

К-636



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Р16 - 7335

172/2-74

М.М. Комочков

ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ,
ГЕНЕРИРУЕМЫХ В МИШЕНЯХ ПРОТОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 25 ДО 400 МЭВ

Дубна 1973

P16 - 7335

М.М. Комочков

ЗАЩИТА ОТ НЕЙТРОНОВ,
ГЕНЕРИРУЕМЫХ В МИШНЯХ ПРОТОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 25 ДО 400 МЭВ

В ряде работ получены данные о двойных дифференциальных сечениях образования нейтронов протонами в широком интервале энергий /1-4/, а также о прохождении нейтронов через защиту /5-15/. На основе этой информации в настоящей работе рассчитана эквивалентная доза за экранами различной толщины из обычного бетона, на которые падают нейтроны, генерируемые в мишенях протонами с энергией от 25 до 400 Мэв. Расчеты выполнены на основе полуаналитического метода с использованием интерполяции и экстраполяции данных работ /1,3,7,8,11-13/. Результаты расчета аппроксимируются простыми формулами и сравниваются с аналогичными данными из других работ. Указан способ применения полученных результатов для защиты из материалов, отличных от обычного бетона.

I. Метод расчета и исходные данные

Типичной схемой расположения защитных экранов относительно направления движения ускоренных протонов является геометрия, изображенная на рис.1. Эту геометрию, близкую к наиболее общей, примем при установлении соотношения между дозой излучения за защитой и числом протонов, взаимодействующих с мишенью. Из всех видов излучений, возникающих при взаимодействии протонов с мишенью, будем принимать во внимание нейтроны с энергиями от 0 до 400 Мэв как наиболее проникающий компонент со сравнительно большим выходом /2,5,16,17/. Эквивалентную дозу H в точке A за защитой толщиной x , на которую падают нейтроны от тонкой мишени толщиной dz под углом ψ с нормалью к плоскости полубесконечного экрана, можно записать в следующем виде:

$$H(E_p, \theta, \varphi, x) = \mathcal{J} \frac{L}{A} dz \frac{1}{r^2} \sigma \int_0^{E_p} \frac{d^2 n}{dE d\Omega} g dE. \quad (1)$$

Здесь \mathcal{J} - число протонов в слое dz (г.см⁻²); L - число Авогадро;

A - атомный вес элемента мишени (предполагается, что мишень состоит из одного элемента, который состоит из одного изотопа);

r - расстояние от мишени до точки A , см;

σ - сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами элемента мишени, см²;

E_p - энергия протонов, Мэв;

$\frac{d^2 n}{dE d\Omega}$ - функция распределения нейтронов по энергии и углу, численно равная количеству нейтронов энергии E в единичном интервале энергии, вылетающих из ядра в результате одного неупругого взаимодействия протона энергии E_p с ядром в направлении угла θ (см. рис.1) в единице телесного угла, нейтрон.стер⁻¹Мэв⁻¹;

$d\Omega$ - элемент телесного угла, стер.;

g - функция, описывающая зависимость эквивалентной дозы от толщины защиты x , на которую падает под углом φ с нормалью к плоскости полубесконечного экрана единичный поток моноэнергетических нейтронов энергии E , бэр.нейтрон⁻¹см².

Формула (1) получена в предположении однократного соударения протонов с ядрами в мишени, а также при условии, что взаимодействием нейтронов с веществом мишени можно пренебречь.

Для толстой мишени эквивалентную дозу за защитой получим в результате интегрирования (1):

$$D(E_p, \theta, \varphi, x) = \frac{L}{A} \frac{1}{r^2} \int_0^R \mathcal{J} \sigma dz \int_0^{E_p} \frac{d^2 n}{dE d\Omega} g dE, \quad (2)$$

где R - пробег протонов с энергией E_p .

Информацию о функциях g при $\varphi=0$ для диапазона энергий нейтронов от 50 до 400 Мэв заимствовали из работы /5/. В остальных случаях функцию g аппроксимировали экспоненциальной зависимостью:

$$g(E, x, \varphi) = g_0(E) B(E) e^{-\lambda(E) a(E, \varphi) \cos \varphi} \quad (3)$$

Здесь $g_0(E)$ - максимальная эквивалентная доза излучения, создаваемая в тканезквивалентном фантоме моноэнергетическими нейтронами энергии E , поток которых равен единице, бэр.нейтрон⁻¹см²; в наших расчетах величины $g_0(E)$ для нормального падения на фантом нейтронов были заимствованы из работы /19/. $B(E)$ - отношение функций $\frac{g(E, x, \varphi=0)}{g_0(E)}$, определенное при $x=0$ путем экстраполяции известной для рассматриваемого диапазона толщин функций $g(E, x, \varphi=0)$ в соответствии с экспоненциальным законом ослабления. Зависимость B от энергии нейтронов E была получена на основе данных работ /5,8/. Длина ослабления эквивалентной дозы в защите $\lambda(E)$ при различной энергии нейтронов представлена на рис.2. Там же указаны ссылки на работы, из которых были заимствованы данные о длине ослабления $\lambda(E)$, и зависимость, выбранная для расчетов в настоящей работе. Значения корректирующего коэффициента $a(E, \varphi)$, найденные из условия наилучшего согласия результатов расчета с помощью формулы (3) и данных работ /8/, а также путем экстраполяции полученных величин в область энергий более 14 Мэв, представлены в таблице I. При экстраполяции принимали во внимание результаты работ /18/, показывающие приемлемость использования в расчетах защиты от нейтронов высоких энергий выражения вида (3), когда $a(E, \varphi) = 1$. Функции распределения нейтронов по энергии и углу $\frac{d^2 n}{dE d\Omega}$ вычислялись в

соответствии с методикой, изложенной в работе /21/. Сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами σ были заимствованы из работы /20/, а пробеги - из работы /21/. Расчеты эквивалентной дозы, умноженной на r^2 от тонких мишеней, выполнялись с помощью формулы (1), а от толстых мишеней - с помощью (2) при замене интегрирования непрерывных функций на суммирование их дискретных значений. Проверилось влияние числа дискретных значений на результаты вычислений. Программа расчета составлена на языке "ФОРТРАН" для ЭВМ БЭСМ-6*.

2. Результаты вычислений, их аппроксимация и сравнение с аналогичными данными из других работ

Эквивалентная доза за защитой из обычного бетона, умноженная на r^2 , рассчитывалась для случаев бомбардировки протонами тонких и толстых мишеней из углерода, алюминия и меди. Энергетические распределения нейтронов, падающих на защиту под углами $\varphi = 0$, $\varphi = 45$ и $\varphi = 75^\circ$ (см. рис. 1), соответствовали спектрам нейтронов, вылетающих из мишеней в интервалах углов θ , равных $0-30^\circ$, $30^\circ-60^\circ$, $60^\circ-90^\circ$ и $90^\circ-180^\circ$.

С целью удобства представления и использования результатов вычислений последние аппроксимировались простейшим аналитическим выражением:

$$r^2 H(E_p, \theta, \varphi, x) = r^2 H(E_p, \theta, \varphi, x = 100 \text{ г/см}^2) \cdot e^{-\frac{x-100}{\lambda(E_p, \theta, \varphi)}} \quad (4)$$

Здесь $r^2 H(E_p, \theta, \varphi, x = 100 \text{ г/см}^2)$ - эквивалентная доза за защитой толщиной $100 \text{ г/см}^2 \cdot r^2$, при прохождении через мишень 10^{10} протонов; $\lambda(E_p, \theta, \varphi)$ - длина ослабления эквивалентной дозы излучения в случае вылета нейтронов из мишени под углом θ и падения их

на защиту под углом φ (см. рис. 1). Основные результаты вычислений этих величин представлены на рис. 3-8.

Зависимости мощности эквивалентной дозы за защитой 100 г/см^2 от энергии протонов, бомбардирующих толстую медную мишень, сравниваются на рис. 3 с аналогичными функциями, которые получены в работах /22, 23/. Сравнение показывает значительную разницу в результатах, несмотря на то, что данные (наши и работы /23/) были получены с использованием одной и той же информации о функциях распределения нейтронов по энергии и углу /21/.

Эквивалентная доза нейтронов, вылетающих из тонких мишеней в направлении, близком к направлению протонов, бомбардирующих мишень, слабо зависит от атомного номера элемента мишени. (рис. 4). Иная картина наблюдается для больших углов θ , когда доза нейтронов, вылетающих из медной мишени, в 2-3 раза больше, чем доза нейтронов от Al и C мишеней.

Сравнение зависимостей эквивалентной дозы от толщины защиты, рассчитанных различными авторами, показывает, что при больших толщинах защиты разница в результатах может достигать до порядков величин (рис. 5). Как следствие этого, наблюдается большое расхождение в величинах длин ослабления доз излучения, λ , в случае аппроксимации результатов расчета экспоненциальными зависимостями на определенном участке защиты (рис. 6). Результаты расчета и, в частности, данные рис. 5 показывают, что такая аппроксимация возможна с точностью до коэффициента 2 при условии $x \gg 100 \text{ г/см}^2$ и кратностях ослабления $\sim 10^6$. При этих условиях, в основном, и получены зависимости длин ослабления от энергии протонов, которые изображены на рис. 6 и 7. Данные рис. 7 свидетельствуют о сравнительно слабой зависимости длин ослабления от атомного номера элемента мишени. На рис. 8 выполнено сравнение зависимостей длин ослабления от энергии протонов, полученных двумя различными путями.

* Программа составлена сотрудниками Отдела радиационной безопасности ОИЯИ Е.В. Балдиной и В.П. Гердтом.

Приведенные результаты, как уже отмечалось в начале работы, получены для защиты из обычного бетона. Однако возможно их использование и для материалов защиты, отличных от обычного бетона. Основанием для этого является то обстоятельство, что определяющим фактором для этого является то обстоятельство, что определяющим фактором длины ослабления нейтронов с энергией E более 100 Мэв является их длина до неупругого взаимодействия с ядрами, λ_{in} . Эта величина достаточно хорошо изучена для различных элементов /24,25/, что позволяет установить следующую эмпирическую зависимость.

$$\lambda_{in} = \frac{1}{32A^{3/4} \frac{E}{A} 10^{27}} = 50 A^{1/4}, \text{ г/см}^2 \quad (5)$$

Соотношение (5) хорошо воспроизводит зависимость λ_{in} от атомного веса для $A > 9$ и $E > 100$ Мэв. Изложенные соображения дают возможность записать следующее соотношение:

$$\lambda_A = \lambda_{ос} \sqrt[4]{\frac{A}{A_{ос}}} \quad (6)$$

Здесь λ_A и $\lambda_{ос}$ — длина ослабления дозы излучения (потока нейтронов с энергией более 20 Мэв) в защите из элемента с атомным весом A и в защите из обычного бетона с атомным весом $A_{ос}$ соответственно. Если материал защиты состоит из набора элементов, то в этом случае в формуле (6) вместо A можно использовать среднее значение атомного веса \bar{A} материала, определив его следующим образом:

$$\bar{A} = \frac{\sum_i \lambda_i n_i \sigma_{tot.}}{\sum_i n_i \sigma_i} \quad (7)$$

Здесь n_i — число ядер элемента "i" с атомным весом A_i в см³.

Результаты расчета с помощью (7) и (8) находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, /21/ если принимать во внимание разброс результатов измерений, которые получены различными авторами. Полезно отметить, что зависимость λ от атомного веса в степени 1/4 установлена также в исследованиях на электронных ускорителях /26/.

При энергии нейтронов, падающих на защиту менее 100 Мэв, установление эквивалентной дозы за защитой из материалов, отличных от обычного бетона, можно выполнить с помощью данных рис. 9, принимая в этом случае энергию нейтронов за эффективную величину и находя ее значение с помощью данных для обычного бетона.

Заключение.

Результаты расчета мощности дозы за защитой, представленные в настоящей работе и в работах других авторов, /22,23/ значительно отличаются друг от друга. Рекомендация наиболее достоверной входной информации и метода расчета в настоящее время затруднительна, т.к. необходима всесторонняя экспериментальная проверка результатов расчета, полученных различными авторами.

Пользуюсь случаем выразить признательность Е.В. Балдиной за большую помощь при выполнении настоящей работы.

Таблица I.

Зависимость параметра "а" от энергии E и угла φ

E , Мэв	2	4	10	30	50	100	>150
а	$\varphi = 45^\circ$	1,06	1,02	1,01	1,01	1,0	1,0
	$\varphi = 70^\circ$	2,09	1,77	1,47	1,29	1,24	1,21

Рис. I Теоретная расчеты:
 p - протоны, n - нейтроны

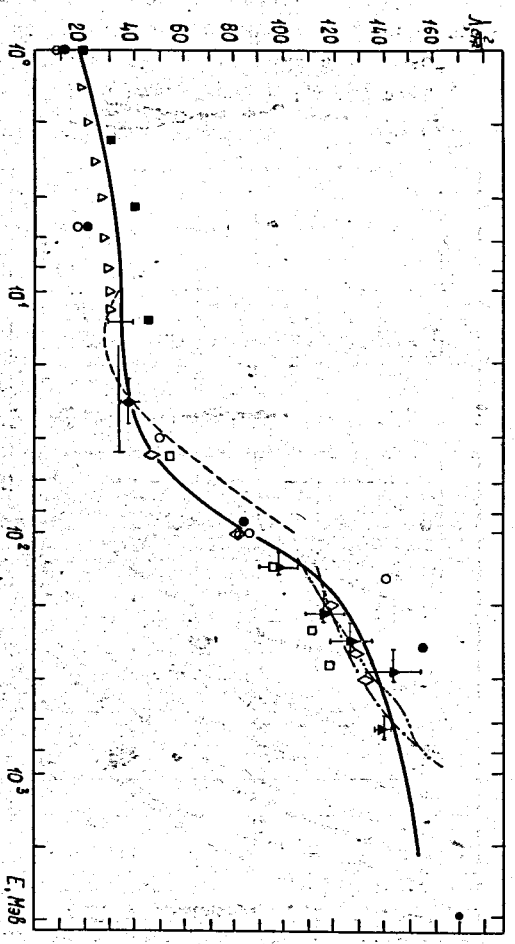
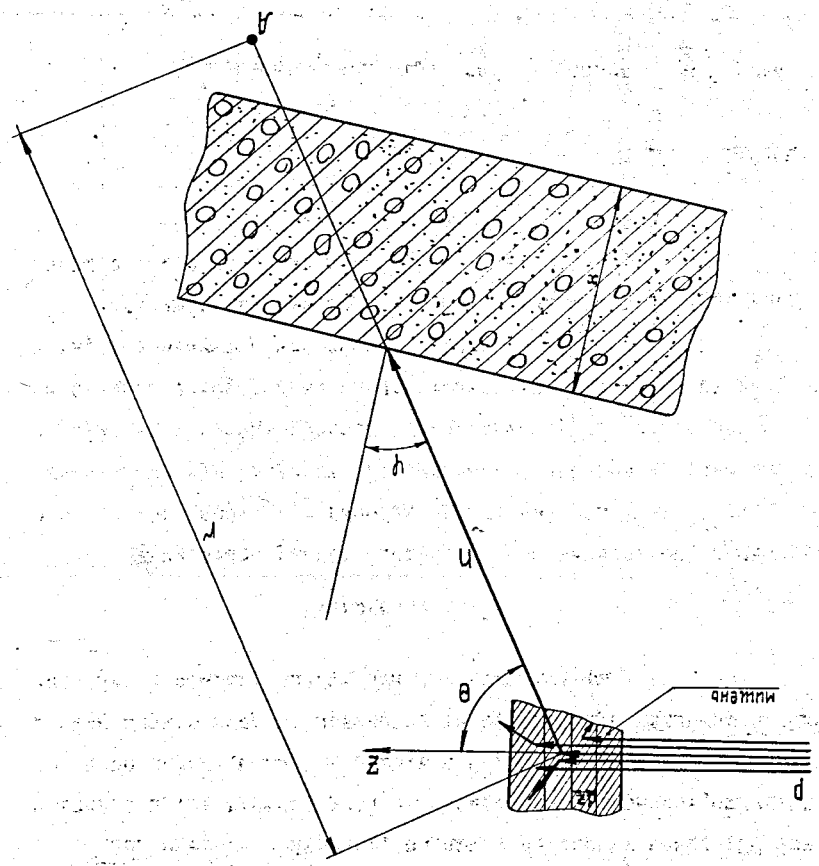


Рис. 2. Зависимость длины ослабления λ от энергии нейтронов E:
 сплошная линия - зависимость, выбранная для расчетов в данной работе;

- \diamond [5], \square [6], \circ [7], Δ [8] — результаты расчетов
- [9], — [10], — [11] — результаты экспериментов
- [7], — [9], ■ [12] — результаты экспериментов
- [13], — [14], — [15]

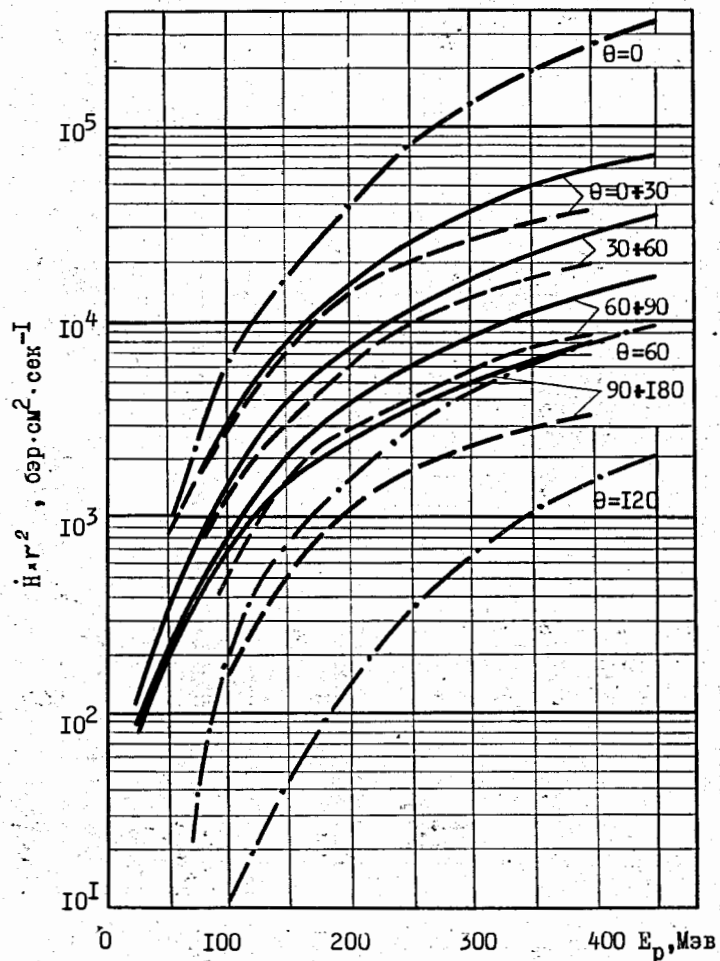


Рис.3 Мощность эквивалентной дозы \dot{H} ($x=100 \text{ г/см}^2$, $\psi=0$) $\times r^2$ от нейтронов, вылетающих в интервале углов θ из толстой медной мишени, которая бомбардируется протонами энергии E_p и током I мка:
 ————— результаты настоящей работы,
 - - - - - результаты работы [22],
 - · - · - · результаты работы [23].

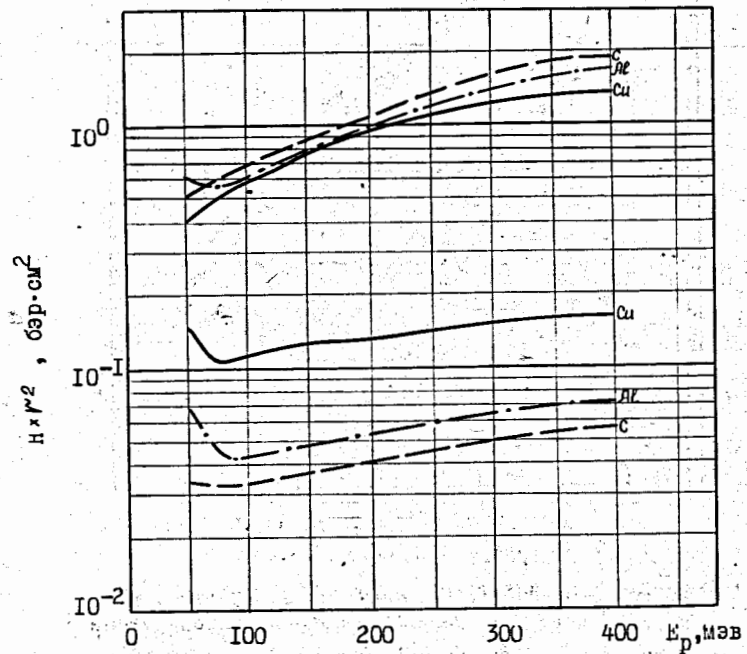


Рис.4 Эквивалентная доза \dot{H} ($x=100 \text{ г/см}^2$, $\psi=0$) $\times r^2$ от нейтронов, вылетающих в интервале углов θ из тонких мишеней (1 г/см^2) различных элементов, бомбардируемых протонами с энергией E_p , число которых 10^{10} :
 верхние три кривые $\theta=0+30$,
 нижние три кривые $\theta=90+180$.

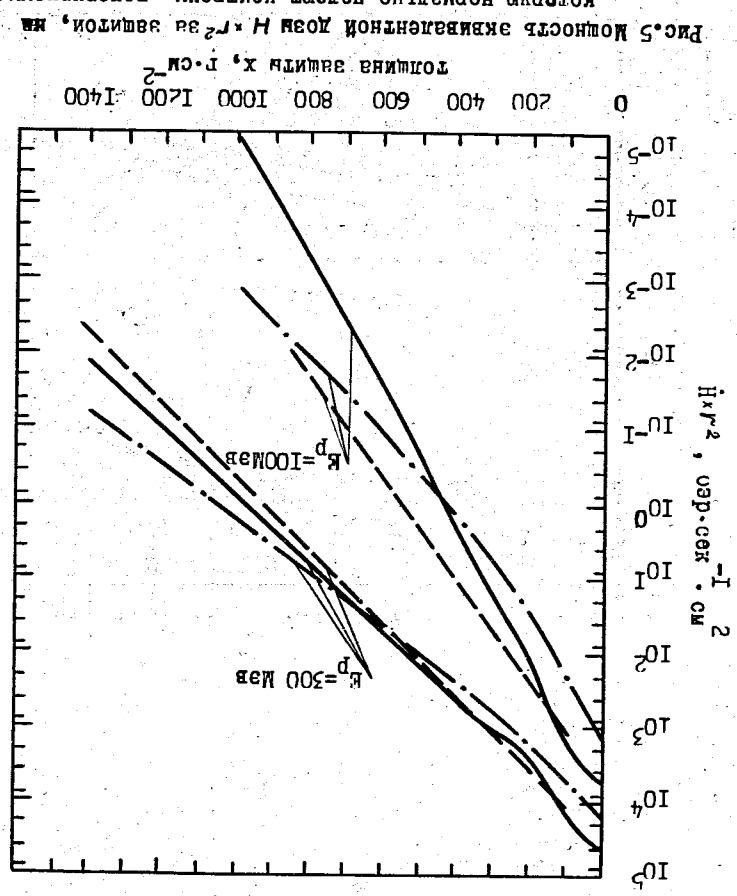


Рис.5 Мощность эквивалентной дозы $H \cdot t^2$ за эквипот, на
 которую нормально падает нейтрон, генерируемая
 в толстом медной мишени протонами с энергией R_p
 и током I мка:
 ————— Данные настоящей работы $\theta=30+60^\circ$
 - - - - - Данные работы /22/ $\theta=30+60^\circ$
 Данные работы /23/ $\theta=60^\circ$

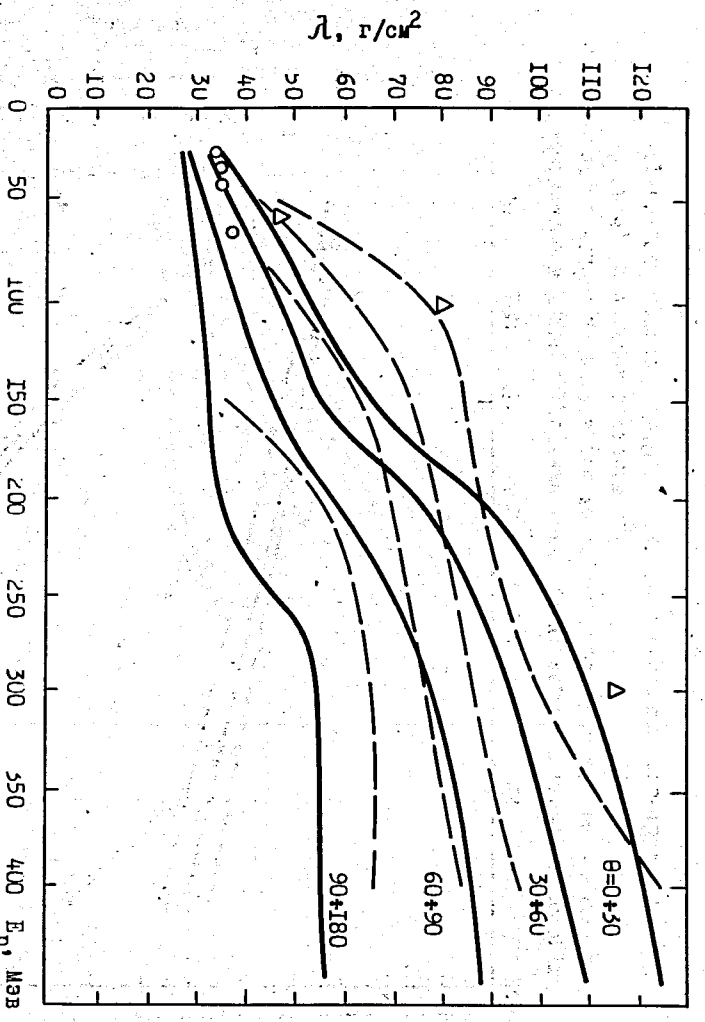


Рис.6 Зависимость длины ослабления дозы излучения, λ , от энергии протонов, па-
 дающих на толстую медную мишень:
 ————— результаты настоящей работы, $\psi=0$,
 - - - - - результаты работы /22/, $\psi=0$, $\theta=60^\circ$, $\psi=0$,
 Δ результаты работы /23/, $\theta=60^\circ$, $\psi=0$,
 o результаты работы /24/, $\theta=90^\circ$, $\psi=29^\circ$

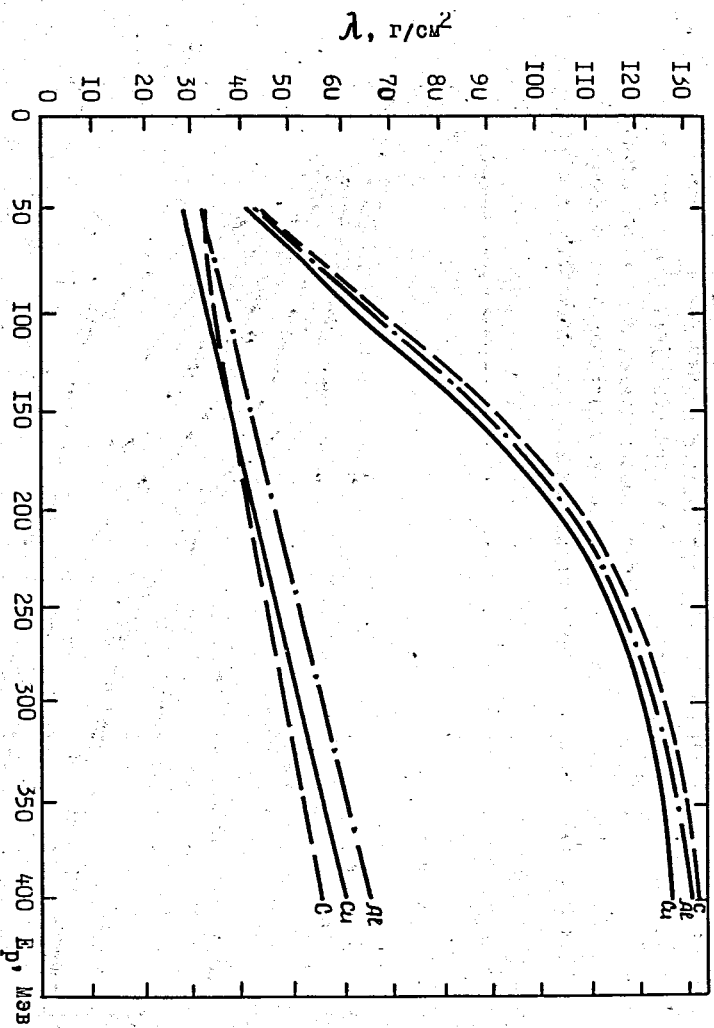


Рис.7 Зависимость длины ослабления дозы излучения, λ , в защите, на которую падает нейтрон, вылетающие из тонких мишеней C, Al, Si в интервале углов θ , от энергии протонов E_p :
 Верхние три кривые- $\theta=0+30$, Нижние три кривые- $\theta=90+180$, $\varphi=0$.

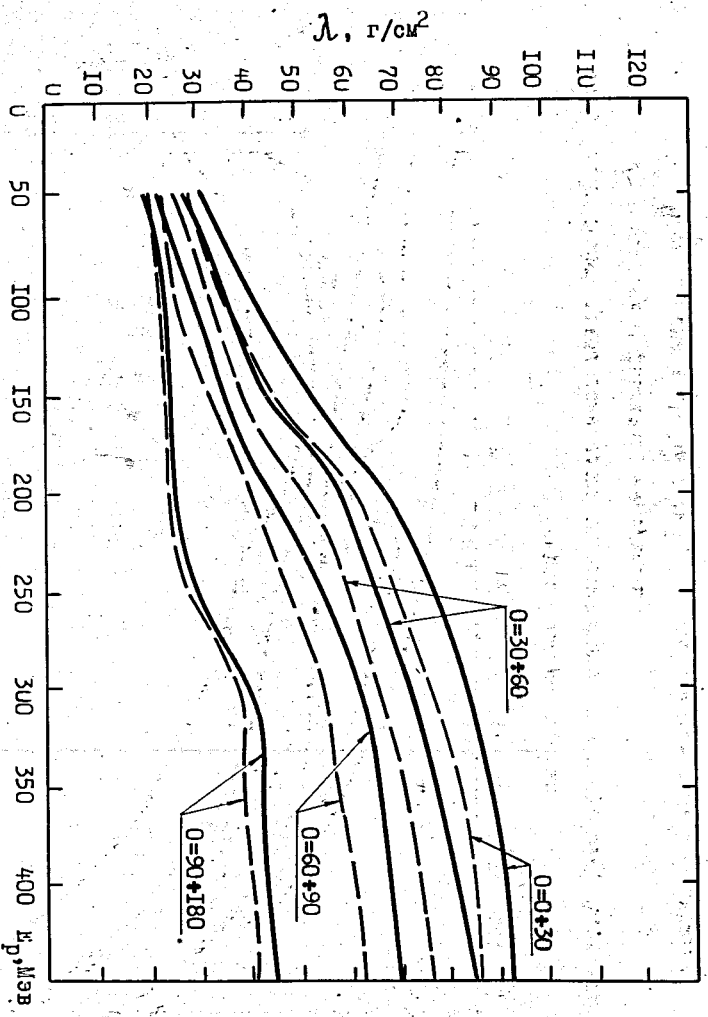


Рис.8 Зависимость длины ослабления дозы излучения, λ , в защите, на которую падает нейтрон под углом $\varphi=45^\circ$, вылетающие из толстой медной мишени в интервале углов θ , от энергии протонов E_p :
 — результаты аппроксимации экспоненциальными функциями,
 - - - зависимость $\lambda_{\varphi=45^\circ} = \lambda_{\varphi=0} \cdot \cos \varphi$.

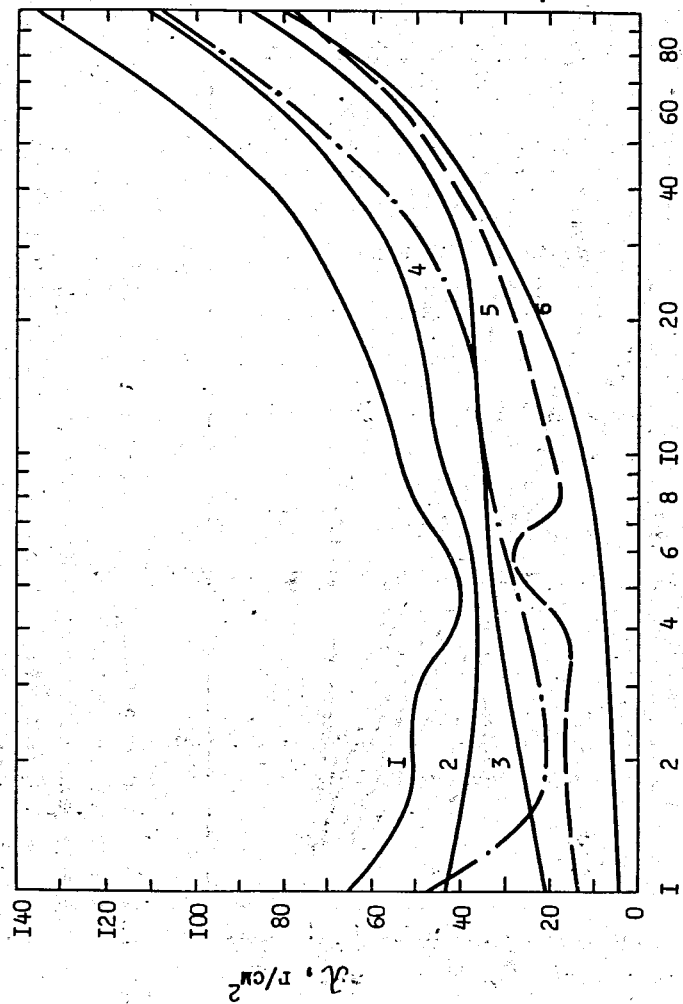


Рис. 9 Зависимость длины ослабления эквивалентной дозы излучения, λ , от энергии нейтронов в различных материалах:

1-железо; 2-бетон $\rho=3,4 \text{ г/см}^3$; 3-бетон $\rho=2,4 \text{ г/см}^3$; 4-алюминий;
5-графит; 6-вода.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.W.Bertini. Proc. of second international conference on accelerator dosimetry and experience held at the Stanford, California, USA, p.42, 1969.
2. R.J.Alsmiller, Jr. et al. Report ORNL-4046 (1967).
3. В.С.Барашенков и др. Препринт ОИЯИ P2-5719, Дубна, 1971.
4. Б.С.Сычев. Сообщение ОИЯИ P2-4306, Дубна, 1971.
5. R.I.Alsmiller, Jr. et al. Nucl. Instr. & Meth. 72, 213 (1969).
6. T.H.Braid et al. IEEE Transactions on nuclear science V.NS-18 N3, 821 (1971).
7. H.W.Patterson and R.H.Thomas. Particle accelerators 2 (1971), 77-104.
8. F.H.Clark. Report ORNL-TM-1655, Oak Ridge, 1966.
9. М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Атомная энергия, 15, 126 (1963).
10. М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Сообщение ОИЯИ P2-3315, Дубна, 1967.
11. H.J.Langman. Nucleonik 3, 201 (1961).
12. P.F.Sauerman. Kerntechnik N4, 197 (1969).
13. P.F.Sauerman. Jül-794-PC, Jülich, 1971.
14. L.D.Stephens and A.J.Miller. Second international conference on accelerator dosimetry and experience, held at the SLAC, Stanford, California 1969, CONF-691101, p.459.
15. K.Katoh and T.Doke, p.377, там же.
16. R.I.Alsmiller, Jr. et al. Nucl. Sci. Eng. 36, 251 (1969).
17. W.Zobel et al. Nucl. Sci. Eng. 32, 392 (1968).
18. J.T.Routti and R.H.Thomas. Nucl. Instr. & Meth. 76, 157 (1969).
19. Radiation protection instrumentation and its application. ICRU report 20, issued October 1, 1971. ICRU 7910 Woodmont avenue Washington, DC 20014 USA.

20. P.U.Renberg et al. Nucl. Phys. A183 (1972), 81.
21. Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, Б.С.Сычев. М.Атомиздат, 1971.
22. T.H.Braid et al. IEEE Transactions of nuclear science V.NS-18 N3 (1971), 821.
23. Б.В.Манько и Б.С.Сычев. Труды Радиотехнического института, №9, стр.117 М. 1971.
24. В.С.Барашенков и В.Д.Тонеев. М.Атомиздат, 1972.
25. W.Schimmerling et al. Phys. Rev C, 7, 248 (1973).
26. H.De Staebler. Transactions American nuclear society 8, 640 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября 1973 года.