

К-402

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P9 - 3402

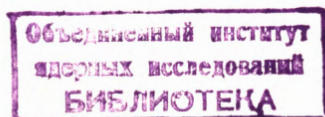
Л.Р. Кимель, М.М. Комочков, В.П. Сидорин,
Б.С. Сычев, Е.П. Череватенко

РАССЕЯННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
В ПОМЕЩЕНИЯХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Р9 - 3402

Л.Р. Кимель, М.М. Комочков, В.П. Сидорин,
Б.С. Сычев, Е.П. Черватенко

РАССЕЯННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
В ПОМЕЩЕНИЯХ УСКОРИТЕЛЕЙ



В последние годы значительно повысился интерес к проблемам, связанным с изучением радиационной обстановки на ускорителях. Решению одной из них посвящена данная работа.

Излучение в помещениях ускорителей целесообразно рассматривать состоящим из двух компонент: первичное и рассеянное излучение. Для этих компонент введем следующие определения.

Первичным излучением будем называть излучение, выходящее из ограниченной области, называемой источником излучения. К источникам первичного излучения могут быть отнесены мишени, детали ускорителя и экспериментальное оборудование, подверженное облучению ускоренными частицами.

Рассеянным излучением будем называть излучение, образующееся в результате взаимодействия первичного излучения с материалом защиты.

Энергетический спектр быстрых рассеянных нейтронов за защитой ускорителей довольно подробно изучен ^{/1-5/}. Менее подробно исследован выход рассеянного излучения в пространство, занимаемое источником ^{/6-8/}. В практике проектирования защиты следует иметь в виду, что для обеспечения допустимых уровней недостаточно лишь теневой защиты от прямого (первичного) излучения; необходима также защита и от рассеянного излучения.

Ослабление рассеянного излучения в защите тесным образом связано с процессом его формирования. Выделим следующие компоненты первичного и рассеянного излучений:

- 1) нейтроны высоких энергий ($E > 20$ Мэв);
- 2) быстрые нейтроны ($1,5 < E < 20$ Мэв);
- 3) промежуточные нейтроны ($E < 1,5$ Мэв);
- 4) тепловые нейтроны;
- 5) гамма-излучение.

Вкладом заряженных частиц в рассеянное излучение пренебрегаем.

1. Быстрые нейтроны и нейтроны высоких энергий

Строгий аналитический расчёт пространственно-энергетического распределения нейтронов является чрезвычайно сложной задачей. Это обусловлено многими факторами и в большой степени наличием многих рассредоточенных в пространстве и обычно нелокальных источников первичного и рассеянного излучения.

По этой причине идеализируем реальную геометрию, сформулировав задачу следующим образом: в плотной среде имеется полость, внутри которой находится источник нейтронов мощностью Q , н/сек, со спектрально-угловым распределением $f_0(E', \theta, \phi)$, нормированным к единице, т.е. $\int_{(E')} \int_{4\pi} f_0(E', \theta, \phi) dE' d\Omega = 1$. Требуется найти функцию распределения рассеянного излучения внутри полости и ослабление этого излучения в защите. Предполагая закон ослабления потоков нейтронов в веществе экспоненциальным, можно записать выражение для функции распределения выхода нейтронов, $q(E, R, \theta, \phi, \alpha)$, возникших в стенках полости и направленных внутрь ее (рис. 1):

$$\begin{aligned}
 q(E, R, \theta, \phi, \alpha) ds &= Q \int_{(E')} \frac{f_0(E', \theta, \phi)}{R^2} \Sigma_{in}(E') \bar{n}(E') \times \\
 &\times \frac{f_1(E', E, \alpha) \cos \delta}{\Sigma_r(E) + \Sigma_r(E') \frac{\cos \delta}{\cos \beta}} dE' ds, \\
 \int_{(E')} \int_{4\pi} f_1(E', E, \alpha) dE d\Omega &= 1,
 \end{aligned} \tag{1}$$

- где ds — элемент поверхности полости;
- R — расстояние от источника до точки с координатами (θ, ϕ) на поверхности полости (углы θ и ϕ отсчитываются относительно начального вектора \vec{i}_1);
- β — угол между направлением движения первичного нейтрона и нормалью к поверхности полости в точке с координатами (θ, ϕ) ;
- α — угол между направлениями движения первичного и рассеянного нейтронов;
- δ — угол между нормалью к поверхности полости в точке с координатами (θ, ϕ) и направлением вылета вторичного нейтрона;
- E', E — энергия первичных и вторичных (рассеянных) нейтронов, соответственно;
- $\Sigma_{in}(E')$ — сечение неупругого взаимодействия первичных нейтронов с ядрами материала стенок полости;
- $\bar{n}(E')$ — среднее число вторичных нейтронов на один акт неупругого взаимодействия первичного нейтрона с ядрами материала стенок;
- $f_1(E', E, \alpha)$ — спектрально-угловое распределение вторичных нейтронов в элементарном акте неупругого взаимодействия;
- $\Sigma_r(E'), \Sigma_r(E)$ — сечения выведения потоков первичных и вторичных нейтронов в материале стенок полости, соответственно.

Предполагая источник, описываемый выражением (1), точечным, можно плотность потока в защите, $F(E, x)$, рассеянных в стенках полости нейтронов представить как

$$F(E, x) = \int_{(s)} q(E, R, \theta, \phi, \alpha) \frac{e^{-\Sigma_r'(E) \frac{x}{\cos \gamma}}}{r^2} ds, \quad (2)$$

- где r — расстояние от рассматриваемой точки в защите до точки на поверхности полости с координатами (θ, ϕ) ;
- γ — угол между нормалью к поверхности защиты и направлением движения вторичного нейтрона;
- $\Sigma_r'(E)$ — сечение выведения потоков вторичных нейтронов в материале защиты;
- x — толщина защиты.

Подставляя выражение (1) в выражение (2), получим для точечного источника излучения, расположенного внутри полости, функцию распределения плотности потока рассеянных нейтронов по толщине защиты:

$$F(E, x) = Q \int_{(*)} \int_{(E')} \frac{f_0(E', \theta, \phi) \sum_{in}(E') n(E') f_1(E', E, \alpha)}{R^2 r^2} \times \frac{\cos \delta e^{-\sum_r(E) \frac{x}{\cos \alpha y}}}{\sum_r(E) + \sum_r(E') \frac{\cos \delta}{\cos \beta}} ds dE' \quad (3)$$

Относительно небольшой выход нейтронов высокой энергии и быстрых нейтронов из бетонной защиты в направлении назад по отношению к первичному лучу^{/9/} в большинстве случаев дает возможность ограничиться учётом только однократного рассеяния, хотя с помощью приведенных выше формул можно учесть и многократно рассеянные нейтроны. Имеющиеся в литературе расчётные и экспериментальные данные о функциях $f_0(E', \theta, \phi)$ и $f_1(E', E, \alpha)$ настолько отрывочны, что приходится прибегать к соответствующим допущениям относительно аналитического выражения этих функций.

Рассмотрим процесс формирования рассеянного излучения в зале синхротрона ОИЯИ (рис. 2). Определим функцию $f_0(E', \theta, \phi)$. На рис. 3 и 4 представлены плотности потоков нейтронов, измеренные экспериментально в вертикальной плоскости, проходящей через центр ускорителя, с помощью пороговых детекторов. Краткая характеристика этих детекторов приведена в работе^{/10/}. Кроме того, на расстоянии 6 метров от центра ускорителя в 13 точках были измерены углеродными детекторами плотности потоков нейтронов с энергией $E > 20$ Мэв. Средняя величина плотности потоков нейтронов в плоскости циркуляции протонов составляет $(2,2 \pm 0,8) 10^6$ нейтр/см²сек (ток протонов синхротрона на крайних орбитах ≈ 2 мка). Примерно такая же величина плотности потока получена и для быстрых нейтронов с помощью фосфорных детекторов. Этими данными по существу ограничивается информация о спектрально-угловом распределении быстрых нейтронов и нейтронов высокой энергии, выходящих из ускорителя. Учитывая это обстоятельство, с целью упрощения расчётов функцию $f_0(E', \theta, \phi)$ представляем как

$$f_0(E', \theta, \phi) = \eta_0(E') f_0(\theta) \psi(\phi),$$

$$\int_{(E')} \int_{4\pi} \eta_0(E') f_0(\theta) \psi(\phi) d\Omega dE' = 1.$$

Аналогичным образом

$$f_1(E', E, \alpha) = \eta_1(E) f_1(\alpha).$$

Считаем далее, что $f_1(E', E, \alpha)$, $\Sigma_{in}(E')$, $\Sigma_r(E')$ и $\bar{n}(E')$ усреднены по спектру $\eta_0(E')$.

На основании работ /11, 12/ можно принять:

$$\eta_1(E) \approx \frac{1}{E}, \quad 20 < E < 100 \text{ МэВ},$$

$$\eta_1(E) = 0, \quad E > 100 \text{ МэВ}.$$

Для быстрых нейтронов в качестве $\eta_1(E)$ можно взять спектр деления. Функция $f_1(\alpha)$ приближенно может быть выражена как /12/

$$f_1(\alpha) = \frac{1}{4\pi} (0,25 + 0,15 \cos \alpha), \quad \frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq \pi.$$

Угловое распределение быстрых нейтронов принимается изотропным.

Рассмотрим в качестве примера ослабление потоков рассеянных нейтронов в области защиты, расположенной над ускорителем. Представим внутреннюю поверхность зала синхротронотрона сферой радиуса R с источником (ускорителем), расположенным в ее центре (рис. 5). В данном случае

$$\delta = \pi - \alpha, \quad \beta = 0, \quad \gamma = \delta;$$

$$\theta = 2\delta - \frac{\pi}{2} \quad \text{для верхней излучающей полусферы};$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} - 2\delta \quad \text{для нижней излучающей полусферы};$$

$ds = 2\pi R^2 \cos \theta d\theta$ при предположении, что имеется осевая симметрия функции $\psi(\phi)$;

$$r = 2R \cos \delta.$$

Кроме того, предполагаем, что

$$\Sigma_{in}(E) = \Sigma_{in}, \quad \bar{n}(E) = \bar{n}, \quad \Sigma_r(E) = \Sigma_r'(E).$$

Тогда с учётом изложенных допущений выражение (3) можно записать как

$$F(E, x) = \frac{Q f_0(|0|)}{R^2} \cdot 2\pi k \frac{1}{n} \sum_{1n} \eta(E) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{f_0(|\theta|)}{f_0(|0|)} \times \\ \times \frac{f_1(\alpha) e^{-\Sigma(E) \frac{x}{\cos \delta}}}{\Sigma_r(E) + \Sigma_r \cos \delta} \sin \delta \, d\delta. \quad (4)$$

Коэффициент k учитывает отличие интеграла по ϕ от 2π из-за экранировки ярмом магнита. Среднее экспериментальное значение $\frac{Q f_0(|0|)}{R^2}$ на эффективном радиусе сферы, равном 15 м, принималось равным $(2,4 \pm 0,9) \cdot 10^5$ нейтр/см² сек. Выражение (4) применимо для расчёта потоков рассеянных нейтронов высокой энергии, когда их источником являются бомбардирующие стены помещения синхротрона нейтроны высокой энергии, а также для расчёта потоков быстрых рассеянных нейтронов, когда их источником являются нейтроны высокой энергии или быстрые нейтроны.

В табл. 1 приведены экспериментальные и расчётные данные, характеризующие плотность потока быстрых нейтронов и нейтронов высокой энергии в некоторых точках зала синхротрона, экранированных от прямого излучения ярмом магнита.

2. Промежуточные и тепловые нейтроны

Для потоков промежуточных и тепловых нейтронов характерно диффузное распространение в веществе. Следовательно, подход к расчёту потоков рассеянных нейтронов низких энергий должен отражать характерные черты процесса замедления. Стены зала ускорителя служат замедляющей средой для нейтронов низких энергий, выходящих из источника (ускорителя).

Рассмотрим задачу о точечном изотропном монохроматическом источнике, расположенном внутри сферической полости.

В монографии /13/ для такого источника с помощью решения уравнения возраста получено выражение для функции пространственно-энергетического распределения замедляющихся нейтронов. Однако сложность полученного выражения затрудняет использование его для практических расчётов. Выражения существенно упрощаются, если использовать следующие допущения. Известно, что координатная зависимость плотности замедления для точечного изотропного и плоского изотропного источников монохроматических нейтронов в бесконечной среде описывается функциями $e^{-\frac{x^2}{4\tau}}$ и $e^{-\frac{x^2}{4\tau}}$ соответственно. Тогда можно предположить, что плотность замедления в стенках сферы радиуса R_0 может быть представлена в виде

$$q_0(x, r) = \frac{Q_{np} p e^{-\frac{x^2}{4\tau}}}{K}, \quad (5)$$

(p - множитель, учитывающий захват нейтронов в процессе замедления) с условием

$$\int_0^{\infty} 4\pi (R_0 + x)^2 q_0(x, r) dx = p, \quad (6)$$

где x - толщина по радиусу сферы;

Q_{np} - мощность источника промежуточных нейтронов.

Подставляя выражение (5) в выражение (6) и интегрируя, получаем

$$K = 4\pi \sqrt{4\tau} \left[R_0^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2} + 2R_0 \sqrt{4\tau} + \frac{\sqrt{\pi}}{4} (4\tau) \right]. \quad (7)$$

При

$$R \gg \sqrt{\tau}$$

$$K = 4\pi R_0^2 (\pi\tau)^{1/2}. \quad (8)$$

Подставляя выражение (8) в выражение (5), получаем

$$q_0(x, r) = \frac{2p Q_{np} e^{-\frac{x^2}{4\tau}}}{4\pi R_0^2 (\pi\tau)^{1/2}}. \quad (9)$$

Выражение (9) соответствует плотности замедления для плоского изотропного источника в бесконечной среде с плотностью $2 Q_{np} / S$, где S - площадь сферы. Выражение (9), по-видимому, без большой погрешности можно использовать и для несферической полости, заменяя $4 \pi R_0^2$ на значение внутренней площади полости.

Точное выражение для плотности замедления на границе среды имеет вид /13/

$$q_0(0, r) = \frac{Q_{np}}{4 \pi R_0^2 (\pi r)^{1/2}} \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\pi r}}{R_0} e^{-\frac{r}{R_0^2}} [1 - \operatorname{erf}(\frac{\sqrt{r}}{R})] \right\}. \quad (10)$$

Нетрудно заметить, что с точностью до членов $\approx \frac{\sqrt{r}}{R_0}$ оно совпадает с $q_0(0, r)$, получаемой согласно выражению (9). Таким образом, пространственно-энергетическое распределение замедляющихся нейтронов по толщине защиты можно описать с помощью формул для плоского изотропного источника замедляющихся нейтронов в бесконечной среде с поверхностной плотностью $2 Q_{np} / S$. Кроме того, промежуточные нейтроны образуются при взаимодействии нейтронов высокой энергии ($E > 20$ Мэв) и быстрых нейтронов с материалом защитных стен зала ускорителя. Плотность замедления промежуточных нейтронов, образованных нейтронами высоких энергий, может быть записана в виде /14/

$$q_1(x, r) = \frac{\bar{n} \Sigma_{in} p}{2} \Phi_0 \exp \left[\Sigma_r^{(1)} r - \Sigma_r^{(1)} x \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left(\Sigma_r^{(1)} \sqrt{r} - \frac{x}{2\sqrt{r}} \right) \right], \quad (11)$$

где

Φ_0 - плотность потока нейтронов высокой энергии на поверхности защиты;

Σ_{in} - сечение неупругого взаимодействия;

\bar{n} - среднее число испарительных нейтронов на один акт неупругого взаимодействия;

$\Sigma_r^{(1)}$ - сечение вывода нейтронов высокой энергии ($20 < E < 100$ Мэв)

Плотность замедления промежуточных нейтронов, образованных быстрыми нейтронами, имеет вид /15/:

$$q_2(x, r) = \frac{p \Sigma_r^{(2)}}{2} F_0 \exp \left[\Sigma_r^{(2)} r - \Sigma_r^{(2)} x \right] \left[1 - \operatorname{erf} \left(\Sigma_r^{(2)} \sqrt{r} - \frac{x}{2\sqrt{r}} \right) \right], \quad (12)$$

где

F_0 - плотность потока быстрых нейтронов на поверхности защиты;

$\Sigma_r^{(2)}$ - сечение выведения быстрых нейтронов.

В формировании потоков тепловых нейтронов в зале ускорителя участвуют два источника тепловых нейтронов: детали ускорителя и защита, в которой происходит замедление промежуточных нейтронов.

Для тепловых нейтронов, возникших в деталях ускорителя, распределение плотности потока в защите можно представить в виде:

$$F_T(x) = \frac{Q_T}{4\pi R^2} \frac{L}{D} e^{-\frac{x}{L}}, \quad (13)$$

где

Q_T - мощность источника тепловых нейтронов;

L - длина диффузии;

D - коэффициент диффузии.

Выражение для плотности потока тепловых нейтронов, возникших в результате замедления промежуточных нейтронов, можно получить при решении уравнения диффузии с правой частью, описываемой выражением (9)^{1/16/}:

$$\begin{aligned} \Phi_T(x) = & \frac{Q_{np}}{4\pi R_0^2} \frac{P_T e^{r_T/L^2}}{2L \Sigma_a} \left\{ \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{r_T}} - \frac{\sqrt{r_T}}{L}\right) \right] e^{-\frac{x}{L}} + \right. \\ & \left. + \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{r_T}} + \frac{\sqrt{r_T}}{L}\right) \right] e^{\frac{x}{L}} \right\}; \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$P_T = e^{-\int_{E_T}^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\xi \Sigma_s} \frac{dE}{E}}$$

Σ_a - сечение поглощения замедляющихся нейтронов,

$\xi \Sigma_s$ - замедляющая способность.

Для выполнения расчётов по вышеприведенным формулам необходимо определить значение выхода тепловых и промежуточных нейтронов из ускорителя

Q_T и Q_{np} . Воспользуемся результатами измерений потоков тепловых и резо-

нансных нейтронов на расстоянии 10 м от мишени, бомбардируемой протонами с энергией 660 Мэв (ток протонов синхроциклотрона на крайних орбитах ≈ 2 мка). Измерения были выполнены с помощью индиевых детекторов. Были получены следующие значения потоков резонансных и тепловых нейтронов:

$$F_p = (2,2 \pm 0,7) 10^6 \text{ нейтр/см}^2 \text{сек.}$$

$$F_T = (2,6 \pm 0,7) 10^5 \text{ нейтр/см}^2 \text{сек.}$$

В точках зала ускорителя, защищенных от прямого излучения ускорителя, потоки нейтронов соответственно равны

$$F_p = 1 \cdot 10^5 \text{ нейтр/см}^2 \text{сек.}$$

$$F_T = 2,2 \cdot 10^5 \text{ нейтр/см}^2 \text{сек.}$$

Тогда потоки нейтронов, выходящих из ускорителя, можно оценить как

$$F_p = 2 \cdot 10^6 \text{ нейтр/см}^2 \text{сек.}$$

$$F_T = 0,4 \cdot 10^5 \text{ нейтр/см}^2 \text{сек.}$$

Следовательно, полный выход

$$Q_p \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ нейтр/сек.}$$

$$Q_T \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ нейтр/сек.}$$

Предполагая, что спектр промежуточных нейтронов в интервале энергий от 1,5 Мэв до тепловой имеет вид $1/E$, получаем:

$$Q_{np}^{(1)} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ нейтр/сек.}$$

Другую оценку выхода промежуточных нейтронов из ускорителя можно сделать при использовании выхода быстрых нейтронов, полученного путем интегрирования функции углового распределения, измеренной экспериментально (рис. 3).

При токе синхроциклотрона на крайних орбитах ≈ 2 мка выход быстрых нейтронов составляет

$$Q_\delta = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ нейтр/сек.}$$

Промежуточные нейтроны, выходящие из ускорителя, в основном генерируются в стенках вакуумной латунной камеры, толщина которых составляет приблизительно 10 см. Поток быстрых нейтронов ослабляется в таком слое латуни приблизительно в 5 раз. Таким образом, если пренебречь ослаблением потока промежуточных нейтронов в стенках камеры, выход промежуточных нейтронов составит

$$Q_{np}^{(2)} = 5,1,6 \cdot 10^{12} \approx 10^{13} \text{ нейтр/сек.}$$

Это значение несколько занижено, так как занижен выход быстрых нейтронов.

Теперь определим потоки рассеянных резонансных и тепловых нейтронов в зале синхроциклотрона. Будем считать, что стены полости выполнены из однородного материала с некоторыми эффективными параметрами замедления и диффузии. Стены зала синхроциклотрона выполнены из обычного бетона ($\rho = 2,35 \text{ г/см}^3$), ярмо магнита, магнитные линзы и другое оборудование из стали. Поэтому в качестве эффективного материала можно рассмотреть обычный бетон и тяжелый бетон с содержанием железа $\approx 50\%$ по весу. Содержание водорода принимается одинаковым и равным $\approx 0,35\%$ по весу.

Выражение (9) дает распределение плотности замедления в случае монохроматического источника замедляющихся нейтронов. С другой стороны, при оценке мощности источника замедляющихся нейтронов предполагалось, что спектральное распределение нейтронов источника описывается функцией вида $1/E$. Для такого спектра источника в принятых нами геометрических условиях распределение плотности замедления описывается функцией^{/14/}:

$$q(x, r) = \frac{r}{r_T} \frac{Q_{np} p(r)}{4\pi R_0^2} \frac{2}{\sqrt{\pi r}} \left\{ e^{-\frac{x^2}{4r}} - \sqrt{\pi} \frac{x}{2\sqrt{r}} [1 - \operatorname{erf}(\frac{x}{2\sqrt{r}})] \right\}, \quad (15)$$

где считается, что параметры замедления не зависят от энергии; r_T - возраст тепловых нейтронов; $p(r)$ - вероятность избежать резонансного захвата.

Используя (15) в качестве источника тепловых нейтронов, можно получить выражение, аналогичное (14). Для упрощения вычислений потоков тепловых нейтронов при $x=0$ аппроксимируем выражение (15) экспоненциальной функцией:

$$q(x, r) = \frac{2p(r)}{\sqrt{\pi r}} e^{-\frac{2x}{\sqrt{\pi r}}}. \quad (16)$$

Распределению (16) отвечает плотность потока тепловых нейтронов:

$$\Phi_T(0) = \frac{Q_{np}}{4\pi R_0^2} p_T \frac{2}{\sum_a \sqrt{\pi r_T}} \frac{1}{(1 + \frac{2L}{\sqrt{\pi r_T}})}, \quad (17)$$

а распределению (14)

$$\Phi_T(0) = \frac{Q_{np}}{4\pi R_0^2} p_T \frac{e^{-r_T/L}}{L \Sigma_a} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{r_T}}{L} \right) \right]. \quad (18)$$

Плотность потока резонансных нейтронов есть

$$F_p = \frac{q(x, r)}{\xi \Sigma_a}. \quad (19)$$

В табл. 2 представлены исходные данные и результаты вычислений потоков нейтронов резонанса индия (1,44 эв) и тепловых нейтронов для зала синхротрона ОИЯИ. Данные в колонках с индексом "I" получены в предположении монохроматичности источника замедляющихся нейтронов, в колонках с индексом "II" данные получены в предположении, что спектр нейтронов источника имеет вид $1/E$. При вычислениях не делалось различия в величинах возраста тепловых нейтронов и нейтронов резонанса индия. Неопределенность в значениях потоков нейтронов обусловлена неопределенностью в значении мощности источника. Тепловые нейтроны, выходящие из ускорителя, дают несущественный вклад в суммарную плотность тепловых нейтронов.

Сравнение расчётных значений плотности потока тепловых и резонансных нейтронов (табл. 2) и измеренных значений (табл. 1) показывает, что тяжелый бетон вполне пригоден как эффективный материал стен зала ускорителя при описании потоков тепловых нейтронов.

3. Гамма-излучение

Рассмотрим гамма-излучение, возникающее в результате захвата тепловых и промежуточных нейтронов в материалах оборудования и защитных стен. Плотность образования гамма-излучения от захвата тепловых нейтронов в элементарном объеме защиты dV можно записать в виде (рис. 6)

$$dq_{\gamma} = \sum_{(j)} \Phi_{\tau}(x') \sum_{\alpha} \eta(E_j) dv, \quad (20)$$

где $\Phi_{\tau}(x')$ - поток тепловых нейтронов в точке x' ;

$\eta(E_j)$ - выход захватных гамма-квантов с энергией E_j на один поглощенный нейтрон;

$$dv = 2\pi r dr dx'.$$

Поток захватных гамма-квантов от такого источника равен

$$dF = dq_{\gamma} B(\mu_j, r) \frac{e^{-\mu_j r}}{4\pi r^2}. \quad (21)$$

Б.С.Сычевым предложено следующее выражение для фактора накопления гамма-квантов:

$$B(\mu_j, r) = 1 + \frac{2,4}{E_j} \mu_j r. \quad (22)$$

Это выражение с точностью 10-20% справедливо для $Z = 10-30$, $\mu r \leq 15$ и $E = 2 + 8$ Мэв.

Подставляя выражение (20) и (22) в выражение (21), получаем

$$dF = \frac{1}{2} \sum_{(j)} \Phi_{\tau}(x') \sum_{\alpha} \eta(E_j) \frac{1}{r} \left(1 + \frac{2,4}{E_j} \mu_j r\right) e^{-\mu_j r} dr dx'. \quad (23)$$

Выполняя замену переменных $r = \frac{x-x'}{\cos \theta}$ (рис. 6) и интегрируя по θ , получаем

$$dF_{\gamma}(x, x') = \frac{dx'}{2} \sum_{(j)} \Phi_{\tau}(x') \sum_{\alpha} \eta(E_j) \left\{ \frac{2,4}{E_j} e^{-\mu_j |x-x'|} - \text{Ei}(-\mu_j |x-x'|) \right\}. \quad (24)$$

Поток гамма-квантов на толщине защиты x от распределенных источников захватного гамма-излучения можно выразить как

$$F_{\gamma}^T(x) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \sum_{(j)} \eta(E_j) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2,4}{E_j} \Phi_T(x') e^{-\mu_j |x-x'|} dx' - \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_T(x') \text{Ei}(-\mu_j |x-x'|) dx' \right\}. \quad (25)$$

Следовательно, мощность дозы захватного излучения от тепловых нейтронов

$$P_{\gamma}^T(x) = \frac{\alpha \sum_{\alpha}}{2} \sum_{(j)} \eta(E_j) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} 2,4 \Phi_T(x') e^{-\mu_j |x-x'|} dx' - E_j \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_T(x') \text{Ei}(-\mu_j |x-x'|) dx' \right\}, \quad (26)$$

где

$$\alpha = 1,54 \cdot 10^{-3} \text{ (мр/час) / (МэВ/см}^2 \text{ сек)} = 4,27 \cdot 10^{-4} \frac{\text{мкр}}{\text{МэВ/см}^2}.$$

Выражение для расчёта мощности дозы захватного гамма-излучения от промежуточных нейтронов можно получить при замене в выражении (26) $\sum_{\alpha} \Phi_T(x')$ на $q_0(x', r)$. Кроме того, для упрощения расчётов r заменяем на r_T . Тогда, подставляя выражение (9) в выражение (26), получаем

$$P_{\gamma}^{np}(x) = \frac{\alpha(1-p_T)}{2} \frac{Q_{np}}{4\pi R_0^2} \sum_{(j)} \eta(E_j) \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2,4}{\sqrt{\pi r}} e^{-\frac{(x')^2}{4r}} e^{-\mu_j |x-x'|} dx' - \frac{E_j}{\sqrt{\pi r}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x')^2}{4r}} \text{Ei}(-\mu_j |x-x'|) dx' \right\}. \quad (27)$$

Первый интеграл в выражении (27) может быть вычислен аналитически. Выполняя интегрирование, получаем:

$$\begin{aligned}
 P_{\gamma}^{np}(\mathbf{x}) = & \frac{\alpha(1-p_T)}{2} \frac{Q_{np}}{4\pi R_0^2} \sum_{(j)} \eta(E_j) \{ 2,4 e^{r\mu_j^2} [(1 + \operatorname{erf}[\frac{\mathbf{x}}{2\sqrt{r_T}} - \mu_j \sqrt{r_T}]) \times \\
 & \times e^{-\mu_j \mathbf{x}} + (1 - \operatorname{erf}[\frac{\mathbf{x}}{2\sqrt{r_T}} + \mu_j \sqrt{r_T}]) e^{\mu_j \mathbf{x}}] - \\
 & - \frac{E_j}{\sqrt{\pi r_T}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(x')^2}{4r_T}} \operatorname{Ei}[-\mu_j |x-x'|] dx' \}.
 \end{aligned}
 \tag{28}$$

Расчёт захватного гамма-излучения, образующегося в результате замедления быстрых нейтронов, проводится по методике, предложенной в работах по физике защиты ядерных реакторов (см., например, /17/). Аналогичным образом можно определить захватное гамма-излучение, возникшее при замедлении нейтронов высокой энергии. Экспериментальные и расчётные данные о мощности дозы гамма-излучения в различных точках зала синхротрона приведены в табл. 1. Расчёт проведен согласно данным табл. 2 для тяжелого бетона (колонка 1).

В заключение следует отметить, что для всех выбранных точек зала синхротрона наблюдается хорошее согласие данные эксперимента с расчётом. Это дает возможность использовать предложенный метод для расчёта полей рассеянных нейтронов и гамма-квантов в помещениях ускорителей.

Л и т е р а т у р а

1. R.Sanna, K.O'Brien. Health Phys., 9, 25 (1963).
2. R.Lehman, O.Fekula. Nucleonics, 11, 35 (1964).
3. R.Sanna, K.O'Brien, M.Alberg. HASL-162 (1964).
4. K.O'Brien, R.Sanna. Proceedings of the USAEC First Symposium on Accelerators Radiation Dosimetry and Experience, New York, November 3-5, 1965, p.286.
5. K.O'Brien, R.Sanna, M.Alberg, J.E.Mc. Laughlin. Trans. Am. Nucl. Soc., 9, 2, 254 (1966).

6. B.G.Moyer. Phys.Sci.Ser.Rep N26, Sector-Focused Cyclotrons Sea Island Conference, 1959.
7. S.Lindenbaum. I.International Conference on Shielding around H-E Accelerators, Paris, 1962.
8. S.Charalambus et al. Measurements of the radiation escaping from the Synchrocyclotron, CERN DI/HP/74, 1965.
9. Л.Р. Кимель и др. В сборнике "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып.6, Атомиздат, М, 1967.
10. Б.С.Сычѳв и др. Атомная энергия, 20, 323 (1966).
11. В.И.Кочкин и др. Препринт ОИЯИ, Р-1713, Дубна, 1964.
12. N.Metropolis et al. Phys.Rev., 110, 185 (1958).
13. И.Снеддон. Преобразование Фурье, ИЛ, М, 1955.
14. Д.Л.Бродер и др. Бетон в защите ядерных установок. Атомиздат, 1966.
15. Биологическая защита ядерных реакторов. Атомиздат, 1965.
16. Р.Мегриблиан, Д.Холмс. Теория реакторов. Госатомиздат, 1962.
17. Д.Л.Болдер и др. Атомная энергия, 16, 26 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

20 июня 1967 года.

Таблица I

Плотности потока рассеянных нейтронов (нейтр/см²сек) и мощность дозы гамма-излучения (мкр/сек) в различных точках зала синхротрона ОЯИ

Точки измерения	E > 20 Мэв		Быстрые		E ~ 1,44 эв		Тепловые		Гамма-излучение	
	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
1. (1,4±0,5)·10 ³	700 ± 100	(4,3±1,6)·10 ⁴	(2,6±0,4)·10 ⁴	(1, ±0,1)·10 ⁵	(2,2±0,3)·10 ⁵	(0,7±0,1)·10 ³				
2. 140 ± 50	200 ± 120	(1,1±0,4)·10 ⁴	(1,7±0,3)·10 ⁴	см. табл.2 (1 ± 0,1)·10 ⁵	см. табл.2 (2,2±0,3)·10 ⁵	(0,25±0,04)·10 ³				
3. 890 ± 330	(1±0,2)·10 ³	(2,5±1,0)·10 ⁴	(1,8±0,4)·10 ⁴		(5-1,25)·10 ^{5**}	(0,94±0,24)·10 ³				
4. (2,8±1,1)·10 ^{3**}	(5±1)·10 ^{3**}	(3,3±1,2)·10 ^{4**}	(2,2±0,4)·10 ^{4**}	(0,81±0,08)·10 ^{5**}	(2,3±0,3)·10 ^{5**}	(0,52±0,08)·10 ³				(0,4±0,07)·10 ³

* - рассеянное и прямое излучение,

** - оценка по формуле Мейера /6/.

Таблица 2

К расчету потоков нейтронов низких энергий в зале синхротрона ОИЯИ

Эффективный материал	: Обычный бетон	: Тяжелый бетон		
Содержание водорода, вес, %	0,35	0,35		
Содержание железа, вес, %	2	50		
$\xi \Sigma_s \sqrt{\lambda} \tau_T$	3,84	3,45		
L , см	10,3	2,97		
$\sqrt{\tau_T}$, см	15,2	11,9		
$\frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$	21,7	3,57		
ρ_T / ρ_P	~ 1	0,69		
	: I	: II	: I	: II
$\frac{F_T}{F_P}$: 18,1	: 12,3	: 2,46	: 1,92
$F_P, 10^5$ нейтр/см ² сек	1,3 + 35	: 2,6 + 0,65	1,45+0,39	: 2,9 + 0,78
$F_T, 10^5$ нейтр/см ² сек	23,5+6,35	: 32 + 8	: 3,57+0,89	: 5,46+ 1,36
	:	:	:	:

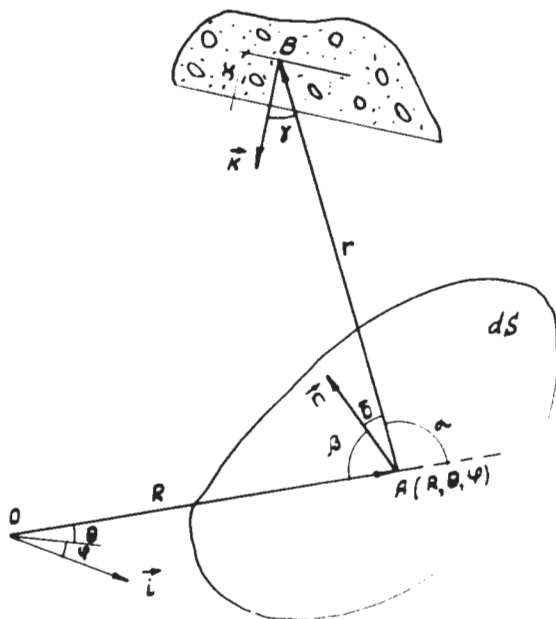


Рис. 1. К формированию рассеянного излучения.

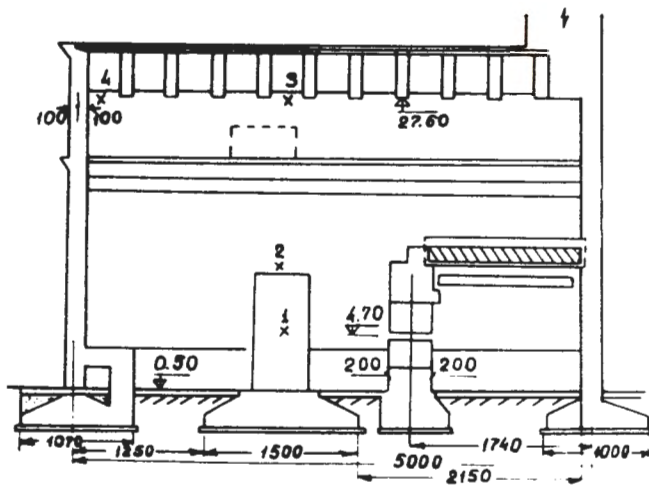


Рис. 2. Здание синхротрона ОИАИ на 660 Мег (вид в разрезе).

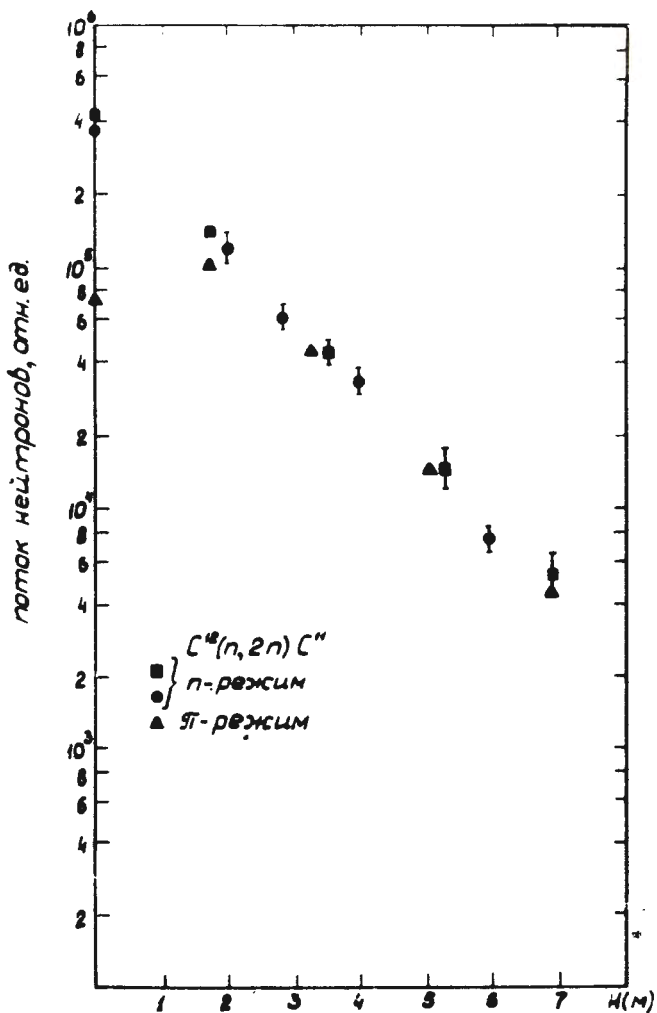


Рис. 3. Распределение потока нейтронов высокой энергии ($E > 20$ Мэв) по вертикали.

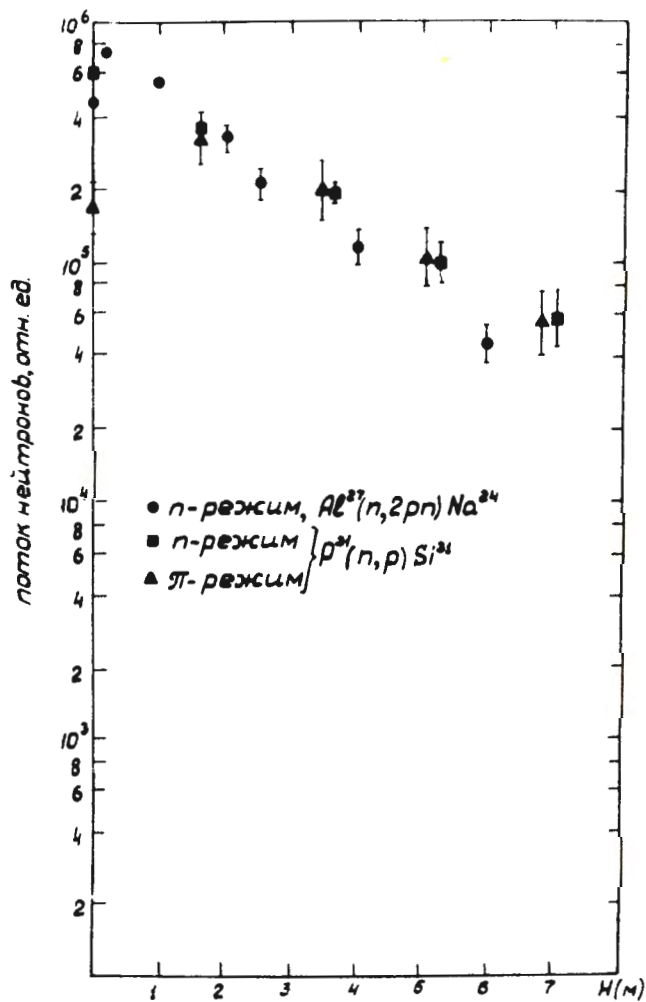


Рис. 4. Распределение потока быстрых нейтронов по вертикали.

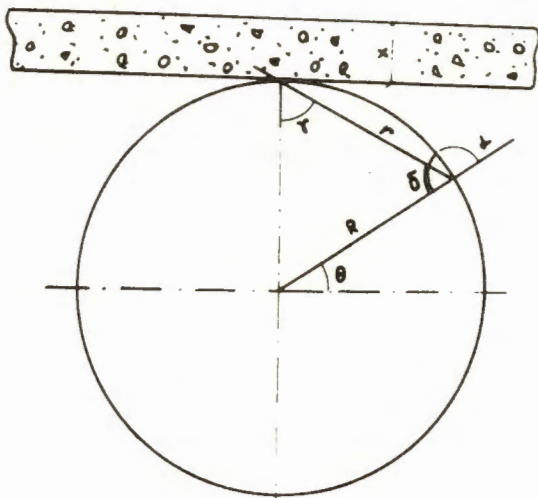


Рис. 5. К расчёту ослабления потоков рассеянных нейтронов в защитном перекрытии.

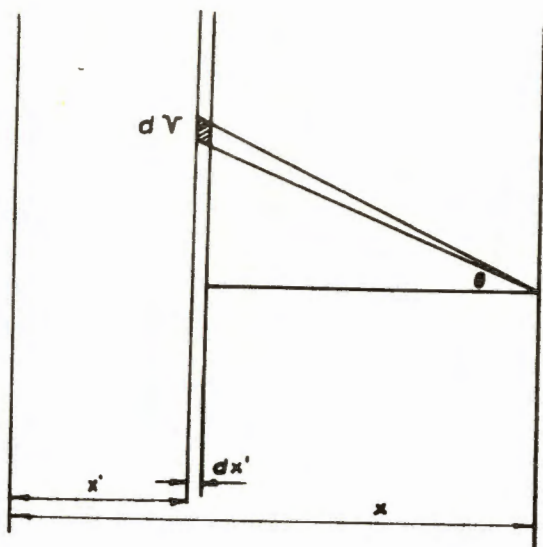


Рис. 6. К расчёту захватного гамма-излучения.