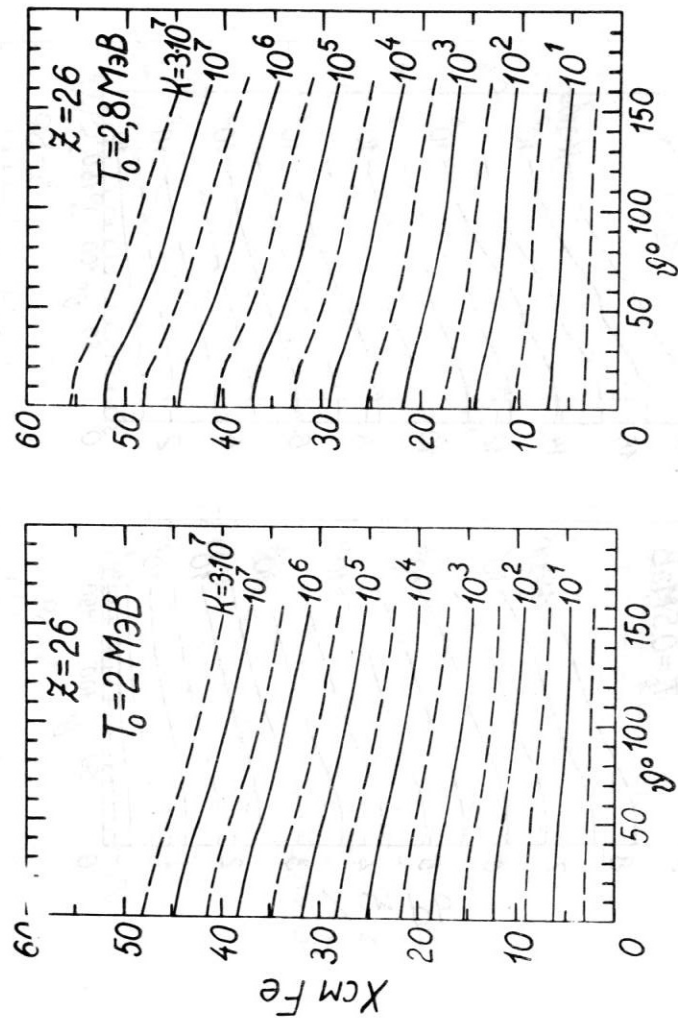


Рис. 14. Толщина железной защиты для железной мишени.

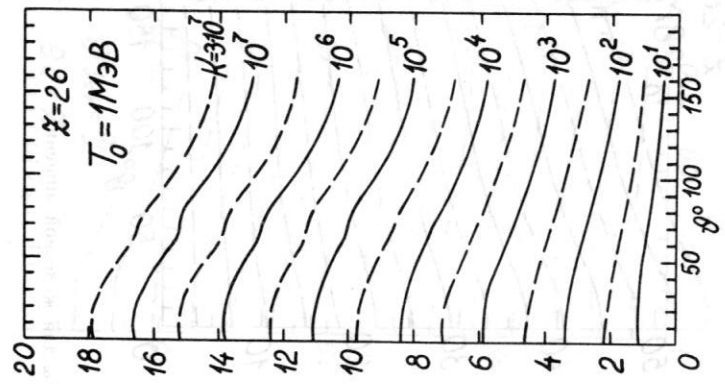
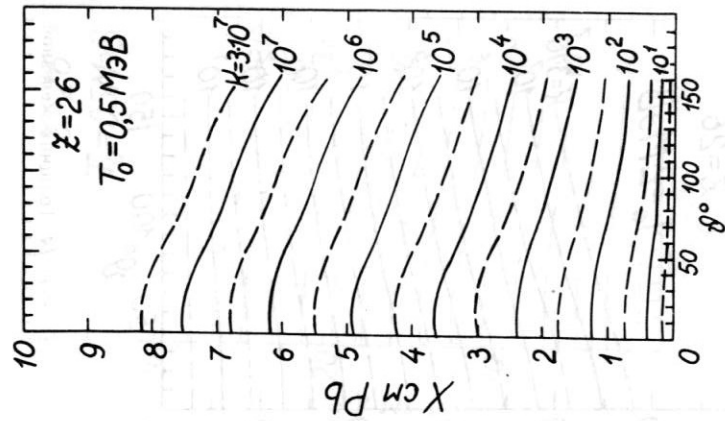


Рис. 15. Толщина свинцовой защиты для железной мишени.

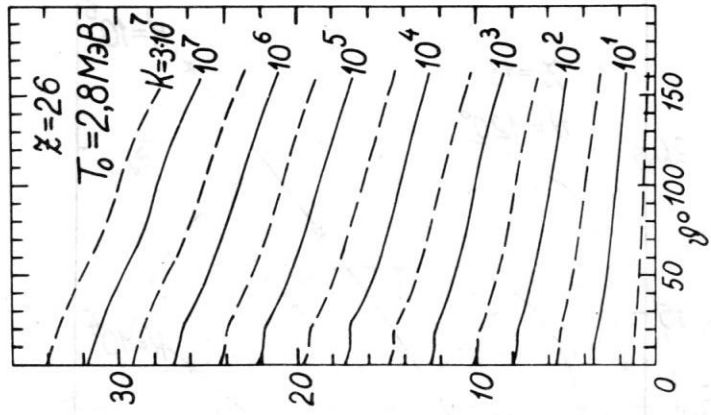
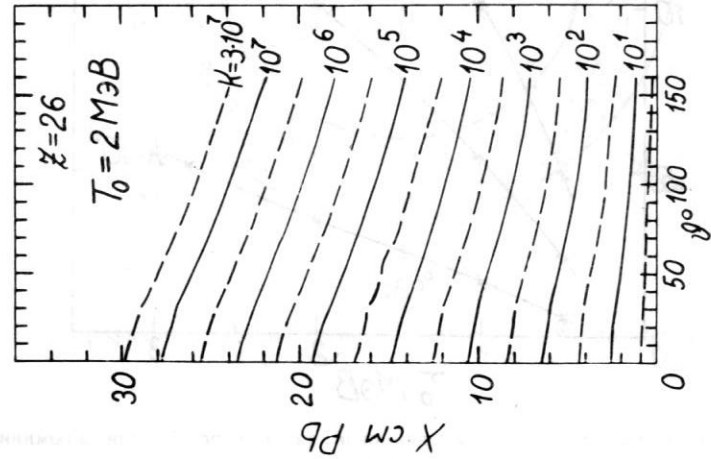


Рис. 16. Толщина свинцовой защиты для железной мишени.

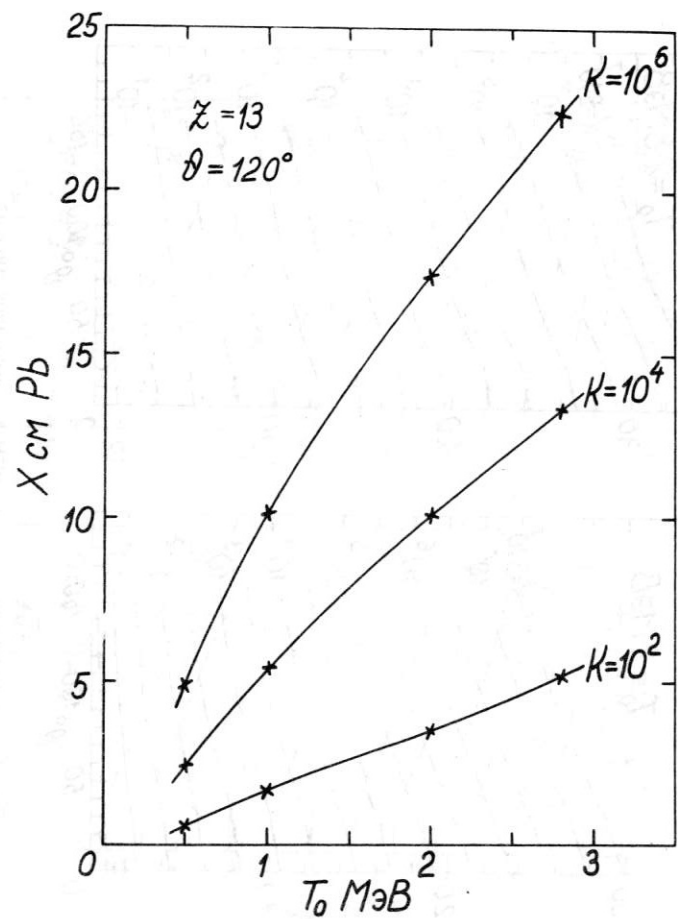


Рис. 17. К интерполяции толщины свинцовой защиты по  $T_0$  для алюминиевой мишени.

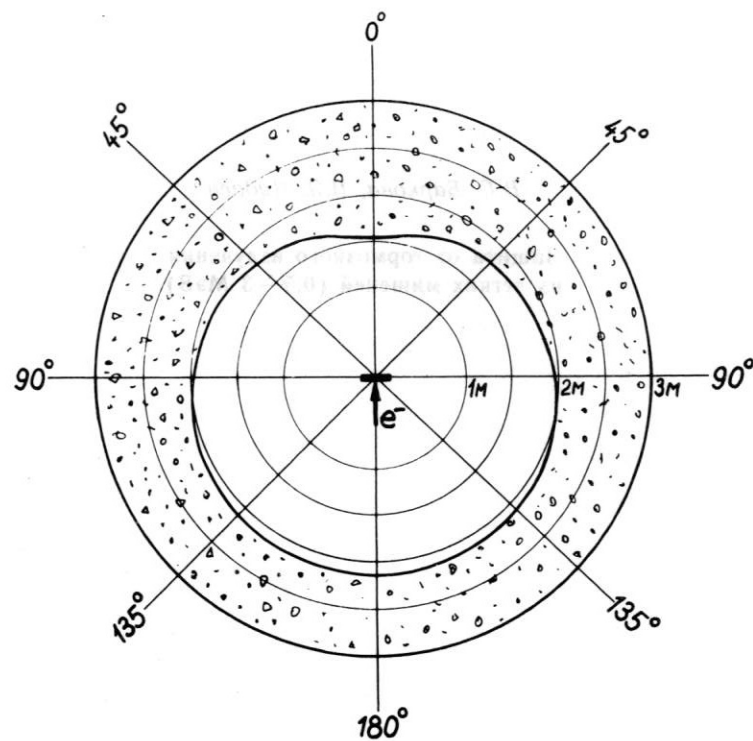


Рис. 18. Профиль круговой бетонной защиты для алюминиевой мишени.  
 $T_0 = 2$  МэВ, ток 10 мА,  $R = 3$  м.

*В.Г. Баркова, В.Я. Чудаев*

**Защита от тормозного излучения  
из легких мишеней (0,5—3 МэВ)**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 30 апреля 1987 г.  
Подписано в печать 28.07. 1987 г. МН 00027.  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0,9 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 116

---

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