

МЕТОД РАСЧЕТА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МЕЖЪЯДЕРНОГО КАСКАДА СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И.Н. Копейкин, С.В. Сержников

Развит метод расчета функции распределения низкоэнергетических нейтронов ($E < 14,5$ МэВ), возникающих при распространении межъядерного каскада средних и высоких энергий в веществе, позволяющий избежать решения уравнения переноса и ограничиться нахождением первых пространственных моментов соответствующей функции Грина.

Расчеты распространения в веществе межъядерного каскада, инициированного адронами средних и высоких энергий ($E \geq 0,1$ ГэВ), как правило, ограничиваются снизу по энергии вторичных частиц величиной $H \approx 10 - 20$ МэВ, при которой каскадно-испарительный механизм ядерных реакций уступает место механизму с образованием составного ядра. Перенос нейтронов с энергией ниже H (в дальнейшем будем называть эти нейтроны низкоэнергетическими), рождающихся во взаимодействиях адронов более высоких энергий с ядрами среды, описывается уравнением, имеющим в плоской геометрии для однородной среды следующий вид ($E < H$):

$$[\cos \theta \frac{\partial}{\partial z} + \Sigma_t(E)] \Phi_n(z, E, \vec{\Omega}) - \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_E^H dE' \Sigma(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega}) \Phi_n(z, E', \vec{\Omega}') = Q(z, E, \vec{\Omega}), \quad (1)$$

$$Q(z, E, \vec{\Omega}) = \sum_h \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_H^{E_{\max}} dE' \Sigma_{hn}(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega}) \Phi_h(z, E', \vec{\Omega}'). \quad (2)$$

Здесь $\Phi_n(z, E, \vec{\Omega})$, $\Phi_h(z, E, \vec{\Omega})$ — функции распределения флюенсов соответственно низкоэнергетических нейтронов и адронов сорта h по энергии E и по направлению движения $\vec{\Omega}$ в плоскости z ; $\Sigma_g(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega})$, $\Sigma_{hn}(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega})$ — средние числа нейтронов, рождающихся в ядерных взаимодействиях соответственно нейтрона и адрона сорта h на единице пути в веществе в единичных интервалах около E и $\vec{\Omega}$; $\Sigma_t(E)$ — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтрона, имеющего энергию E , с веществом; θ — угол между осью z и единичным вектором $\vec{\Omega}$. В существующих подходах (см., напр. /1-4/), функция распределения низкоэнергетических нейтронов Φ_n определяется путем решения уравнения (1) численно, или с помощью приближенных аналитических или полуэмпирических методов.

В настоящей работе развит метод расчета функции $\Phi_n(z, E, \vec{\Omega})$, позволяющий избежать решения уравнения (1) и ограничиться нахождением первых* пространственных моментов функции Грина $G(z, E, \vec{\Omega}; z', E', \vec{\Omega}')$, которая определяется уравнением (1) с правой частью $\delta(z - z') \delta(E - E') \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}')$. Такой подход является существенно менее трудоемким и значительно сокращает затраты машинного времени.

Представим решение уравнения (1) в виде:

$$\Phi_n(z, E, \vec{\Omega}) = \int dz' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_E^H dE' Q(z', E', \vec{\Omega}') G(z, E, \vec{\Omega}; z', E', \vec{\Omega}'), \quad (3)$$

где интегрирование по z' проводится по всей области определения функции $\Phi_h(z', E', \vec{\Omega}')$. Поскольку флюенс адронов средних и высоких энергий убывает с расстоянием от источника в большинстве сред медленнее, чем флюенс низкоэнергетических нейтронов, обусловленных источником с энергией меньшей H /5,6/, в

* Как будет видно из дальнейшего, в большинстве случаев можно ограничиться нахождением момента нулевого порядка.

правой части (3) функция G изменяется существенно быстрее с изменением z чем $Q(z', E', \vec{\Omega}')$. Это дает основание рассчитывать на получение достаточно быстро сходящегося ряда для функции Φ_n , разложив $Q(z', E', \vec{\Omega}')$ в ряд Тейлора в точке z :

$$Q(z', E', \vec{\Omega}') = Q(z, E', \vec{\Omega}') + \frac{\partial Q(z, E', \vec{\Omega}')}{\partial z} (z' - z) + \dots \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), интегрируя по z' и учитывая (2), имеем

$$\Phi_n(z, E, \vec{\Omega}) = \int_H^{E_{\max}} dE' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \Sigma_h \left\{ \Phi_h(z, E, \vec{\Omega}') F_h^{(0)}(E, \vec{\Omega}; E', \vec{\Omega}') + \frac{\partial \Phi_h(z, E', \vec{\Omega}')}{\partial z} F_h^{(1)}(E, \vec{\Omega}; E', \vec{\Omega}') + \dots \right\}, \quad (5)$$

$$F_h^{(m)}(E, \vec{\Omega}; E', \vec{\Omega}') = \int_E^H dE'' \int_{4\pi} d\vec{\Omega}'' \Sigma_{hn}(E', \vec{\Omega}'; E'', \vec{\Omega}'') G^{(m)}(E, \vec{\Omega}; E'', \vec{\Omega}''),$$

где $G^{(m)}(E, \vec{\Omega}; E'', \vec{\Omega}'') = \int dz'' G(z, E, \vec{\Omega}; z'', E'', \vec{\Omega}'') (z'' - z)^m$ пространственные моменты m -го порядка функции Грина $G(z, E, \vec{\Omega}; z'', E'', \vec{\Omega}'')$, удовлетворяющие в безграничной среде системе уравнений:

$$\Sigma_t(E) G^{(m)}(E, \vec{\Omega}; E'', \vec{\Omega}'') = \int_E^H dE' \int d\vec{\Omega}' \Sigma_s(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega}) G^{(m)}(E, \vec{\Omega}; E', \vec{\Omega}') + \delta_{m0} \delta(E - E'') \delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}'') + m \cos \theta G^{(m-1)}(E, \vec{\Omega}; E'', \vec{\Omega}''), \quad m = 0, 1, \dots \quad (6)$$

Для функции энергетического распределения флюенса низкоэнергетических нейтронов, обычно встречающейся в приложениях, из (5), (6) получаем:

$$\Phi_{no}(z, E) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Phi_n(z, E, \vec{\Omega}) = \int_H^{E_{\max}} dE' \Sigma_h \left\{ \Phi_{ho}(z, E') f_{ho}(E, E') + \frac{\partial \Phi_{h1}}{\partial z}(z, E') f_{h1}(E, E') + \dots \right\}$$

$$f_{ho}(E, E') = \int_E^H dE'' \Sigma_{hn}^0(E' \rightarrow E) g_0(E, E''), \quad (7)$$

$$f_{h1}(E, E') = \int_E^H dE'' \Sigma_{hn}^1(E' \rightarrow E'') \int_E^{E''} dE''' g_0(E, E''') g_1(E''', E').$$

Здесь $g_l(E, E')$ — решение уравнения:

$$\Sigma_t(E) g_l(E, E') + \int_E^{E'} dE'' \Sigma_s^l(E'' \rightarrow E') g_l(E'', E') = \delta(E - E'),$$

$$\Sigma_s^l(E' \rightarrow E) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} P_l(\cos \theta) \Sigma_s(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega}), \quad (8)$$

$$\Sigma_{hn}^l(E' \rightarrow E) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} P_l(\cos \theta) \Sigma_{hn}(E', \vec{\Omega}'; E, \vec{\Omega}),$$

$$\Phi_{hl}(z, E) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} P_l(\cos \theta) \Phi_h(z, E, \vec{\Omega}),$$

$P_l(x)$ – полиномы Лежандра l -го порядка.

Сходимость полученных выражений (5), (7) легко оценить, если учесть тот факт, что флюенсы адронов и низкоэнергетических нейтронов уменьшаются с увеличением расстояния от соответствующих источников по закону, близкому к экспоненциальному с длинами релаксации L_h и L_n соответственно. При этом из (7), например, имеем:

$$\Phi_{no}(z,E) = \int_H^{E_{max}} dE' \Sigma_h \Phi_{ho}(z,E') f_{ho}(E,E') [1 + O(L_n/L_h)].$$

Анализируя экспериментальные и расчетные данные [5,6], можно заключить, что для большинства случаев величина L_n/L_h составляет 0,1–0,3 в зависимости от рассматриваемого энергетического интервала и вещества. При этом ряды (5), (7) быстро сходятся и уже первый член разложения обеспечивает точность, приемлемую для большинства приложений (таких как расчеты радиационной защиты ускорителей протонов и ионов на средние и высокие энергии, оценки фоновых условий, расчеты активации и др.).

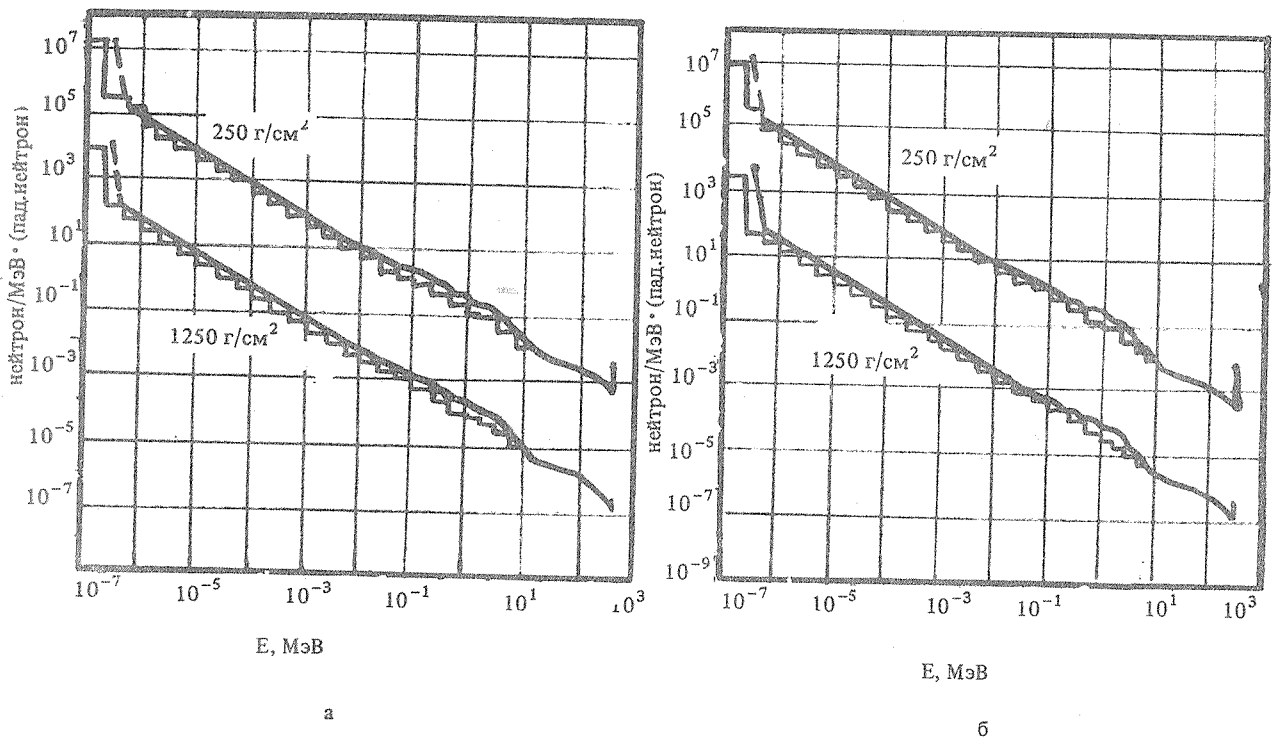


Рис 1. Спектры нейтронов в SiO_2 с 5%-м содержанием воды от плоского нормально излучающего источника нейтронов с энергией $E = 400$ МэВ (а), 300 МэВ (б). Гистограммы – расчет по формуле (7), гладкие кривые – данные работы [1].

В качестве иллюстрации метода на рис. 1 приведены спектры нейтронов в плоском слое вещества, на который нормально к поверхности падает широкий пучок моноэнергетических нейтронов с энергией 300 и 400 МэВ, рассчитанные в [1] методом дискретных ординат, и по формуле (7) с учетом лишь первого члена ряда. Уравнение (8) решалось многогрупповым методом с использованием 28-групповой системы констант [7]. Дифференциальное сечение $\Sigma_{hn}^0(E' \rightarrow E)$ рассчитывалось по программе [8]. В качестве спектра $\Phi_{ho}(z,E)$

использовался спектр нейтронов с энергией выше $H = 14,5$ МэВ, рассчитанный в той же работе /1/. Как видно из рисунков, гистограммы, рассчитанные по формуле (7), лежат на 20–30% ниже данных работы /1/, что и следовало ожидать, учитывая порядок отброшенных при расчете членов.

Предложенный метод применим также для расчета функции распределения гамма-квантов, возникающих при распространении в веществе адронного межъядерного каскада. При этом сходимость используемого метода лучше чем в случае расчета функции распределения нейтронов.

Авторы благодарны М.В. Казарновскому за обсуждения, инициировавшие эту работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alsmiller R. G., Jr. et al. Nucl. Instr. and Meth, 72, 213 (1969).
2. Манько Б. В., Сычев Б. С. Труды РТИ, № 20, 147 (1974).
3. Калиновский А. Н., Мохов Н. В., Никитин Ю. П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М., Энергоатомиздат, 1985.
4. Соболевский Н. Б. Препринт ОИЯИ Б1–2–5458, Дубна, 1970.
5. Кимель Л. Р., Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М., Атомиздат, 1972.
6. Зайцев Л. Н., Комочков М. М., Сычев Б. С. Основы защиты ускорителей. М., Атомиздат, 1971.
7. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цыбуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Справочник. М., Энергоиздат, 1981.
8. Ильинов А. С. Препринт ОИЯИ Б1–4–5478, Дубна, 1970.

Поступила в редакцию 26 марта 1986 г.

Институт ядерных исследований АН СССР