среды:

$$\delta=\frac{1}{\varkappa}\,\mathrm{arctg}\,\varkappa\,\frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\Phi^*(\varkappa,u)\,\frac{du}{\Sigma^2_{\text{полн}}(u)}\int\limits_{-1}^{1}\mu^2\Phi(x=0,u,\mu)\,d\mu}{-\int\limits_{-\infty}^{\infty}\Phi^*(\varkappa,u)\,\frac{du}{\Sigma_{\text{полн}}(u)}\int\limits_{-1}^{1}\mu\Phi(x=0,u,\mu)\,d\mu}, \tag{5}$$

где $\varkappa$ — материальный параметр.

Подставляя в формулу (5) искомую асимптотическую часть потоков, получаем выражение для δ, связанное только с сечениями в каждой группе. Оценки, сделанные для двух групп, показывают, что погрешность в величине δ, обусловленная заменой точного решения для потока его асимптотической частью, для двух указанных выше случаев составляет $\sim 0{,}3\%$.

№ 58/3381 Статья поступила в Редакцию 26/VII 1965 г., аннотация — 1/XII 1965 г.

Метод расчета распределения нейтронов и эффективности системы поглощающих стержней в трехмерном реакторе

Л. Я. ИСАКОВА, В. В. ОРЛОВ

УДК 621.039.51

Задача о $k_{\text{эфф}}$ и распределении нейтронного потока в цилиндрическом реакторе с системой частично погруженных стержней, расположенных произвольно по сечению реактора, решается в одногрупповом приближении с помощью функции Грина. Эта функция $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ определяется в виде разложения по собственным функциям уравнения реактора без стержней

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)=\sum_{n=0}\frac{\psi_n(\mathbf{r})\,\psi_n(\mathbf{r}_0)}{N_n(\varkappa^2-\varkappa_n^2)},$$

где N_n — нормировочный множитель; $\varkappa_n^2$ — собственные числа уравнения Лапласа. Если поглощающие стержни рассматривать как отрицательные источники (стоки) нейтронов, то поток $\Phi(\mathbf{r})$ в реакторе со стержнями определится как сумма интегралов по поверхностям всех стержней:

$$\Phi(\mathbf{r})=\sum_{i=1}^{M}\int\limits_{S_i}\frac{\Phi(\mathbf{r}_i)}{\gamma_i}\,G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)\,dS_i,$$

где $1/\gamma_i$ — логарифмическая производная на поверхности стержня i. Это интегральное уравнение сводится к двум уравнениям, одно из которых определяет поток $\Phi(\mathbf{r})$, а другое — материальный параметр реактора со стержнями $\varkappa$:

$$\Phi(\mathbf{r})=\psi_0(\mathbf{r})-\sum_{n\neq 0}\frac{\psi_n(\mathbf{r})\sum\limits_{i}^{M}\int\limits_{S_i}\frac{\Phi(\mathbf{r}_i)}{\gamma_i}\,\psi_n(\mathbf{r}_i)\,dS_i}{N_n(\varkappa^2-\varkappa_n^2)},$$

$$\varkappa^2=\varkappa_0^2-\sum_{i=1}^{M}\int\limits_{S_i}\psi_0(\mathbf{r}_i)\,\frac{\Phi(\mathbf{r}_i)}{\gamma_i N_0}\,dS_i.$$

Применение метода последовательных приближений позволяет получать решение этих уравнений в виде рядов, каждый член которых описывает взаимодействие определенного «порядка», т. е. позволяет выделить парные, тройные и т. п. взаимодействия стержней. Это обстоятельство дает возможность оценить величину интерференционных членов высокого порядка и свести задачу в зависимости от требуемой точности, например, к задаче с учетом лишь парных или парных и тройных взаимодействий.

Связь параметра $\varkappa$ со свойствами активной зоны и $k_{\text{эфф}}$, эквивалентные размеры реактора и значения логарифмических производных на поверхности стержней могут быть получены из многогрупповых расчетов реактора с отражателем, но без стержней. Логарифмическая производная $1/\gamma$ на границе стержня вычисляется усреднением по спектру вблизи стержня

$$\frac{1}{\gamma}=\frac{\int D(E)\,\Phi(E)\,\Phi^*(E)\,\frac{\bar q(E)}{\gamma(E)}\,dE}{\int D(E)\,\Phi(E)\,\Phi^*(E)\,\bar q(E)\,dE},$$

где $\bar q(E)$ — завал потока нейтронов энергии E на поверхности стержня; $\Phi(E)$, $\Phi^*(E)$ — поток и ценность нейтронов соответственно; D — коэффициент диффузии.

Отсюда следует, что приближенность используемой одногрупповой модели связана не с пренебрежением энергетическим спектром нейтронов, а с предположением о том, что стержни расположены в асимптотической области и на достаточно больших расстояниях друг от друга. Поэтому используемый подход применим к реакторам с произвольным спектром. Метод был развит и применен к решению задач для реакторов на промежуточных нейтронах. Расчет завала потока нейтронов на поверхности бесконечного поглощающего стержня также проводится с помощью метода функции Грина. Для этого рассматривается уравнение, описывающее плотность замедления $q(r, \tau)$:

$$\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\frac{\partial q(r,\tau)}{\partial r}\right)-\frac{\partial q(r,\tau)}{\partial\tau}-\frac{q(r,\tau)}{L^2(\tau)}=0$$

в реакторе с центральным поглощающим стержнем, на поверхности которого задано эффективное условие $\left.\frac{\partial q(r,\tau)}{\partial r}\right|_{r=r_{\text{ст}}}=\frac{q(r,\tau)}{\gamma(\tau)}$, при начальном условии $q(r, \tau=0)=J_0(\varkappa r)$. Уравнение для определения завала потока нейтронов $\bar q(r, \tau)$, вызываемого поглощающим стержнем, имеет вид

$$\bar q(r_{\text{ст}}, \tau)=1-\int\limits_0^{\tau}\frac{q(r_{\text{ст}},\tau)}{r_{\text{ст}}\gamma(\tau)}\cdot\frac{F(\tau-\tau')}{r_{\text{ст}}}\,d\tau'.$$

Функция $F(t)$ затабулирована.

№ 59/3395 Статья поступила в Редакцию 30/VII 1965 г., аннотация — 1/XII 1965 г.