ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р9 - 3269

Б.С. Сычев

# НАКОПЛЕНИЕ В ЗАЩИТЕ ЗАРЯЖЕННОГО КОМПОНЕНТА ИЗЛУЧЕНИЙ

Р9 - 3269

Б.С. Сычев

# НАКОПЛЕНИЕ В ЗАЩИТЕ ЗАРЯЖЕННОГО КОМПОНЕНТА ИЗЛУЧЕНИЙ

Направлено в АЭ

В работе /1/ описано приближенное решение уравнения переноса нейтронов с энергией до 1 Гэв. При составлении уравнения пренебрегали каскадными заряженными частицами (протонами и пионами). В настоящей работе делается попытка оценить вклад в суммарный поток частиц заряженного компонента излучений. Основное допущение, которое будет сделано при составлении уравнения, состоит в том, что не будут учитываться каскадные частицы, образованные в результате взаимодействия с ядрами заряженных частиц. Это приближение правомерно в том случае, если плотность потока заряженных частиц много меньше плотности потока нейтронов.

Рассмотрим сначала уравнение для функции распределения плотности потока заряженных частиц $F(x, E, \theta)$ в случае полубесконечного пространства, в котором расположены источники заряженных частиц:

$$\cos\theta \frac{\partial F(x, E, \theta)}{\partial x} + \mu(E) F(x, E, \theta) - \frac{\partial}{\partial E}[\beta(E) F(x, E, \theta)] = q(x, E, \theta), \qquad (1)$$

где $\theta$ – угол относительно нормали к поверхности полупространства;

$x$ – толщина вдоль нормали к поверхности полупространства;

$E$ – энергия частиц;

$\mu(E)$ – эффективное сечение ядерного взаимодействия;

$-\beta(E) = \frac{\partial E}{\partial x}$ – ионизационные потери энергии;

$q(x, E, \theta)$ – функция распределения плотности источников.

Решение уравнения (1) проведем следующим образом. Предположим, что источники монохроматичны:

$$q(x,E,\theta) = a(x,\theta)\,\delta(E-E'). \tag{2}$$

Применяя к уравнению (1) преобразование Лапласа

$$\Phi(p,E,\theta) = \int_0^\infty e^{-px} F(x,E,\theta)\,dx, \tag{3}$$

$$\alpha(p,\theta) = \int_0^\infty e^{-px} a(x,\theta)\,dx, \tag{4}$$

сводим его к следующему уравнению:

$$(\mu(E)+p\cos\theta)\,\Phi(p,E,\theta) - \frac{\partial}{\partial E}\left[\beta(E)\Phi(p,E,\theta)\right] = \alpha(p,\theta)\,\delta(E-E'). \tag{5}$$

Решение уравнения (5) есть:

$$\Phi(p,E,\theta) = \frac{\alpha(p,\theta)}{\beta(E)} \exp\left[-\int_E^{E'} \frac{\mu\,dE}{\beta} - p\cos\theta \int_E^{E'} \frac{dE}{\beta}\right]. \tag{6}$$

Согласно /2/, изображению (6) соответствует оригинал:

$$F(x,E,\theta) = \begin{cases} \dfrac{a\left[\left(x-\cos\theta\displaystyle\int_E^{E'}\frac{dE}{\beta}\right),\theta\right]\exp\left[-\displaystyle\int_E^{E'}\frac{\mu\,dE}{\beta}\right]}{\beta(E)}; & x>\cos\theta\displaystyle\int_E^{E'}\frac{dE}{\beta}, \quad (7а)\\[2ex] 0; & x<\cos\theta\displaystyle\int_E^{E'}\frac{dE}{\beta}. \quad (7б)\end{cases}$$

Решение (7) легко распространяется на случай немонохроматических источников. Выражению (7а) соответствует:

$$F(x,E,\theta) = \int_{(E')} \frac{dE'}{\beta(E)}\, q\left[\left(x-\cos\theta\int_E^{E'}\frac{dE}{\beta}\right),E',\theta\right]\exp\left[-\int_E^{E'}\frac{\mu\,dE}{\beta}\right]. \tag{8}$$

Если пренебречь изменением функции плотности источников на толщинах порядка $\left(\cos\theta\int_E^{E'}\frac{dE}{\beta}\right)$ и интересоваться спектральной плотностью потока

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

(8) можно свести к следующему выражению:

$$F(x,E) = \frac{1}{\beta(E)}\int_{(E')} q(x,E')\exp\left[-\int_E^{E'}\frac{\mu\,dE}{\beta}\right]dE'. \tag{9}$$



В том случае, когда максимальный ионизационный пробег частиц источника значительно меньше средней длины пробега до ядерного взаимодействия, т.е. $\int_0^{E_0}\frac{\mu\,dE}{\beta} \ll 1$, получаем из (9) следующее простое соотношение для спектральной плотности потока заряженных частиц в среде, генерирующей эти частицы с начальным спектром $q(x,E)$:

$$F(x,E) = \frac{1}{\beta(E)}\int_E^{E_0} q(x,E')\,dE', \tag{10}$$

где $E_0$ – максимальная энергия частиц в спектре источника.

Воспользуемся выражением (10) для нахождения соотношения в защите между плотностью потока нейтронов высоких энергий и плотностью потока протонов. Пусть $F_n(x,E)$ – спектр нейтронов в защите и $K(E',E)$ – спектральное распределение протонов в результате неупругого взаимодействия с ядром нейтрона, имеющего энергию $E$; тогда для $q(x,E')$ получаем:

$$q(x,E') = \int_{E'}^{E_0} \mu_{in}(E'')\,F_n(x,E'')\,n(E'')\,K(E',E'')\,dE'', \tag{11}$$

где $\mu_{in}(E)$ – сечение неупругого взаимодействия нейтронов,
$n(E)$ – средняя множественность протонов.

Оценки, проведенные с использованием данных работ /1,3/, показывают, что плотность потока протонов составляет величину $\approx 0{,}02$ плотности потока нейтронов ($E > 20$ Мэв) на толщине защиты $\mu_{in}x = 14$ при энергии падающих нейтронов $E_0 = 300$ Мэв. Такая малая величина плотности потока протонов согласуется с утверждением автора работы /4/, в которой показывается, что для аналогичных условий вклад заряженных частиц в суммарный поток пренебрежимо мал.

Во время подготовки настоящей работы к печати появилось сообщение /5/ о решение подобной задачи в приближении "прямо-вперед".

В заключение автор выражает большую признательность М.М. Комочкову и В.Е. Алейникову за полезные обсуждения и сделанные замечания.

## Литература


1. М.М. Комочков, Б.С. Сычев. Атомная энергия, 15, 325 (1963).
2. В.А. Диткин, А.П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. Изд-во "Высшая школа", Москва, 1965 г.
3. N.Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
4. S.J.Lindenbaum. Ann. Rev. Nucl. Sci., 11, 213 (1961).
5. R.G.Alsmiller, Jr. Nucl. Sci. Eng., 27, 158 (1967).



Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1967 г.