



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**ОТДЕЛ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ**

**Р16-8177**

Экз. чит. зала

**В.Е.Алейников, В.П.Крючков**

**СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ**  
**НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЗАЩИТЕ**  
**ИЗ  $AlO_2$**

**/Плоский мононаправленный источник нейтронов на**  
**границе полубесконечной защиты/**

Дубна 1974

P16-8177

В.Е.Алейников, В.П.Крючков

**СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  
НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ЗАЩИТЕ  
ИЗ  $\text{AlO}_2$**

**/Плоский мононаправленный источник нейтронов на  
границе полубесконечной защиты/**

## 1. Введение

Большой класс задач, возникающих при решении проблем радиационной защиты ускорителей протонов на высокие энергии, сводится к определению функции распределения плотности потока нейтронов в полубесконечной гомогенной защите с плоским мононаправленным источником релятивистских нейтронов на ее границе. Если пренебречь вкладом, который вносят заряженные частицы в развитие ядерного каскада в веществе, т.е. ограничиться рассмотрением источников нейтронов с энергией менее 400 Мэв<sup>1/1</sup>, то задача нахождения этой функции сводится к решению интегро-дифференциального уравнения<sup>1/2/</sup>:

$$\omega \frac{\partial F(x, E, \omega)}{\partial x} + \mu(E) F(x, E, \omega) = 2\pi \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} \mu(E') K \left( \frac{E' - E}{\omega' - \omega} \right) F(x, E', \omega') dE' \quad (1)$$

с граничным условием

$$F(0, E, \omega) = F_0(E) \delta(\omega - 1), \quad (2)$$

где:

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

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

$\omega$  - косинус угла между импульсом нейтрона и нормалью к поверхности защиты;

$E$  - энергия нейтронов;

$E_0$  - максимальная энергия нейтронов источника;

$\mu(E)$  - полное макроскопическое сечение неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами вещества защиты<sup>x)</sup>;

$K\left(\begin{smallmatrix} E' \rightarrow E \\ \omega' \rightarrow \omega \end{smallmatrix}\right)$  - двойное дифференциальное распределение нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтрона с ядром.

В работах<sup>/2-5/</sup> уравнение (I) решалось в приближении "прямо-вперед" или с приближенным учетом угловых отклонений нейтронов, вылетающих из ядер при неупругих соударениях. Во всех случаях решение этого уравнения проводили с использованием упрощенной формы ядра  $K\left(\begin{smallmatrix} E' \rightarrow E \\ \omega' \rightarrow \omega \end{smallmatrix}\right)$  уравнения (I) и определяли только энергетический спектр нейтронов.

В данной работе получено решение уравнения (I) в виде бесконечного ряда и рассчитаны функции спектрально-углового распределения потоков нейтронов в защите из  $AlO_2$  на глубинах 115, 180, 300 460 г/см<sup>2</sup>.

## 2. Решение уравнения переноса нейтронов.

Применив к уравнению переноса нейтронов (I) преобразование Лапласа-Карсона

$$f(p) = p \int_0^{\infty} e^{-px} f(x) dx, \quad (2)$$

( $p$  - комплексный параметр)

x) Упругое рассеяние имеет резкую направленность вперед и незначительно влияет на изменение функции распределения нуклонов<sup>/2/</sup>.

получим

$$\tilde{F}(p, E, \omega) [\omega p + \mu(E)] = 2\pi \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} \mu(E') K\left(\begin{smallmatrix} E' \rightarrow E \\ \omega' \rightarrow \omega \end{smallmatrix}\right) \tilde{F}(p, E', \omega') dE' + p F_0(E) \delta(\omega - 1), \quad (3)$$

Заменой

$$\tilde{\Phi}(p, E, \omega) = \tilde{F}(p, E, \omega) [\omega p + \mu(E)] \quad (4)$$

уравнение (3) сводится к интегральному уравнению Фредгольма второго рода:

$$\tilde{\Phi}(p, E, \omega) = 2\pi \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} \frac{\mu(E') K\left(\begin{smallmatrix} E' \rightarrow E \\ \omega' \rightarrow \omega \end{smallmatrix}\right)}{[\omega p + \mu(E')]} \tilde{\Phi}(p, E', \omega') dE' + p F_0(E) \delta(\omega - 1). \quad (5)$$

Решая уравнения (5) методом последовательных приближений и полагая, без ограничения общности,  $F_0(E) = \delta(E - E_0)$ , находим:

$$\tilde{\Phi}(p, E, \omega) = p \delta(E - E_0) \delta(\omega - 1) + \sum_{n=1}^{\infty} (2\pi)^n K^n \{ p \delta(E - E_0) \delta(\omega - 1) \}, \quad (6)$$

здесь  $K^n \{ \varphi \} = K \{ K^{n-1} \{ \varphi \} \}$ ,

$$K \{ \varphi \} = \int_{-1}^1 d\omega' \int_E^{E_0} \frac{\mu(E') K\left(\begin{smallmatrix} E' \rightarrow E \\ \omega' \rightarrow \omega \end{smallmatrix}\right)}{\omega p + \mu(E')} \varphi(E', \omega') dE'$$

Применяя к уравнению (6), с учетом (4), обратное преобразование Лапласа-Карсона, находим

$$\begin{aligned}
 F(x, E, \omega) = & \frac{1}{\omega} e^{-\frac{\mu(E)x}{\omega}} \delta(E - E_0) \delta(\omega - 1) + 2D \frac{\mu(E_0) K(E_0 \rightarrow E)}{\omega \mu(E_0) - \mu(E)} \left( e^{-\frac{\mu(E)x}{\omega}} - \right. \\
 & \left. - e^{-\mu(E_0)x} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} (2\pi)^{n-1} \int_{-1}^1 d\omega_1 \dots \int_{-1}^1 d\omega_n \int_E^{E_0} dE_1 \int_E^{E_1} dE_2 \dots \int_E^{E_{n-1}} dE_n \frac{\mu(E_0) \mu(E_1) \dots \mu(E_n)}{\omega \cdot \omega_1 \dots \omega_n} x \\
 & \times K(E_0 \rightarrow E_n) K(E_n \rightarrow E_{n-1}) \dots K(E_1 \rightarrow E) \times \\
 & \times \left\{ \sum_{m=1}^n \frac{e^{-\frac{\mu(E_m)x}{\omega_m}}}{\left( -\frac{\mu(E_m)}{\omega_m} + \frac{\mu(E)}{\omega} \right) \left( -\frac{\mu(E_m)}{\omega_m} + \mu(E_0) \right)} \right. \\
 & + \frac{1}{\prod_{j=1}^{n-1} \left( -\frac{\mu(E_m)}{\omega_m} + \frac{\mu(E_j)}{\omega_j} \right) \prod_{j=n+1}^n \left( -\frac{\mu(E_m)}{\omega_m} + \frac{\mu(E_j)}{\omega_j} \right)} e^{-\frac{\mu(E)x}{\omega}} \\
 & + \frac{\left( -\frac{\mu(E)}{\omega} + \mu(E_0) \right) \prod_{j=1}^n \left( -\frac{\mu(E)}{\omega} + \frac{\mu(E_j)}{\omega_j} \right)}{e^{-\mu(E_0)x}} \\
 & \left. + \frac{e^{-\mu(E_0)x}}{\left( -\mu(E_0) + \frac{\mu(E)}{\omega} \right) \prod_{j=1}^n \left( -\mu(E_0) + \frac{\mu(E_j)}{\omega_j} \right)} \right\} dE_n
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

В полученном выражении первый член описывает нейтроны, достигшие глубины  $X$  в защите без взаимодействия, второй член - нейтроны, испытавшие одно неупругое взаимодействие, и т.д. Таким образом, если в вычислениях мы ограничимся  $n$ -ым членом под знаком  $\sum$ , то получим функцию спектрально-углового распределения нейтронов в приближении  $n+1$  взаимодействия.

### 3. Численный расчет функции спектрально-углового распределения потоков нейтронов.

В численных расчетах мы ограничивались четырьмя членами, входящими под знак  $\sum$  в формуле (7), что соответствовало приближению пятикратного взаимодействия. Вычисления выполнялись для защиты из  $AlO_2$  плотностью  $1,8 \text{ г/см}^3$ . Полные сечения неупругих взаимодействий нейтронов с ядрами и двойные дифференциальные распределения нейтронов, образующихся при взаимодействии нейтронов с ядрами, вычислялись по формулам, предложенным Олсмиллером<sup>6/</sup> для аппроксимации результатов расчета внутриядерных каскадов, выполненных Бертини<sup>7/</sup>. При численном интегрировании в выражении (7) разбивание области интегрирования выбиралось так же, как и интервалы, в которых были заданы коэффициенты в аппроксимационных формулах Олсмиллера<sup>6/</sup>. Выбранный алгоритм интегрирования предусматривал вычисление подынтегральной функции в формуле (7) в точках, в которых ни один из множителей вида  $\frac{\mu(E_i)}{\omega_i} - \frac{\mu(E_j)}{\omega_j}$  не обращался в нуль.

В вычислениях пренебрегали нейтронами, летящими в заднее полупространство, и ограничивались интервалом энергии нейтронов  $25 \text{ Мэв} \leq E \leq 400 \text{ Мэв}$ . Программа для расчета функции спектрально-

углового распределения потока нейтронов в защите составлена на языке ФОРТРАН и реализуется на ЭВМ БЭСМ-6. Результаты расчетов спектральных и спектрально-угловых распределений представлены на рис. 1-4. На рис.5 приведена кривая ослабления нейтронов с энергией, большей 20 Мэв в  $AlO_2$ . На рис.1 для сравнения также приведены энергетические спектры, рассчитанные методом Монте-Карло  $^{1/1}$ , а на рис.5 - распределение потоков нейтронов с энергией более 20 Мэв в защите из  $AlO_2$ , рассчитанное методом дискретных ординат  $^{1/1}$  и методом Монте Карло  $^{1/1}$ .

В заключение авторы благодарят М.М.Комочкова за полезные советы, а В.П.Гердта за помощь в работе.

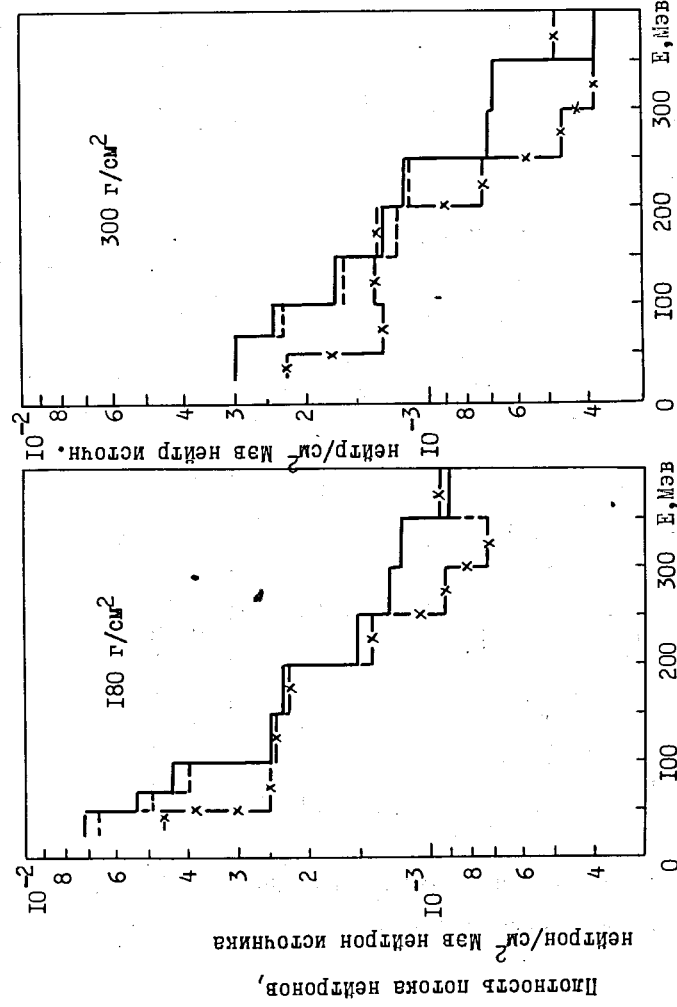


Рис.1 Спектры нейтронов за защитой из  $AlO_2$  толщиной 180 г/см<sup>2</sup> и 300 г/см<sup>2</sup> ( $E_0=400$  Мэв):  
 — метод Монте-Карло с учетом протонов  $^{1/1}$ ; --- метод Монте-Карло без учета протонов  $^{1/1}$ ; —x— решение кинетического уравнения.

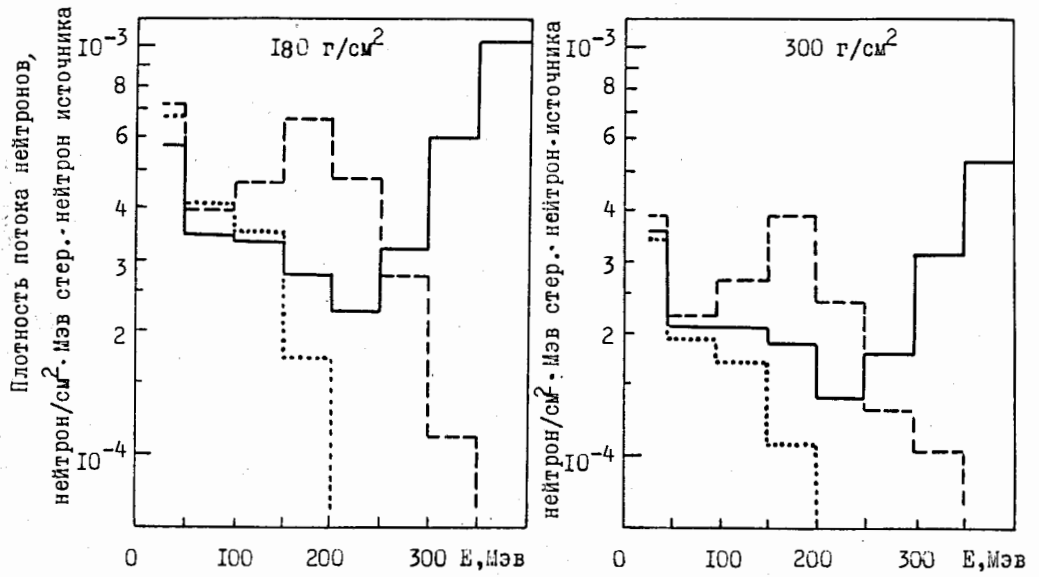


Рис.2 Спектрально-угловое распределение нейтронов за защитой из  $AlO_2$  толщиной  $180 \text{ г/см}^2$  и  $300 \text{ г/см}^2$ : — угловой интервал  $0^\circ+30^\circ$ ; - - - угловой интервал  $30^\circ+60^\circ$ ; ..... угловой интервал  $60^\circ+90^\circ$ .

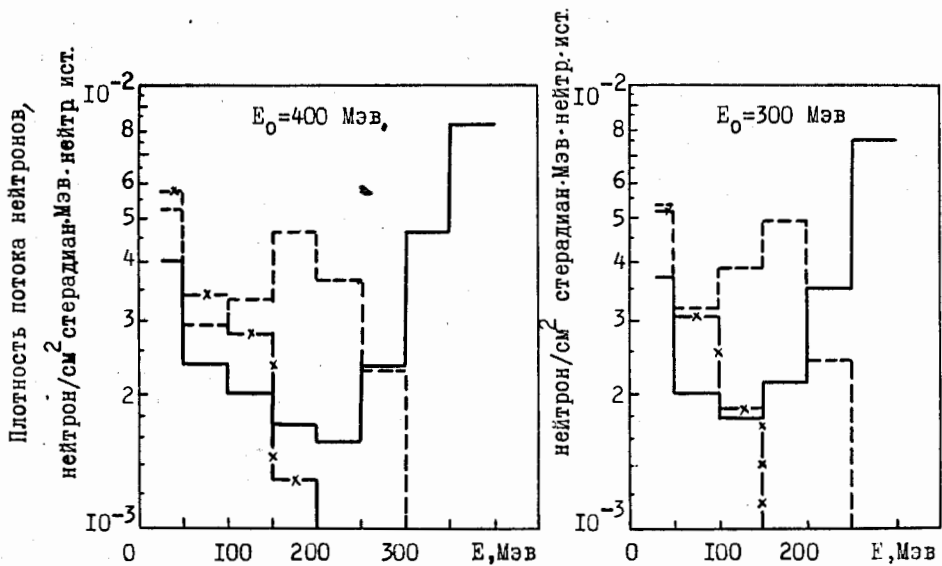


Рис.3 Спектрально-угловое распределение нейтронов за защитой из  $AlO_2$  толщиной  $115 \text{ г/см}^2$ . Энергия падающих на защиту нейтронов  $E_0=400 \text{ Мэв}$  и  $E_0=300 \text{ Мэв}$ : — угловой интервал  $0^\circ+30^\circ$ ; - - - угловой интервал  $30^\circ+60^\circ$ ; —x— угловой интервал  $60^\circ+90^\circ$ .

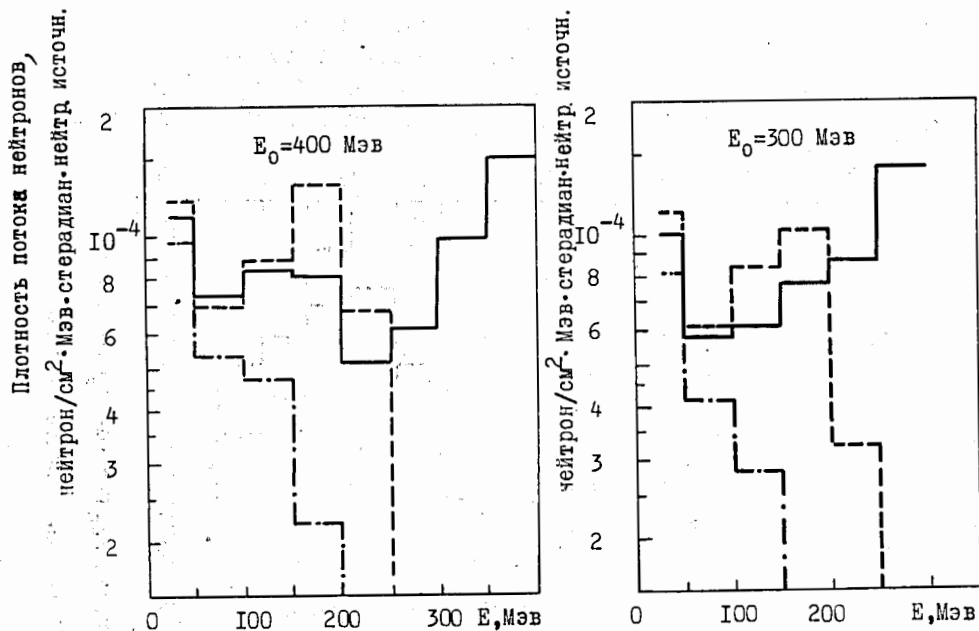


Рис.4 Спектрально-угловое распределение нейтронов за защитой из  $AlO_2$  толщиной  $460 \text{ г/см}^2$ . Энергия падающих на защиту нейтронов  $E_0=400 \text{ Мэв}$  и  $E_0=300 \text{ Мэв}$ :  
 — угловой интервал  $0^\circ+30^\circ$ ; — угловой интервал  $30^\circ+60^\circ$ ;  
 -·- угловой интервал  $60^\circ+90^\circ$ .

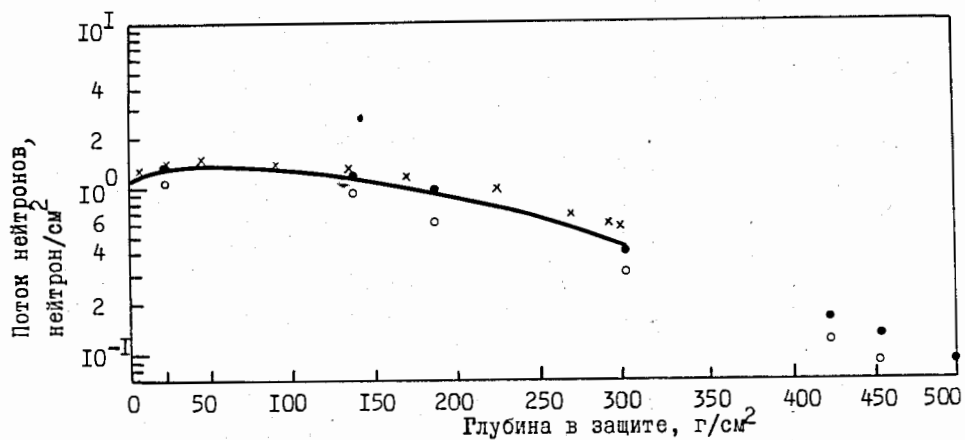


Рис.5 Распределение плотности потока нейтронов по глубине защиты из  $AlO_2$ :  
 — метод дискретных ординат  $I/I$ . Энергия нейтронов источника 400 Мэв;  
 • решение кинетического уравнения. Энергия нейтронов источника 400 Мэв;  
 • решение кинетического уравнения. Энергия нейтронов источника 300 Мэв;  
 × метод Монте Карло  $I/I$ . Энергия нейтронов источника 400 Мэв.



•ЛИТЕРАТУРА

1. R.G. Alsmiller, Jr. et al. Nucl. Sci. Eng. 36, 251 (1969)
- 2г М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Препринт ОИЯИ Р2-3315 (1967)
3. М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Атомная энергия I2, 325 (1963)
4. C. Ravow, Devy Notiz, A2, 85 (1962)
5. K. O'Brien, J.E. McLaughlin, Nucl. Instr. & Meth., 60, 129 (1968)

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 августа 1974 года.