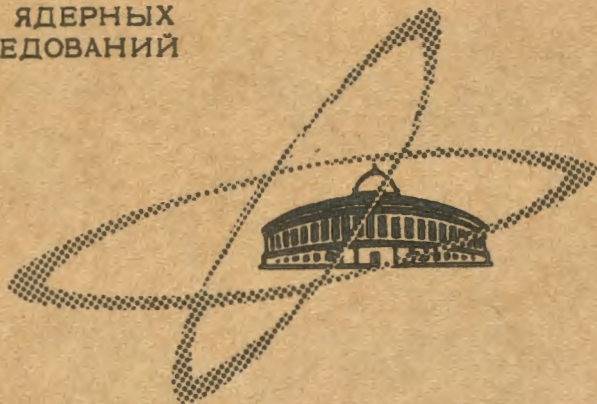


К-636

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3315

М.М. Комочков, Б.С. Сычев

РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ  
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С УЧЕТОМ  
УГЛОВЫХ ОТКЛОНЕНИЙ

(Приближение квазиупругого рассеяния)

P2 - 3315

М.М. Комочков, Б.С. Сычев

РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ  
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С УЧЕТОМ  
УГЛОВЫХ ОТКЛОНЕНИЙ  
(Приближение квазиупругого рассеяния)

5044/3 пр.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИЯЕ ДИКОТЕНА

В работе /1/ была предпринята попытка аналитического решения уравнения переноса нейтронов с энергией несколько сотен Мэв. Кинетическое уравнение решалось в приближении "прямо-вперед" с использованием весьма упрощенной формы ядра интегрального уравнения для функции распределения нейтронов. Выбранная форма ядра вполне соответствовала имеющейся информации в отношении энергетического распределения каскадных протонов в протон-ядерных взаимодействиях. Однако отсутствие непосредственных данных об энергетических распределениях каскадных нейтронов в нейтрон-ядерных взаимодействиях и значительные ошибки в экспериментальных и расчетных данных об энергетических распределениях каскадных протонов в протон-ядерных взаимодействиях приводили к необходимости нормировки спектра нейтронов ( $\frac{d\sigma}{dE}$ ) в абсолютных единицах из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных по ослаблению в защите потоков нейтронов с нижней границей спектра  $\approx 20$  Мэв. Эта граница соответствует порогу реакции  $C^{12} \rightarrow C^{11}$ , часто используемой в опытах. Полученные решения давали возможность определять потоки нейтронов высоких энергий и оценивать энергетическое распределение за защитными экранами различной толщины без учета угловых отклонений нейтронов в процессах неупругого взаимодействия с ядрами.

В настоящей работе излагается расчет ослабления в защите потоков сверхбыстрых нейтронов, основанный на более полном использовании имеющейся информации по спектрально-угловым распределениям вторичных нуклонов. С целью получения аналитического решения уравнения переноса входная информация, описывающая спектральное распределение, представляется в форме, удобной для аналитических расчетов. Резкая направленность вперед углового распределения

нуклонов, вылетающих из ядер при неупругих соударениях, дает возможность приближенно учесть угловые отклонения при решении уравнения.

Уравнение переноса нейтронов для случая плоского мононаправленного источника на границе полубесконечного пространства записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{\partial F(x, E, \theta)}{\partial x} + \mu(E) F(x, E, \theta) = \\ = \int_{4\pi} d\Omega' \int_E^{E_0} \mu(E') K \left( \begin{matrix} E' \rightarrow E \\ \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} \end{matrix} \right) F(x, E', \theta') dE', \end{aligned} \quad (1)$$

где  $F(x, E, \theta)$  - функция распределения плотности потока нейтронов;

$x$  - толщина защиты вдоль нормали к ее поверхности;

$\theta$  - угол относительно нормали к поверхности;

$E$  - энергия нейтрона;

$\mu(E)$  - полное сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами защиты (упругими соударениями пренебрегаем);

$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$  - элемент телесного угла;

$\mu_n(E)$  - эффективное сечение рассеяния нейтронов;

$K \left( \begin{matrix} E' \rightarrow E \\ \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} \end{matrix} \right)$  - двойное дифференциальное распределение нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтрона с ядром;

$\int_{4\pi} d\Omega \int_E^{E_0} K \left( \begin{matrix} E' \rightarrow E \\ \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega} \end{matrix} \right) dE = \nu(E')$  - эффективное число вторичных нейтронов.

Граничное условие запишем в следующем виде:

$$F(x, E, \theta) \Big|_{x=0} = F_0(E) \frac{\delta(\cos \theta - 1)}{2\pi},$$

где  $F_0(E)$  - спектральное распределение нейтронов источника.

В ряде задач физики защиты достаточно знать функцию

$$F(x, E) = \int_{4\pi} F(x, E, \theta) d\Omega.$$

Для  $F(x, E)$  уравнение (1) переходит в (2):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_{4\pi} \cos \theta F(x, E, \theta) d\Omega + \mu(E) F(x, E) = \\ = \int_E^{E_0} \mu_n(E') K(E' \rightarrow E) F(x, E') dE'. \end{aligned} \quad (2)$$

Используя выражения для плотности тока нейтронов,  $I(x, E)$ , <sup>x)</sup> и среднего значения  $\cos \theta$  :

$$u(x, E) = \frac{\cos \theta}{4\pi} = \frac{\int \cos \theta F(x, E, \theta) d\Omega}{\int F(x, E, \theta) d\Omega} = \frac{I(x, E)}{F(x, E)}, \quad (3)$$

переписываем уравнение (2) для функции распределения плотности тока:

$$\frac{\partial I(x, E)}{\partial x} + \mu(E) \frac{I(x, E)}{u(x, E)} = \int_E^{E_0} \frac{\mu_n(E')}{u(x, E')} K(E' \rightarrow E) I(x, E') dE'. \quad (4)$$

При выборе аналитической формы ядра  $K(E' \rightarrow E)$  следует воспользоваться имеющейся экспериментальной информацией о дифференциальных сечениях испускания нуклонов <sup>2-10/</sup>. Наиболее полные и точные данные, по-видимому, приведены в <sup>10/</sup>, где изложены результаты измерений величин  $d^2\sigma/dE d\Omega$  испускания протонов из ядер Be, C, Si, U при бомбардировке их протонами с энергией 660 Мэв. Из полученных результатов следует, что в спектрах протонов выделяется пик квазисвободного (квазиупругого) рассеяния бомбардирующих протонов на нуклонах ядра.

Можно предположить, что накопление нейтронов высоких энергий по толщине защиты происходит в основном за счет их квазиупругого рассеяния. Поэтому при установлении ядра уравнения (4) будем учитывать лишь квазиупругое рассеяние. Для получения возможности найти сравнительно простое решение уравнения (4) пренебрегаем разницей между спектрально-угловыми соотношениями в квазиупругом и упругом рассеянии и будем описывать кинематически-квазиупругое рассеяние нейтронов на ядрах как упругое рассеяние нейтронов на свободных протонах и нейтронах.

Сравнивая значение сечения испускания протонов квазиупругого рассеяния  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{qe}$  с величиной сечения упругого рассеяния протонов на свободных нуклонах, можно ввести коэффициент квазиупругого рассеяния  $\eta(\theta)$ , определяемый из соотношения:

x) Векторное обозначение тока опускаем, имея в виду, что он направлен вдоль оси  $x$ .

xx) Определение величины  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{qe}$  дано в <sup>10/</sup>.

$$\eta(\theta) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{qe}}{\sigma} \frac{\sigma_{pn}(A-Z) + \sigma_{pp}Z}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pn}(A-Z) + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pp}Z}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{pn}$  и  $\sigma_{pp}$  - элементарные сечения упругих протон-нейтронных и протон-протонных рассеяний соответственно;

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pn}$  и  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pp}$  - дифференциальные сечения упругих протон-нейтронных и протон-протонных рассеяний соответственно;

$\sigma$  - сечение неупругого взаимодействия протона с ядром.

Величина  $\eta$ , вычисленная как среднее арифметическое значение  $\eta(\theta)$  для углов  $\theta = 12,2^\circ; 18^\circ; 24^\circ$  и  $30^\circ$ , приведена в таблице 1. В погрешность величины  $\eta$  (табл. 1) не вошла методическая неточность определения величин  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{qe}$ , равная  $\sim 20\%$ , согласно оценкам, имеющимся в [9]. На рис. 1 представлены значения  $\frac{2\pi}{\eta\sigma} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{qe}$ , а также рассчитанная на основании эмпирических формул [11,12] зависимость

$$w(\theta) = 2\pi \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pn}(A-Z) + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pp}Z}{\sigma_{pn}(A-Z) + \sigma_{pp}Z},$$

изображенная кривой 1; предполагалось, что  $A=2Z$  (это - вполне допустимое приближение). Сравнительно небольшой разброс точек относительно кривой 1 указывает на приемлемость введения средней величины  $\eta$ , не зависящей от угла вылета вторичного протона. Это позволяет определить эффективное сечение рассеяния:

$$\mu_n = \eta\mu. \quad (6)$$

Значительная анизотропия рассеяния нейтронов высоких энергий на свободных нуклонах позволяет учитывать только те нейтроны, которые рассеялись в системе центра масс в переднее полупространство по отношению к направлению движения первичного нейтрона. Если пренебречь некоторой асимметрией рассеяния в системе центра масс, угловое распределение рассеянных нейтронов  $w(\bar{\theta})$  можно представить в следующем виде [11,12]:

$$w_{np}(\bar{\theta}) = \frac{2\pi}{\sigma_{np}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{np} = \frac{5(A_{np} \cos^4 \bar{\theta} + 1)}{2(A_{np} + 5)}; \quad (7)$$

$$w_{nn}(\bar{\theta}) = \frac{2\pi}{\sigma_{nn}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{nn} = \frac{5(A_{nn} \cos^4 \bar{\theta} + 1)}{A_{nn} + 5}, \quad (7a)$$

где  $\bar{\theta}$  - угол рассеяния в системе центра масс;

$A_{np}$  и  $A_{nn}$  - приведены в работе [11,12].

Угловое распределение нейтронов, рассеянных на системе протон-нейтрон, которое нормировано на один акт взаимодействия, запишется с учетом (7) и (7a) как

$$w(\bar{\theta}) = 5 \left[ \frac{\sigma_{nn}(A_{nn} \cos^4 \bar{\theta} + 1)}{(\sigma_{nn} + \sigma_{np})(A_{nn} + 5)} + \frac{1}{2} \frac{\sigma_{np}(A_{np} \cos^4 \bar{\theta} + 1)}{(\sigma_{nn} + \sigma_{np})(A_{np} + 5)} \right]. \quad (8)$$

Распределение  $w(\theta)$  в лабораторной системе получается из (8) при помощи известного соотношения [13]:

$$w(\theta) = w(\bar{\theta}) \frac{[\sin^2 \bar{\theta} + \gamma^2(1 + \cos \bar{\theta})^2]^{3/2}}{\gamma(1 + \cos \bar{\theta})}, \quad (9)$$

где  $\gamma^2 = 1 + \frac{E}{2mc^2}$ ;

$mc^2$  - энергия покоя нуклона;

$$\text{tg} \frac{\bar{\theta}}{2} = \gamma \text{tg} \theta.$$

На рис. 1 кривая 1 построена согласно уравнению (9) для  $0 < \bar{\theta} < \frac{\pi}{2}$ .

Кривая 2 построена с помощью аппроксимирующей функции

$$w(\theta) = a(\cos \theta)^{\zeta}, \quad (9a)$$

параметры "a" и "ζ" которой находятся из следующих условий:

$$a = w(0) = 4\gamma^2 w(\bar{0}); \quad (10)$$

$$a \int_0^{\pi/2} (\cos \theta)^\zeta \sin \theta d\theta = \int_0^{\pi/2} w(\theta) \sin \theta d\theta = \nu. \quad (10a)$$

Величина  $\nu$  есть то самое эффективное число нейтронов, на которое производится нормировка в уравнении (1). Из условия (10) и (10a) получаем:

$$\zeta = \frac{4\gamma^2 w(0)}{\nu} - 1. \quad (11)$$

Однозначная зависимость между энергией рассеянного нейтрона и углом его вылета позволяет из уравнений (9) - (11) получить выражение для ядра  $K(E' \rightarrow E)$  уравнения (4).

Известно /13/, что спектральное распределение рассеянных нуклонов  $w(E', E)$  в нуклон-нуклонных упругих взаимодействиях связано с распределением  $w(\theta)$  простой зависимостью:

$$w(E', E) = \frac{2w(\theta)}{E'}. \quad (12)$$

Распределению (9a) сопоставим распределение

$$w(E', E) = K(E' \rightarrow E) = a' \left(\frac{E}{E'}\right)^{\zeta'} \frac{1}{E'}. \quad (12'a)$$

со следующими условиями:

$$E' w(E', E') = E' K(E' \rightarrow E) \Big|_{E=E'} = a' = 2w(0); \quad (13)$$

$$\int_0^{E'} K(E' \rightarrow E) dE = \nu. \quad (13a)$$

Из условий (13) и (13a) получаем:

$$\zeta' = \frac{2w(0)}{\nu} - 1. \quad (14)$$

Сравнивая (10) с (13) и (11) с (14), легко находим:

$$a = 2\gamma^2 a'; \quad (15)$$

$$(\zeta + 1) = 2\gamma^2 (\zeta' + 1). \quad (15a)$$

Учет только однократных столкновений нейтронов с нуклонами в ядрах при решении уравнения переноса дает возможность ввести определенные упрощения в отношении величины  $u(x, E)$ . Анализ зависимости среднего косинуса угла рассеяния при многократном рассеянии от величины  $(E/E_0)$  показывает, что можно считать

$$u(x, E) = \left(\frac{E}{E_0}\right)^\lambda = \cos \theta, \quad (16)$$

т.е. средний косинус угла при многократном рассеянии приближенно равен косинусу угла при однократном рассеянии. Это равенство тем лучше выполняется, чем ближе  $E$  к  $E_0$ . Показатель степени  $\lambda$  находится из следующего соотношения:

$$K(E' \rightarrow E) = a (\cos \theta)^\zeta \frac{d(\cos \theta)}{dE}. \quad (17)$$

Решая совместно уравнения (16) и (17), находим:

$$\lambda = \frac{a'}{a} = \frac{1}{2\gamma^2}. \quad (18)$$

Допущение независимости  $u(x, E)$  от координаты  $x$  дает возможность применить преобразование Лапласа с целью упрощения уравнения (4):

$$J(p, E) = \int_0^\infty e^{-px} \tilde{u}(x, E) dx;$$

$$J(p, E) \left[ \frac{\mu(E)}{u(E)} + p \right] = \quad (19)$$

$$= \int_0^E \frac{\mu(E')}{u(E')} K(E' \rightarrow E) J(p, E') dE' + F_0(E),$$

где

$$K(E' \rightarrow E) = a' \left(\frac{E}{E'}\right)^{\zeta'} \frac{1}{E'}.$$

Для удобства решения уравнение (19) переписываем в переменных "u":

$$J(p, u) \left[ \frac{\mu(u)}{u} + p \right] =$$

$$= \int_0^1 \frac{\mu(u')}{(u')^2} \left( \frac{u}{u'} \right)^\zeta J(p, u') du' + F_0(u), \quad (20)$$

где  $\alpha = \eta w(0)$ .

Для величин  $\alpha$ ,  $\zeta$ ,  $\mu$ , не зависящих от энергии, и в предположении монохроматичности источника:

$$F_0(u) = \delta(u-1), \quad (21)$$

решение уравнения (20) есть:

$$J(p, u) = \frac{\delta(u-1)}{\mu+p} + \frac{\alpha \mu u^\zeta}{\left(p + \frac{\mu}{u}\right)^{1-\alpha} (p+\mu)^{1+\alpha}}. \quad (22)$$

Выражению (22) соответствует оригинал /14/:

$$I(x, u) = e^{-\mu x} \left\{ \delta(u-1) + \alpha \mu x u^\zeta e^{-\mu x \left(\frac{1}{u}-1\right)} {}_1F_1 \left[ (1+\alpha), 2; \mu x \left(\frac{1}{u}-1\right) \right] \right\}, \quad (23)$$

где  ${}_1F_1 \left[ (1+\alpha), 2; \mu x \left(\frac{1}{u}-1\right) \right]$  - вырожденная гипергеометрическая функция.

Представляет интерес исследовать поведение  $I(x, u)$  при значениях  $\zeta \rightarrow \infty$ , что отвечает бесконечно узкому угловому распределению рассеянных нейтронов. Используя представление для  ${}_1F_1[a, b; z]$  при  $a \rightarrow \infty$ , можно (23) свести к следующему предельному выражению:

$$\lim_{\zeta \rightarrow \infty} I(x, u) = e^{-\mu x} \left\{ \delta(u-1) + \alpha \mu x u^\zeta \frac{{}_1I_1 \left( 2\sqrt{\alpha \mu x \ln \frac{1}{u}} \right)}{\sqrt{\alpha \mu x \ln \frac{1}{u}}} \right\}. \quad (24)$$

Это выражение является непосредственным решением уравнения (4) в переменных  $u$  в приближении "прямо-вперед", т.е. когда  $\cos \theta = 1$ .  $I_1 \left( 2\sqrt{\alpha \mu x \ln \frac{1}{u}} \right)$  - функция Бесселя мнимого аргумента.

Интегрируя (24) по "u" от 0 до 1, получаем изменение по толщине защиты плотности потока нейтронов квазиупругого рассеяния в приближении "прямо-вперед":

$$\int_0^1 [\lim_{\zeta \rightarrow \infty} I(x, u)] du = e^{-x\mu(1-\eta\nu)}. \quad (25)$$

Рассмотрим теперь использование изложенного формализма для конкретных расчетов энергетических спектров нейтронов в защите. Принимая во внимание (3), (12a) и (23), получаем выражение для функции спектрального распределения плотности потока нейтронов квазиупругого рассеяния в защите:

$$F(x, E) = e^{-\mu x} \left\{ \delta(E-E_0) + \frac{\mu x \alpha \lambda}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\zeta'-\lambda} e^{-\mu x \left(1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^\lambda\right)} {}_1F_1 \left[ (1+\alpha), 2; \mu x \left( \left(\frac{E}{E_0}\right)^\lambda - 1 \right) \right] \right\}. \quad (26)$$

Как следует из всего хода рассуждений, уравнение (26) получено для значений параметров  $\alpha$ ,  $\lambda$ ,  $\zeta'$ , не зависящих от энергии нейтронов. Зависимость параметров от энергии приближенно можно учесть путем использования в (26) усредненных значений, например;

$$\bar{\alpha}(E) = \frac{\int_{E_0}^E \alpha(E') dE'}{E_0 - E}. \quad (27)$$

Аналогично вычисляются  $\bar{\lambda}(E)$ ,  $\bar{\zeta}'(E)$ . Зависимость  $\alpha(E)$  удобно в расчетах использовать в следующем виде:

$$\alpha(E) = \eta w(0) \xi(E), \quad (28)$$

где  $\xi(E)$  - отношение коэффициента квазиупругого рассеяния при энергии  $E$  к коэффициенту квазиупругого рассеяния  $\eta$  при энергии 660 Мэв; энергетическая зависимость  $w(0)$  определяется коэффициентами  $A_{nn}$  и  $A_{np}$  в (8).

Согласно данным работ <sup>17,8/</sup>, квазиупругое рассеяние нуклонов на ядрах тяжелее бериллия практически отсутствует при энергии бомбардирующих нуклонов  $\approx 90-100$  Мэв. На рис. 2 приведена зависимость  $\xi(E)$ , использованная в расчетах. Для выяснения степени чувствительности окончательных результатов к виду функции  $\xi(E)$  расчеты были проведены для двух функций  $\xi(E)$ , указанных на рис. 2. При построении кривых были использованы также данные работ <sup>12/</sup> и <sup>18/</sup>. Экспериментальные точки, полученные на основании данных <sup>16/</sup> для углов рассеяния  $\theta = 2,5^\circ$  и  $\theta = 5^\circ$ , приведены на рис. 2. Так как квазиупругое рассеяние существует практически только при энергии  $E > 100$  Мэв, область применимости изложенного решения уравнения переноса ограничивается снизу указанным значением энергии. Известно, что для такого диапазона энергий сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами практически не зависит от энергии <sup>18/</sup>. Поэтому использование значений " $\mu$ ", не зависящих от энергии, в пределах ошибок соответствует имеющейся экспериментальной информации. Расчеты с помощью (10а) показывают, что в диапазоне энергий  $100 < E < 1000$  Мэв значение параметра " $\nu$ ", входящего в ряд соотношений, составляет величину

$$\nu = (0,71 \pm 0,03),$$

практически не зависящую от энергии.

Зависимость параметра  $\zeta(E)$ , вычисленная согласно (11), приведена на рис. 3.

Высказанное в самом начале работы предположение, что характер ослабления потока нейтронов высоких энергий определяется в основном нейтронами квазиупругого рассеяния, можно подтвердить путем сопоставления эффективного коэффициента ослабления (или длины ослабления), получаемого экспериментально, с расчетным значением эффективного коэффициента ослабления. Экспериментально ослабление плотности потока нейтронов в защите изучается обычно с помощью реакции  $C^{12} \rightarrow C^{11}$ , имеющей порог  $\approx 20$  Мэв. С показаниями углеродного детектора сопоставим функцию  $F(x)$ :

$$F(x) = \int_{E_1}^E F(x, E) dE = e^{-\mu x} V(\mu x, E_0), \quad (29)$$

определяющую ослабление в защите плотности потока нейтронов с энергией

выше пороговой энергии  $E_1$ . Множитель  $V(\mu x, E_0)$ , называемый фактором накопления, характеризует отношение плотности потока нейтронов с энергией  $E > 20$  Мэв к плотности потока нейтронов, не претерпевших ни одного неупругого взаимодействия. На ограниченных участках защиты ослабление плотности потока можно аппроксимировать экспоненциальной функцией  $e^{-\mu_1(E_0)x}$ , где  $\mu_1(E_0)$  есть эффективный коэффициент ослабления. Определим величину  $\mu_1(E_0)$  на отрезке  $(x_2 - x_1)$  следующим образом:

$$e^{-\mu_1(E_0)(x_2 - x_1)} = e^{-\mu(x_2 - x_1)} \frac{V(\mu x_2, E_0)}{V(\mu x_1, E_0)}. \quad (30)$$

Из (30) находим соотношение между  $\mu$  и  $\mu_1(E_0)$  для толщины защиты  $(x_2 - x_1)$ :

$$\frac{\mu_1(E_0)}{\mu} = 1 - \frac{\ln \frac{V(\mu x_2, E_0)}{V(\mu x_1, E_0)}}{\mu x_2 - \mu x_1}. \quad (31)$$

Для немонахроматических нейтронов источника отношение  $\mu_1(E_0)/\mu$  вычисляется путем усреднения величин  $V(\mu x, E_0)$  по спектру источника. На рис. 4 показаны функции  $(\mu_1(E_0)/\mu)^{-1}$ , вычисленные согласно (31) для значений  $\eta = 0,67$  и  $\eta = 0,46$ , что соответствует таким материалам как обычный бетон и медь, соответственно. Пунктирные и сплошные кривые на рис. 4 соответствуют кривой 2 и 1 рис. 2, соответственно. Изменение потока нейтронов рассматривалось на толщине защиты от  $\mu x_1 = 2$  до  $\mu x_2 = 8$ . На этом же рисунке приведены значения  $(\mu_1/\mu)^{-1}$ , вычисленные на основе экспериментальных данных <sup>17-19/</sup> по ослаблению потоков нейтронов, генерируемых на бериллиевой мишени протонами с энергией 170-680 Мэв в обычном бетоне, тяжелом бетоне и железе. Экспериментальные величины коэффициента ослабления  $\mu_1$  получены в работах <sup>17-19/</sup> на толщинах защиты, соответствующих значениям  $\mu x$ , принятым нами в расчетах. Спектры нейтронов из бериллиевой мишени приведены в <sup>20/</sup>. Значения  $(\mu_1/\mu)^{-1}$ , соответствующие экспериментальным результатам, отнесены к начальной энергии нейтронов  $E_0$ , при которой отношение  $(\mu_1(E_0)/\mu)^{-1}$  равно отношению, получаемому путем усреднения факторов накопления по спектру источника. Значения сечения неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами элементов  $\sigma$  вычисляли согласно интерполяционной формуле:



$$\sigma = 34,5 A^{0,731}$$

мбари

(32)

(где  $A$  - атомный вес), отвечающей с точностью (4-6)% имеющимся экспериментальным данным о сечениях неупругого взаимодействия нуклонов с ядрами.

Из рассмотрения рис. 4 можно сделать вывод, что в пределах ошибок теоретические значения величины эффективного коэффициента ослабления потока нейтронов высоких энергий совпадают со значениями  $\mu_1$ , полученными экспериментально.

В таблице 2 приводится сравнение теоретических значений  $(\mu_1(E_0)/\mu)^{-1}$  для некоторых материалов с экспериментальными значениями /21/; эффективная энергия нейтронов источника принималась, согласно /21/, равной 270 Мэв. Сравнение показывает вполне удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Учет только квазиупругого рассеяния не дает полной картины формирования спектра нейтронов высоких энергий в защите; необходимо учитывать ту часть спектра каскадных нейтронов, образующихся в элементарном акте, которая не описывается моделью квазиупругого рассеяния. Предварительные оценки показывают, что не принята во внимание часть спектра каскадных нейтронов практически не влияет на величину  $\mu_1$  для толщин  $\mu x \gg 1$ .

Авторы выражают большую благодарность Г. Шулековой за выполнение расчетов.

Таблица 1

Среднее значение коэффициента квазиупругого рассеяния,  $\eta$ , протонов с энергией 680 Мэв на различных ядрах (по данным работы /8/)

ядро-мишень	$\eta$
Be	0,78 ± 0,04
C	0,73 ± 0,02
Sn	0,46 ± 0,06
U	0,22 ± 0,02

Таблица 2  
Сравнение экспериментальных /21/ и теоретических параметров ослабления потоков нейтронов с энергией 270 Мэв в различных материалах

Материал	Атомный вес	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\eta$	$\lambda = \frac{1}{\mu}$ , г/см <sup>2</sup>	$\lambda_1$ , лямбда	$\lambda_1 = \frac{1}{\mu_1}$ , г/см <sup>2</sup>	$\mu/\mu_1$		
							экспер. 1)	теор. 2 3)	
Бетон	20	2,35	0,67	110	26,0	155	1,41±0,12	1,29	1,43
Алюминий	27	2,7	0,61	117	26,0	178	1,52±0,13	1,26	1,38
Мель	64	8,9	0,46	150	8,3	187	1,25±0,11	1,18	1,27
Свинец	208	11,3	0,24	203	8,4	242	1,19±0,10	1,10	1,13

1) Погрешность обусловлена неточностью величин  $\mu$ ,  $\rho$  и  $\lambda_1$ , которая для каждого из параметров принималась равной ±5%.

2) При расчетах использована кривая 1 на рис.2.

3) При расчетах использована кривая 2 на рис. 2.

Л и т е р а т у р а

1. М.М. Комочков, Б.С. Сычев. Атомная Энергия, 12, 325 (1963).
2. J. V. Cladis, W. N. Hess and B. J. Moyer, Phys. Rev., 87 (1952) 425.
3. J. V. Cladis, J. Hadley and W. N. Hess, Phys. Rev., 86 (1952) 110.
4. B. K. Nelson, G. Guemsey and G. Mott, Phys. Rev., 88, (1952) 1.
5. W. Goodell, H. Loar, R. Durbin and W. Havens, Phys. Rev., 89, (1953) 724.
6. Cassels, Randle, Pickavance and Taylor. PhilMag. 42 (1951) 215.
7. J. Hofmann and K. Strauch, Phys. Rev., 90 (1953) 449.
8. J. Hadley and H. York, Phys. Rev., 80 (1950) 345.
9. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С. Неганов, Р.М. Рындин, А.Ф. Шабудин. Преприят ОИЯИ Р-270, Дубна 1959.
10. P. H. Bowen, G. C. Cox, G. B. Huxtable, I. P. Scanlon, J. J. Thresher. Nucl. Phys., 30 (1962) 475.
11. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J. M. Miller and Friedlander. Phys. Rev., 110 (1958) 165.
12. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Friedlander and Anthony Turkevich. Phys. Rev., 110 (1958) 204.
13. А.М. Балдин, В.И. Гольдянский, И.Л. Розенталь. Кинематика ядерных реакций. Физматгиз, М., 1965.
14. В.А. Дяткин, А.П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. Изд-во "Высшая школа", М., 1965.
15. Г. Бейтман, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции (гипергеометрическая функция, функция Лежандра). Изд-во "Наука", М., 1965.
16. Н.А. Перфилов, О.В. Ложкин, В.И. Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Изд-во АН СССР, М.-Л., 1962.
17. Л.Н. Зайцев, М.М. Комочков, Б.С. Сычев. "Атомная энергия", 12, 525 (1962).
18. Б.С. Сычев, В.В. Мальков, М.М. Комочков, Л.Н. Зайцев. "Атомная энергия", 20, 323 (1966).
19. Б.С. Сычев, В.В. Мальков, М.М. Комочков, Л.Н. Зайцев. "Атомная энергия", 20, 355 (1966).
20. М.М. Комочков. Преприят ОИЯИ, Р-1349, Дубна 1963.
21. H. W. Patterson, Conf. on Shielding of High Energy Accelerators, 1957, April, New-York.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 мая 1967 г.

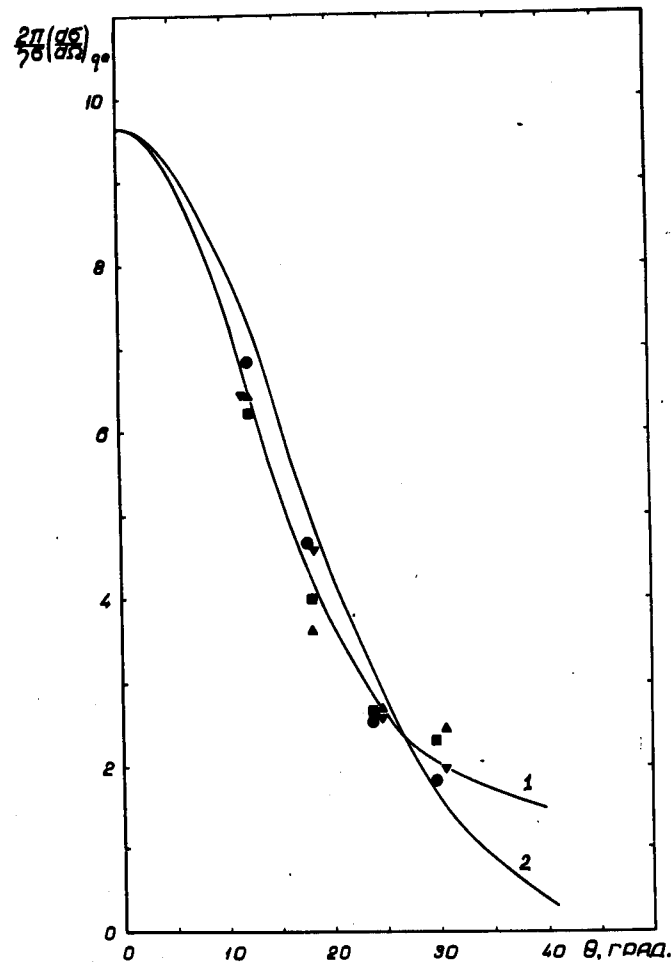


Рис. 1. Угловое распределение протонов квазиупругого рассеяния при бомбардировке ядер протонами с энергией 660 Мэв (согласно [8]):  
● - Be, ▼ - C, ■ - Cu, ▲ - U;  
1 - расчетное распределение; 2 - аппроксимирующая кривая -  $0,7(\cos \theta)^{12,5}$ .

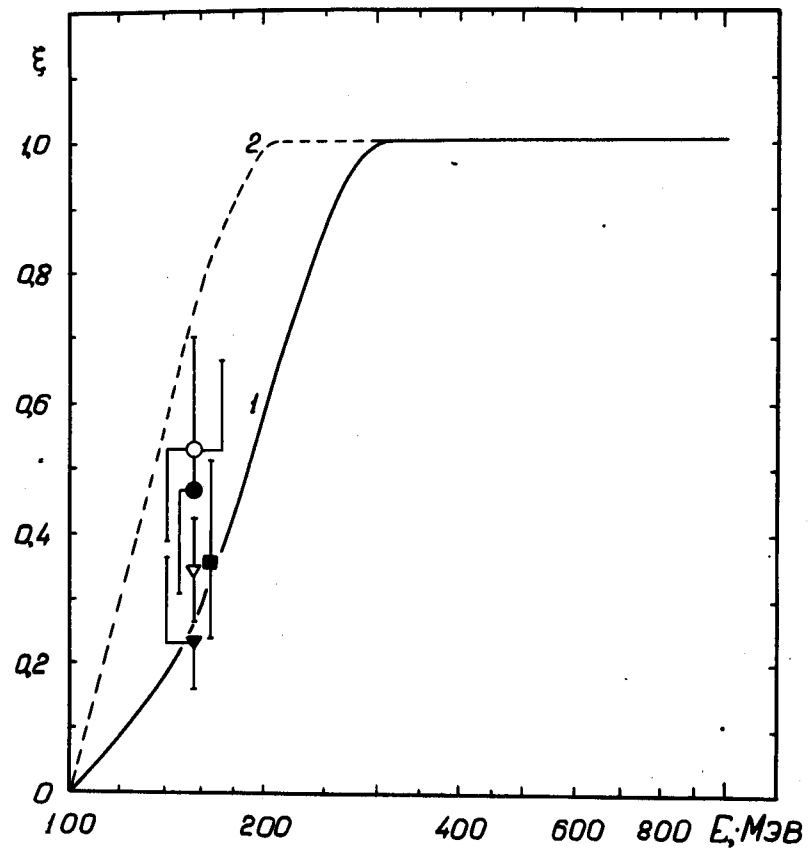


Рис. 2. Отношение коэффициента квазиупругого рассеяния нуклонов на ядрах при энергии  $E$  к коэффициенту квазиупругого рассеяния при энергии 680 Мэв: 1 и 2 - зависимости, использованные в расчетах;  $\bullet$  - Be,  $\blacktriangledown$  - C,  $\blacksquare$  - Al - для угла рассеяния  $\theta = 2,5^\circ$ ,  $\circ$  - Be,  $\triangledown$  - C - для угла рассеяния  $\theta = 5^\circ$  (согласно [6]).

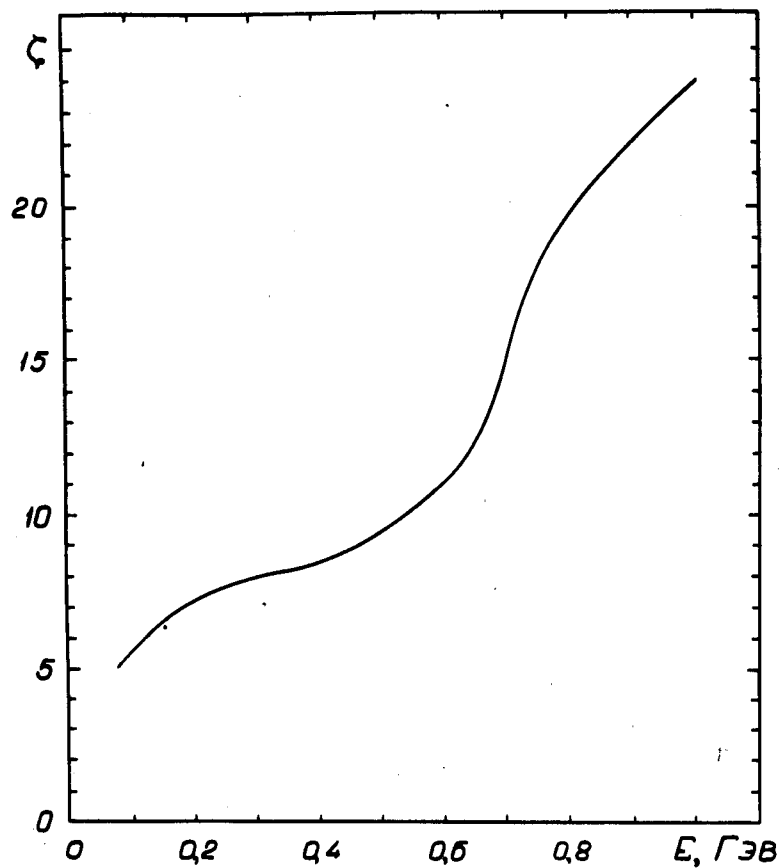


Рис. 3. Зависимость параметра  $\zeta$  от энергии нейтронов.

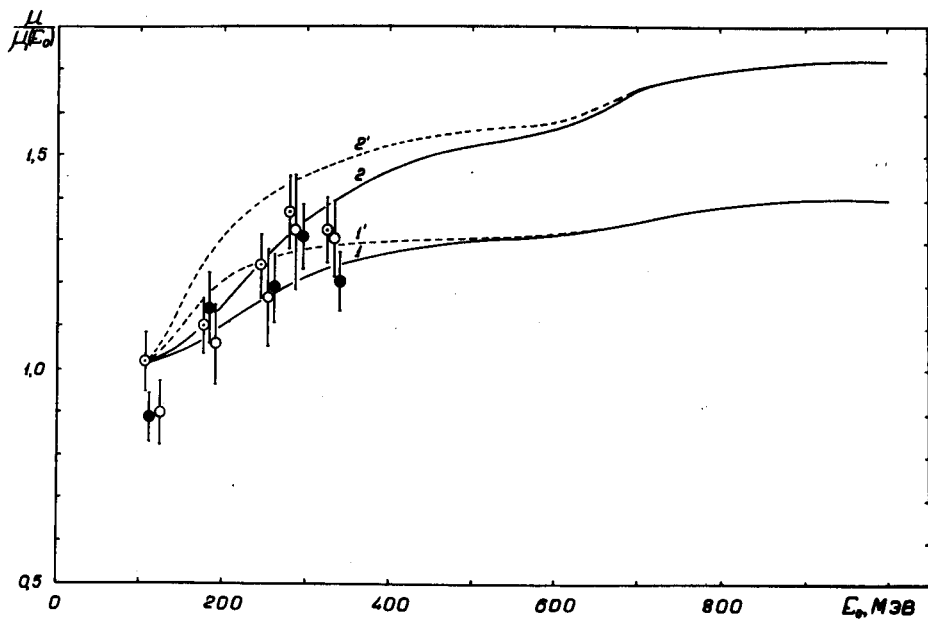


Рис. 4. Отношение сечения неупругого взаимодействия  $\mu$  к эффективному сечению ослабления потока нейтронов  $\mu_1(E_0)$  в зависимости от начальной энергии нейтронов: 1 и 1' - расчет для меди; 2 и 2' - расчет для обычного бетона;  $\circ$  - обычный бетон (согласно /17/),  $\ominus$  - тяжелый бетон (согласно /19/),  $\bullet$  - железо (согласно /18/).