

Рис. 1. Угловое распределение потока нейтронов $\Phi(R, \mu)$ на поверхности шара, помещенного в графит (Φ_∞ — значение невозмущенного потока нейтронов; отрицательные значения μ соответствуют направлениям внутрь шара):

— — обычное P_1 -приближение; - - - - - обычное P_2 -приближение; — — — — — модифицированное P_3 -приближение (в выбранном масштабе совпадает с кривой, полученной в модифицированном P_3 -приближении).

На электронно-вычислительной машине БЭСМ-2 рассчитаны угловые распределения потока нейтронов для сферических поглотителей с различными сечениями поглощения и рассеяния, помещенных в различные диффузионные среды. Отмечено, что погрешность углового распределения потока нейтронов на поверхности поглотителя в модифицированном P_3 -приближении составляет несколько процентов, причем алгоритм решения отличается достаточной простотой и не требует больших затрат машинного времени.

На рис. 1 показано угловое распределение потока нейтронов на поверхности шара с $\Sigma_t = \infty$ и радиусом $R = 1$ см, помещенного в графит.

Приводится и обсуждается приближенное аналитическое выражение для углового потока нейтронов $\Phi(R, \mu)$ на поверхности поглотителя (направления внутрь), представленное в виде разложения в ряд Тейлора по степеням $(\mu + 1)$ около точки $\Phi(R, -1)$.

Активация сферических образцов в поле тепловых нейтронов

В. А. ЖАРКОВ, В. П. ТЕРЕНТЬЕВ

Задача о наведенной нейтронами активности имеет ряд важных практических приложений: получение радиоактивных изотопов в ядерных реакторах, активационный анализ, измерение величины нейтронных потоков и пр. Основная трудность при расчете активности образцов, облучаемых в диффузионной среде, связана с описанием эффекта возмущения падающего на образец нейтронного потока. Теория нейтронной активации,

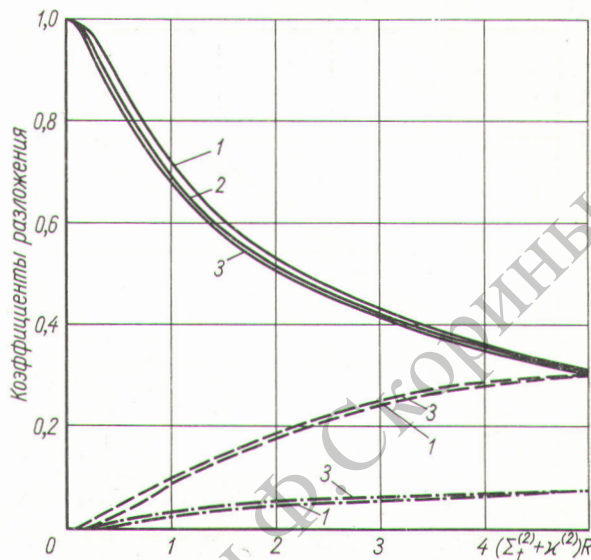


Рис. 2. Коэффициенты разложения функции $\Phi(R, \mu)$ в степенной ряд для сферического поглотителя, помещенного в графит:

$$\frac{\Phi(R, -1)}{\Phi_\infty \frac{1}{4\pi}}; \quad \frac{\frac{\partial \Phi}{\partial \mu}(R, -1)}{\Phi(R, -1)};$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \mu^2}(R, -1); \quad 1 - \Sigma_a^{(1)} = 1 \text{ см}^{-1};$$

$$2 - \Sigma_a^{(1)} = 3 \text{ см}^{-1}; \quad 3 - \Sigma_a^{(1)} = \infty;$$

$$\kappa = \sqrt{3 \Sigma_a (\Sigma_a + \Sigma_{tr})}.$$

Индекс (1) соответствует поглотителю, индекс (2) — окружающей среде; Σ_a и Σ_{tr} — макроскопические сечения поглощения и переноса соответственно.

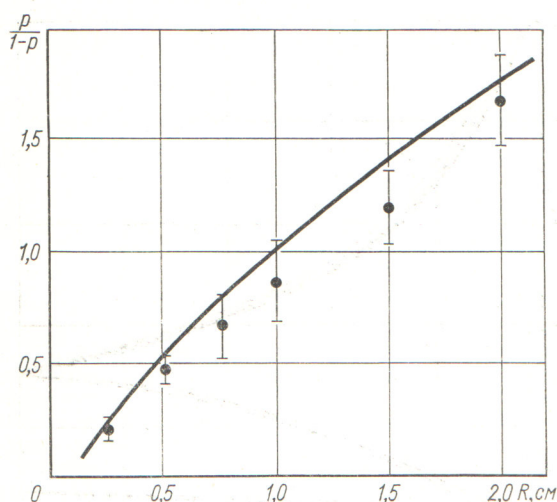
На рис. 2 приведены коэффициенты разложения углового потока нейтронов в степенной ряд для сферического образца, помещенного в графит.

Развитая в статье модификация метода сферических гармоник может быть использована и для систем с произвольной геометрией.

(№ 121/3691. Статья поступила в Редакцию 11/IV 1966 г., аннотация — 15/X 1966 г. Полный текст 0,6 а. л., 4 рис., 1 табл., библиография 6 названий.)

корректно учитывающая эффект возмущения потока для образцов в виде фольг, в основном разработана [см., например, работу (1)]. Однако аналогичная теория для «объемных» образцов (шар, цилиндр и пр.), представляющих большой практический интерес, не может считаться завершенной.

В настоящей работе получены соотношения для расчета активности объемных образцов, облучаемых



Зависимость функции $\frac{p}{1-p}$ от радиуса образца R для воды:
 ———— — аналитическое выражение; ● — метод Монте-Карло.

тепловыми нейтронами, учитывающие как эффект самоэкранирования, так и эффект возмущения потока образцом (на примере шарообразного образца). Эффект возмущения потока описан в терминах вероятности обратного рассеяния, рассчитанной методом Монте-Карло, а также на основе решения кинетического уравнения модифицированным методом сферических гармоник [2].

Показано, что соотношение для числа захватов нейтронов в единицу времени Q объемным образцом, облучаемым тепловыми нейтронами в диффузионной среде, с точностью порядка нескольких процентов может быть представлено в виде

$$Q = \frac{\Phi S}{4} \Psi H,$$

где Φ — значение невозмущенного потока нейтронов; S — площадь поверхности образца; Ψ — усредненная

Об обобщении альбедного метода

П. ВЕРТЕШ

УДК 621.039.51.12

Альбедные граничные условия для слоя* рассматриваются как интегральные операторы общей формы. Ядра этих операторов являются функцией Грина уравнения переноса, т. е. если $\Phi^\pm(r, v, \Omega, v_0, \Omega_0)$ в слое (r^+, r^-) удовлетворяет уравнению переноса с граничными условиями

$$\Phi^\pm(r_{\text{гр}}^\pm, v, \Omega) = \delta(v - v_0) \delta(\Omega - \Omega_0), \pm \pi_{\text{гр}} \Omega > 0;$$

$$\Phi^\pm(r_{\text{гр}}^\mp, v, \Omega) = 0, \pm \pi_{\text{гр}} \Omega < 0$$

($\pi_{\text{гр}}$ — нормаль к граничной поверхности), то

* См. В. В. Орлов. Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, стр. 179.

по максвелловскому спектру вероятность поглощения нейтронов в образце при изотропном падении (с учетом эффекта самоэкранирования); H — коэффициент возмущения потока $\left(H = \frac{1}{1 + \Psi \frac{p}{1-p}} \right)$; p — вероятность

обратного рассеяния, т. е. средняя вероятность нейтронам, вылетающим из образца при изотропном угловом распределении, вернуться после ряда столкновений в диффузионной среде к поверхности образца. Методом Монте-Карло рассчитана вероятность обратного рассеяния для нескольких направлений вылета нейтронов с поверхности образца в случае шарообразных образцов различных радиусов, облучаемых в воде. На основе этих данных найдена вероятность p при изотропном вылете. Для образцов с сечением поглощения, подчиняющимся закону $\frac{1}{v}$ табулированы значения функции Ψ , которая не зависит от свойств диффузионной среды. Все численные расчеты выполнены на электронно-вычислительной машине БЭСМ-2.

Сочетание модифицированного метода сферических гармоник и метода вероятности обратного рассеяния позволило получить аналитические выражения для функции $\frac{p}{1-p}$ в воде, тяжелой воде и графите. Расчеты

величины $\frac{p}{1-p}$ методом Монте-Карло и аналитическое решение хорошо согласуются (см. рисунок).

Рассмотрено также накопление активности во времени для образца, сечение поглощения которого подчиняется закону $\frac{1}{v}$.

(№ 122/3702. Статья поступила в Редакцию 11/IV 1966 г., аннотация — 12/XI 1966 г. Полный текст 0,7 а. л., 3 рис., библиография 20 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Ritchie, H. Eldridge. Nucl. Sci. and Engng, 8, 300 (1960).
2. В. А. Жарков, В. П. Терентьев, Т. П. Зорина. См. настоящий выпуск, стр. 40.

$$\Phi^\pm(r_{\text{гр}}^\pm, v, \Omega) = B^\pm(v_0 \rightarrow v, \Omega_0 \rightarrow \Omega, d), \pm \pi_{\text{гр}} \Omega > 0;$$

$$\Phi^\pm(r_{\text{гр}}^\mp, v, \Omega) = T^\pm(v_0 \rightarrow v, \Omega_0 \rightarrow \Omega, d), \pm \pi_{\text{гр}} \Omega < 0,$$

где $B^\pm(d)$ и $T^\pm(d)$ — операторы отражения или пропускания слоя d . Если слой d окружает какую-нибудь среду, то граничное условие для этой среды может быть записано в виде

$$\varphi(r^\pm, v, \Omega) = \int dv' \int d\Omega' B^\pm(v' \rightarrow v, \Omega' \rightarrow \Omega, d) \varphi(r^\pm, v', \Omega'), \quad (1)$$

причем $\pm \pi_{\text{гр}} \Omega' > 0$, а $\pm \pi_{\text{гр}} \Omega < 0$.