

водит к изменению затрат в замещающую мощность и на замыкающее топливо. В связи с этим задача повышения к. п. д. АЭС не менее важна, чем задача повышения к. п. д. ТЭС. Предлагаемая методика позволяет весьма просто оценивать целесообразность тех или иных изменений схемы и оборудования данного типа АЭС по отношению к базовому варианту.

Поступило в Редакцию 10/VII 1972 г.

К вопросу о стоимости облучения в исследовательском реакторе

А. С. КОЧЕНОВ, П. ГИЦЕСКУ

УДК 621.039.5.55

Большая мощность современных исследовательских реакторов приводит к значительному расходу ядерного горючего. Этим и объясняется то внимание, которое уделяется оптимизации параметров исследовательских реакторов [1—5]. В работе [4] введено понятие «продукция исследовательского реактора», которое определено как количество полезно поглощенных избыточных (по отношению к цепной реакции) нейтронов. В работе [5] введен «к. п. д. исследовательского реактора» — доля полезно поглощенных нейтронов.

Естественно, чем больше используется избыточных нейтронов, тем ниже стоимость исследований. Однако при определении стоимости облучения образцов необходимо учитывать не только количественную сторону (число поглощенных нейтронов), но и качественную (уровень потока нейтронов, уровень фонового излучения и пр.).

В некоторых реакторах потоки тепловых нейтронов в экспериментальных каналах отличаются друг от друга более чем на порядок. Если в этом случае определять топливную составляющую стоимости используемых нейтронов только в соответствии с количеством поглощенных нейтронов, то стоимость облучения образцов в экспериментальном канале с большим потоком может быть в несколько раз меньше за счет завышения стоимости облучения в каналах с низким потоком.

Нетрудно убедиться в том, что стоимость используемых нейтронов зависит от величины потока. В качестве примера рассмотрим поток тепловых нейтронов в активной зоне.

Пусть в реакторе в отсутствие экспериментальных образцов средняя глубина выгорания выгружаемого горючего составляет B_0 , коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде k_0 и средний поток тепловых нейтронов в активной зоне при мощности Q_0 равен Φ_0 (Φ — соответственно средний поток нейтронов при наличии образца). При загрузке экспериментальных образцов в активную зону реактивность, как правило, уменьшается. Чтобы поддерживать критичность, можно либо уменьшить глубину выгорания, оставив прежним объем активной зоны, или, наоборот, увеличить объем активной зоны без изменения глубины выгорания (можно, конечно, одновременно менять оба параметра). Рассмотрим случай, когда при загрузке образцов изменяется только критический объем (мощность реактора поддерживается постоянной).

Производительность реактора по избыточным нейтронам в единицу времени равна

$$R_0 = \frac{k_0 - 1}{k_0} \cdot \frac{Q_0}{E_f} \nu_f, \quad (1)$$

где ν_f — число вторичных нейтронов на деление; E_f — энергия на деление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Доллежалъ, Ю. И. Корякин. Некоторые вопросы работы АЭС в энергосистемах. «Атомная энергия», 25, 387 (1968).
2. Ю. Д. Арсеньев. Теория подобия в инженерных экономических расчетах. М., «Высшая школа», 1971.

Однако при проведении экспериментов используется только часть избыточных нейтронов, равная ϵR_0 (здесь $\epsilon = \frac{R_0 - R}{R_0} = 1 - \frac{k-1}{k_0-1} \cdot \frac{k_0}{k}$; R и k — соответствующие параметры при наличии в активной зоне образцов). Известно, что затраты на горючее g_0 пропорциональны мощности и обратно пропорциональны глубине выгорания:

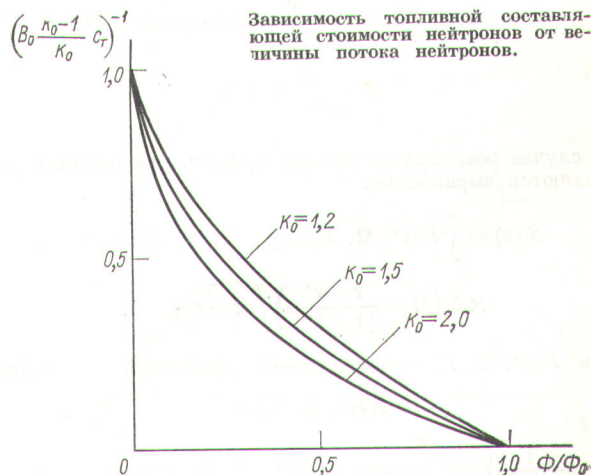
$$g_0 \sim \frac{Q_0}{B_0}, \quad (2)$$

отсюда топливная составляющая стоимости нейтронов c_T (в высокопоточных реакторах она является основной), отнесенная к одному использованному нейтрону, определяется выражением

$$c_T \sim \frac{g_0}{\epsilon R_0} \sim \frac{1}{B_0} \cdot \frac{k_0}{k_0 - 1} \cdot \frac{1}{1 - \frac{k-1}{k_0-1} \cdot \frac{k_0}{k}}. \quad (3)$$

Если влияние экспериментальных образцов на длину миграции нейтронов пренебрежимо мало и эффективная добавка намного меньше радиуса активной зоны, то

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \left(\frac{k-1}{k_0-1} \right)^{3/2}. \quad (4)$$



Используя соотношение (4), перепишем выражение (3) в виде

$$c_T \sim \frac{1}{B_0} \cdot \frac{k_0}{k_0 - 1} \left[1 + k_0 \frac{(\Phi/\Phi_0)^{2/3}}{1 - (\Phi/\Phi_0)^{2/3}} \right]. \quad (5)$$

Зависимость c_T от Φ/Φ_0 для различных k_0 представлена на рисунке. Из него следует, что с увеличением потока растет и топливная составляющая стоимости нейтронов. Для $\Phi/\Phi_0 \ll 1$ стоимость используемого нейтрона слабо зависит от величины потока:

$$B_0 \frac{k_0 - 1}{k_0} c_T \sim 1 + k_0 (\Phi/\Phi_0)^{2/3}. \quad (6)$$

Наиболее сильная зависимость наблюдается при $\frac{\Phi}{\Phi_0} \approx 1$:

$$B_0 \frac{k_0 - 1}{k_0} c_T \sim \frac{k_0}{1 - (\Phi/\Phi_0)^{2/3}}. \quad (7)$$

Естественно, что при $\Phi/\Phi_0 \rightarrow 1, c_T \rightarrow \infty$. Это объясняется тем, что в активной зоне нет образцов, поэтому избыточные нейтроны не используются, хотя реактор и работает на номинальной мощности.

Рассмотренный пример показывает, что стоимость облучения тепловыми нейтронами какого-либо образца должна определяться не полным поглощением нейтронов в образце $\Sigma_c V \Phi$ (здесь Σ_c — макроскопическое сечение поглощения образца; V — объем образца; Φ — поток тепловых нейтронов, в котором облучается образец), а произведением $\Sigma_c V \Phi c_{\Phi}$, где c_{Φ} — стоимость одного избыточного нейтрона в потоке.

Поступило в Редакцию 22/VIII 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Фейнберг и др. II Женевская конференция (1958). Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 334.
2. В. А. Цыканов. «Атомная энергия», 14, 469 (1963).
3. А. С. Коченов. «Атомная энергия», 21, 97 (1966).
4. А. Н. Ерыкалов, Ю. В. Петров. «Атомная энергия», 25, 52 (1968).
5. В. А. Цыканов. «Атомная энергия», 31, 15 (1971).

Оценка активации толстого образца в размножающей среде методом сопряженных блужданий

В. Б. ПОЛЕВОЙ

УДК 539.172.4

В работе [1] предложено формальное преобразование сопряженного уравнения переноса, с помощью которого можно построить схему блуждания для оценки методом Монте-Карло точечного линейного функционала потока в замедляющей среде с заданными источниками.

В настоящей работе рассматривается применение этой методики для решения практической задачи — оценка активации реального образца, помещенного в размножающую среду. Искомый функционал оценивается как математическое ожидание M случайной величины ξ^+ :

$$J = \int \varphi(x) \sum (x) dx = \int \varphi^+(x) S(x) dx = M \xi^+;$$

$$\xi^+ = \sum_i S(x_i).$$

В случае реактора источники прямого уравнения определяются выражением

$$S(x) = \int F(\mathbf{r}', \Omega, E) \exp[-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)] \times \\ \times \delta\left(\Omega - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 d\mathbf{r}',$$

где $F(\mathbf{r}', \Omega, E)$ — распределение нейтронов деления:

$$F(\mathbf{r}', \Omega, E) =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^\infty \varphi(\mathbf{r}', \Omega', E') v \Sigma_f(\mathbf{r}', E') \chi(E) dE';$$

τ — оптическое расстояние. Сечение образца $\Sigma(x)$ служит источником сопряженного уравнения; x_i — точка столкновения псевдонейтрона — так будем называть частицу, блуждание которой управляется ядром K^+ сопряженного уравнения. Остальные обозначения общеприняты.

Функцию $F(x)$ можно считать известной, тогда как вычисление $S(x_i)$ в точках столкновения весьма громоздко. Поэтому в отличие от работы [1] схему сопряженного блуждания построим так, чтобы можно было суммировать значения функции $F(x)$ с некоторым весом.

Для практической реализации сопряженного блуждания необходимо нормировать ядро K^+ по конечным состояниям перехода псевдонейтрона. Представим K^+ в виде произведения

$$K^+ = T^+ C^+ G,$$

где G зависит от выбора T^+ и C^+ . Определим

$$T^+(\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}') = \Sigma_t(\mathbf{r}', E) \exp[-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}', E)] \times \\ \times \delta\left(\Omega - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right) / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2;$$

$$C^+(E \rightarrow E', \Omega \rightarrow \Omega') = \frac{1}{\Sigma^+(\mathbf{r}', E)} C(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = \\ = \frac{1}{\Sigma^+(\mathbf{r}', E)} \sum_{A, i} \sigma_{A, i}(E') g_{A, i}(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \rho_A;$$

A — тип ядра; i — тип рассеяния; T^+ , очевидно, нормировано так: $\int T^+(\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}') d\mathbf{r}' = 1$. Константу Σ^+ выберем