

Как видно из рисунка, выбор границы раздела даже на поверхности сильнопоглощающего тела (кривая 3) позволяет значительно улучшить диффузионное приближение (кривая 2), при этом разрыв в глобальном потоке $\Delta n_2 = 0,232$ (при $r_0 = 1,000$). При перемещении границы раздела внутрь области II (кривая 4) разрыв в глобальном потоке уменьшается до $\Delta n_2 = -0,016$ ($r_0 = 1,492$).

В заключение авторы приносят благодарность В. И. Зябликовой за реализацию метода на ЭВМ и проведение расчетов.

Поступило в редакцию 31/VII 1967 г.
В окончательной редакции 20/VI 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.

Эффективное изотропное ядро рассеяния и многогрупповое кинетическое уравнение

Б. Р. БЕРГЕЛЬСОН, В. З. ТОРЛИН

УДК 621.039.51.12

В работе [1] для описания переноса нейтронов с помощью многогрупповой системы кинетических уравнений используется транспортная аппроксимация индикатрисы упругого рассеяния

$$\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) = \frac{\Sigma_S(u') \bar{\mu}_0(u')}{4\pi} \delta(1 - \mu_0) \delta(u - u') + \frac{\Sigma_{trs}(u')}{4\pi} f_S(u', u - u'). \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем приняты обозначения из работы [1]. Выражение (1) сконструировано таким образом, чтобы обеспечить правильные значения полного сечения упругого рассеяния $\Sigma_S(u')$ и среднего косинуса угла рассеяния $\bar{\mu}_0(u')$. Однако при этом средняя логарифмическая потеря энергии

$$\xi(u') = \int \int (u - u') \Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) du d\Omega_0,$$

где $\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u)$ определяется выражением (1), отличается от истинного значения ξ , как следствие, нарушается среднестатистическая корреляция между углом рассеяния и потерей энергии. Для того чтобы исключить эту некорректность, нужно ввести в выражение (1) дополнительный член, вид которого определяется из условия

$$\int \int (u - u') \Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) du d\Omega_0 = \Sigma_S(u') \int (u - u') f_S(u', u - u') du.$$

Индикатриса упругого рассеяния, обеспечивающая правильные значения $\Sigma_S(u')$; $\bar{\mu}_0(u')$; $\xi(u')$, записывается в виде

$$\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) = \frac{\Sigma_S(u') \bar{\mu}_0(u')}{4\pi} \delta(1 - \mu_0) \delta(u - u') + \frac{\Sigma_S(u')}{4\pi} f_S(u', u - u') - \frac{\Sigma_S(u') \bar{\mu}_0(u')}{4\pi} \delta(u - u'). \quad (2)$$

Представление $\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u)$ в виде (2) соответствует той форме индикатрисы, которая используется в так называемом методе синтетических ядер [2].

Интересно отметить, что выражение (2) может быть получено и из иных, более формальных соображений. Рассмотрим разложение угловой зависимости инди-

катрисы по полиномам Лежандра $P_l(\mu_0)$:

$$\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) = \frac{\Sigma_S(u')}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \chi_l(u' \rightarrow u) P_l(\mu_0). \quad (3)$$

В практических расчетах приходится всегда ограничиваться конечным и обычно небольшим числом членов в разложении (3), что приводит к ошибкам в описании анизотропии рассеяния. Иная процедура, отличающаяся от общепринятой, предлагается в работе [3]. Она заключается в том, что все $\chi_l(u' \rightarrow u)$ при $l \geq L+1$ считаются одинаковыми и равными $\chi_{L+1}(u' \rightarrow u)$. Тогда разложение (3) может быть записано в виде конечного ряда по $P_l(\mu_0)$:

$$\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) = \frac{\Sigma_S(u')}{4\pi} \left\{ \sum_{l=0}^L (2l+1) [\chi_l(u' \rightarrow u) - \chi_{L+1}(u' \rightarrow u)] P_l(\mu_0) + \chi_{L+1}(u' \rightarrow u) \delta(1 - \mu_0) \right\}. \quad (4)$$

Переход от разложения (3) к выражению (4) означает частичное нарушение истинной корреляции между углом рассеяния и потерей энергии, а также завышение анизотропии рассеяния тем меньше, чем больше L . В выражении (4) функция $\chi_{L+1}(u' \rightarrow u)$ является коэффициентом разложения угловой зависимости индикатрисы рассеяния $\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u)$ по $P_l(\mu_0)$:

$$\chi_{L+1}(u' \rightarrow u) = \frac{1}{\Sigma_S(u')} \int \Sigma_S(\mu_0 u' \rightarrow u) P_{L+1}(\mu_0) d\Omega_0 = \int_{-1}^{+1} \chi(\mu_0, u') \delta[u - u' - R(\mu_0)] P_{L+1}(\mu_0) d\mu_0, \quad (5)$$

где $\chi(\mu_0, u') = \frac{\Sigma_S(\mu_0, u')}{\Sigma_S(u')}$ — функция, описывающая угловую зависимость дифференциального сечения рассеяния $\Sigma_S(\mu_0, u')$ при латаргии u'

$$R(\mu_0) = 2 \ln \frac{\mu_0 + \sqrt{\mu_0^2 + M^2 - 1}}{M + 1}.$$

Последний член в правой части выражения (4) описывает рассеяние без изменения направления движения нейтрона. Подобное рассеяние не должно сопровождаться изменением энергии нейтрона. Поэтому в выражении (5) следует заменить $\delta[u - u' - R(\mu_0)]$ на $\delta[u - u']$.

В этом случае

$$\begin{aligned} \chi_{L+1}(u' \rightarrow u) &= \delta(u-u') \int_{-1}^{+1} \chi(\mu_0, u') P_{L+1}(\mu_0) d\mu_0 = \\ &= \chi_{L+1}(u') \delta[u-u']. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставив (6) в (4), получим

$$\begin{aligned} \Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u) &= \frac{\Sigma_S(u')}{4\pi} \left\{ \sum_{l=0}^L (2l+1) [\chi_l(u' \rightarrow u) - \right. \\ &\quad \left. - \chi_{L+1}(u') \delta(u-u')] P_l(\mu_0) + \right. \\ &\quad \left. + \chi_{L+1}(u') \delta(u-u') \delta(1-\mu_0) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Так как по определению

$$\chi_0(u' \rightarrow u) = \int_{-1}^{+1} \frac{\Sigma_S(\mu_0, u' \rightarrow u)}{\Sigma_S(u')} d\mu_0 = f_S(u', u-u')$$

и

$$\chi_1(u') = \frac{1}{\Sigma_S(u')} \int_{-1}^{+1} \mu_0 \Sigma_S(\mu_0, u') d\mu_0 = \bar{\mu}_0(u'),$$

то легко видеть, что при $L=0$ выражение (7) совпадает с (2).

Многогрупповое кинетическое уравнение с эффективной изотропной индикатрисой рассеяния (2) запи-

сывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu \frac{d\varphi^i}{dx} + \Sigma_{tr}^i \varphi^i &= \frac{1}{2} \sum_{h=0}^{i-1} \varphi_0^h \Sigma^{h \rightarrow i} + \\ &+ \frac{1}{2} \varphi_0^i (\Sigma^{i \rightarrow i} - \Sigma_S^i \bar{\mu}_0^i) + q^i. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение (8) отличается от многогруппового уравнения, соответствующего транспортной аппроксимации индикатрисы, наличием в правой части дополнительного члена $-\frac{1}{2} \varphi_0^i \Sigma_S^i \bar{\mu}_0^i$, уточняющего переходы нейтронов внутри группы, что особенно существенно при замедлении на легких ядрах.

Для численного интегрирования уравнения (8) можно воспользоваться программой для ЭВМ, описанной в работе [1], перейдя предварительно к интегральной форме записи кинетического уравнения. Таким образом, упомянутая программа может быть использована для определения пространственно-энергетического распределения быстрых нейтронов в средах, содержащих как тяжелые, так и легкие ядра.

Авторы признательны В. В. Орлову, обратившему их внимание на нарушение среднестатистической корреляции при использовании выражения (1).

Поступило в Редакцию 15/X 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Р. Бергельсон и др. «Атомная энергия», 24, 28 (1968).
2. Д. В. Ширков. В сб. «Физика и теплотехника реакторов». М., Атомиздат, 1958, стр. 57.
3. Г. Хен, Х. Зигерт. В сб. «Физические проблемы защиты реакторов». Под ред. А. А. Абагяна, С. Г. Цыпина. М., Атомиздат, 1969.

Вакуумная камера деления при регистрации нейтронов с управляемой чувствительностью

Е. К. МАЛЫШЕВ, А. Б. ДМИТРИЕВ, В. Г. БЕЛОЗЕРОВ

Для контроля и регулирования ядерных реакторов важно иметь датчик, сигнал которого пропорционален потоку тепловых нейтронов в большом диапазоне измерений. В обычных ионизационных камерах линейный диапазон измеряемых токов ограничен значениями плотности тока на электродах, близкими к 10 мка/см^2 , при рабочем напряжении до 500 в. Вакуумная камера деления позволяет расширить диапазон измерения потоков тепловых нейтронов.

Конструкция вакуумной камеры показана на рис. 1. Электродная система камеры образована двумя цилиндрами с диаметрами 5 и 8 мм. Покрытие (площадь 43 см^2) из смеси делящихся веществ наносится электролитическим способом на внешнюю сторону внутреннего электрода 1 плотностью $2,4 \text{ мг/см}^2$, который

УДК 539.1.074.827

укреплен на опорных изоляторах 2 из чистой окиси бериллия. Корпус 3 имеет вид цилиндра диаметром 10 мм. Камера откачивается до 10^{-3} торр через трубку 4 диаметром 3 мм, которая сварена в нижний фланец 5. Выводной изолятор 6 из высокоглиноземистой керамики впаян серебром в верхний фланец, изготовленный из кобальта. Все цилиндры камеры имеют толщину 0,2 мм и изготовлены из нержавеющей стали X18H10T.

Герметизация металлических частей осуществлялась аргоно-дуговой сваркой.

Радиатором осколков деления в вакуумной камере служит смесь делящихся веществ $U^{238} + Th^{232} + U^{235}$. Такая смесь обеспечивает компенсацию выгорания U^{235} длительное время в больших нейтронных потоках [1].

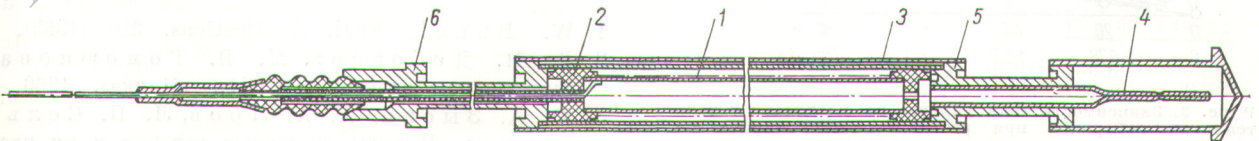


Рис. 1. Конструкция вакуумной камеры деления.