«АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ», Т. 33, ВЫП. 4 (ОКТЯБРЬ 1972)

Метод измерения реактивности ядерного реактора

Б. П. ШИШИН

УДК 621.039.515

Распространение метода «двойной перекомпенсации» на обобщенную реактивность дает дополнительные возможности для измерений надкритичности ядерного реактора, в том числе его реактивности.

Цель настоящей работы состояла в обосновании метода определения реактивности по измеренным константам спада мгновенных нейтронов подкритического и критического реакторов при специальном изменении размножающих свойств системы.

Рассмотрение проведено на основе ω-модели реактора, где собственным числом задачи является ω-обратный период на мгновенных нейтронах. В операторной форме записаны четыре уравнения баланса нейтронов, а также соответствующие им сопряженные уравнения:

$$M_0 n_0 = \omega_0 n_0; \quad (1а) \qquad M_0^+ n_0^+ = \omega_0 n_0^+; \quad (1б)$$

$$M_1 n_1 = \omega_1 n_1; \quad (2а) \qquad M_1^+ n_1^+ = \omega_1 n_1^+; \quad (2б)$$

$$M_2 n_2 = \omega_2 n_2; \quad (3а) \qquad M_2^+ n_2^+ = \omega_2 n_2^+; \quad (3б)$$

$$M_3 n_3 = \omega_3 n_3; \quad (4а) \qquad M_3^+ n_3^+ = \omega_3 n_3^+, \quad (4б)$$

где M — оператор скорости производства избыточных нейтронов; n — плотность нейтронов. Уравнения (1а), (1б) относятся к надкритическому реактору, (2а), (2б) и (3а), (3б) соответствуют критическим реакторам в ρ-модели (ρ — реактивность), переведенным из надкритического состояния при раздельном воздействии первого и второго параметров компенсации. Уравнения (4а), (4б) описывают баланс нейтронов в подкритическом реакторе, переведенном из надкритического состояния при совместном воздействии двух параметров компенсации.

В результате перекрестного перемножения прямого уравнения на функцию n^+, а сопряженного уравнения — на функцию n, интегрирования по всем переменным в пределах диапазона их изменения и вычитания одного выражения из другого была установлена связь обратного периода надкритического реактора с измеряемыми величинами ω_1, ω_2 и ω_3:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 + \delta\omega_2 - \delta\omega_0, \tag{5}$$

где $\delta\omega_2$, $\delta\omega_0$ — поправочные члены, значения которых изменяются от нуля до величины констант спада для критического реактора. Если одним из параметров компенсации является гомогенное отравление системы «$1/v$»-поглотителем нейтронов, то

$$\delta\omega_2 - \delta\omega_0 = 0. \tag{6}$$

Запас реактивности можно определить по формуле Симонса — Кинга, если известны величина ω_0 и отношение эффективной доли запаздывающих нейтронов деления к эффективному времени генерации нейтронов деления $\left(\frac{\beta}{\Lambda}\right)_0$. Строго такой функционал измеряется для критических состояний реактора (в ρ-модели). Для других состояний измерения β/Λ нельзя назвать строгими. Наилучшим приближением к $(\beta/\Lambda)_0$ следует считать измерения β/Λ в критическом реакторе, отравленном гомогенным $1/v$-поглотителем нейтронов, поскольку нейтронные поля в этом случае совпадают. Различие функционалов может быть связано с отличием сопряженной функции критического отравленного реактора от соответствующей функции надкритического неотравленного реактора в ρ-модели. Если различие незначительное, то $\left(\frac{\beta}{\Lambda}\right)_0 = -\omega_1$, и формула для реактивности приобретает вид

$$\rho_0 = \beta_0 \frac{\omega_3 - \omega_2}{\omega_1}. \tag{7}$$

Результат (7) может быть строго использован для гомогенного реактора без отражателя. Для уран-водной сборки без отражателя результаты определения реактивности по формуле (7) с точностью до ±5% совпали с независимыми измерениями реактивности $\frac{d\rho}{dH}$ — методом до $15 \div 20\beta$. Максимальные различия величин ω_1 и ω_2 достигали при этом 50%.

(№ 610/6542. Поступила в Редакцию 12/VIII 1971 г. Полный текст 0,3 а. л., 6 библиографических ссылок.)

Теория метода «двойной перекомпенсации»

Б. П. ШИШИН

УДК 621.039.515

Метод «двойной перекомпенсации» позволяет по измеренной подкритичности определять надкритичность ядерного реактора (и наоборот) при специальном изменении его размножающих свойств. Настоящая работа посвящена более строгому обоснованию метода в рамках обобщенной условнокритической модели.

Записываются прямые и сопряженные уравнения баланса нейтронов в обобщенной условнокритической модели для исходного надкритического реактора, для двух критических реакторов, полученных из надкритического путем раздельного воздействия первого и второго параметров компенсации, а также для подкритического, полученного при совместном воздействии этих параметров:

$$M_0 n_0 = R_0 N_0 n_0; \ (1а) \qquad M_0^+ n_0^+ = R_0 N_0^+ n_0^+; \ (1б)$$

$$M_1 n_1 = 0; \ (2а) \qquad M_1^+ n_1^+ = 0; \ (2б)$$

$$M_2 n_2 = 0; \ (3а) \qquad M_2^+ n_2^+ = 0; \ (3б)$$

$$M_3 n_3 = R_3 N_3 n_3; \ (4а) \qquad M_3^+ n_3^+ = R_3 N_3^+ n_3^+, \ (4б)$$

где M — оператор скорости производства избыточных нейтронов; R — обобщенная реактивность; N — оператор, определяющий конкретную модель реактора.

После умножения (1а) на n_3^+, а (4б) на n_0, интегрирования по всем переменным в пределах всего диапазона их изменения и вычитания одного выражения из другого получено функциональное соотношение

$$2\frac{\langle n_3^+ M_0 n_0\rangle}{\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle} - \frac{\langle n_0 M_1^+ n_3^+\rangle + \langle n_0 M_2^+ n_3^+\rangle}{\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle} =$$

$$= R_0 - R_3 \frac{\langle n_0 N_3^+ n_3^+\rangle}{\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle}, \qquad (5)$$

из которого следует равенство надкритичности невозмущенного реактора, выраженной в терминах обобщенной реактивности (обычная реактивность, обратный период реактора и пр.), подкритичности с обратным знаком, дважды перекомпенсированного реактора:

$$R_0 = -R_3. \qquad (6)$$

При этом накладываются условия:

$$N_0 = N_3, \ N_0^+ = N_3^+, \qquad (7)$$

кроме того, функции распределения плотности нейтронов и сопряженные функции критического и некритического реакторов не должны сильно различаться, т. е. чтобы значение функционала

$$[\langle n_0 M_1^+ n_3^+\rangle + \langle n_0 M_2^+ n_3^+\rangle]\,\langle n_3^+ N_0 n_0\rangle^{-1}$$

не превышало заранее заданной величины, соответствующей требуемой точности измеряемой реактивности. Эти критерии ограничивают практический выбор параметров компенсации.

Среди них заслуживает внимание отравление реактора равномерно распределенным поглотителем нейтронов, поскольку в этом случае нейтронные поля могут возмущаться относительно слабо. Эксперименты показали применимость теории для определения надкритичности однородных сборок без отражателя в терминах обратного мгновенного периода и реактивности, соответствующей 10β, с погрешностью не более 5%.

(№ 611/6589. Статья поступила в Редакцию 8/IX 1971 г., аннотация — 3/IV 1972 г. Полный текст 0,3 а. л., 1 рис., 4 библиографических ссылки.)

Расчет теплообмена при стержневом и гидродинамики при ламинарном течениях теплоносителей в правильных решетках твэлов

В. И. СУББОТИН, П. А. УШАКОВ, А. В. ЖУКОВ, Н. М. МАТЮХИН

УДК 621.039.546:536.24

Рассматривается теплообмен теплоносителей с исчезающе малыми числами Прандтля при плоском профиле скорости. Сопряженная задача твэл — теплоноситель замененена краевой путем введения обобщенного параметра твэла ε_k [1]. Получена система линейных уравнений для определения коэффициентов ряда Фурье

$$T_W = \overline{T}_W + \Sigma a_k \cos k\varphi;$$

$$x\frac{d}{d_г}\overline{\alpha}_m - \frac{x}{1}\left(1 + \frac{d}{d_г}\right)\overline{\beta}_m + \sum_{fi}^{ni} a_k \frac{k}{2}[(1+\varepsilon_k)\,x^{k-1}\overline{C}_{km} +$$

$$+ (1-\varepsilon_k)x^{k-1}\overline{D}_{km}] = 0,$$

здесь для треугольной решетки твэлов $i = 6$ и $k,\ m = 6,\ 12,\ \ldots,\ 6n$; для квадратной решетки твэлов $i = 4$ и $k,\ m = 4,\ 8,\ \ldots,\ 4n$; n — число гармоник; $T_W = \frac{tW\lambda_f}{\overline{q}k}$ — безразмерная локальная температура стенки; $x = s/2R$ — относительный шаг решетки; R — внешний радиус оболочки твэла; s — расстояние между центрами твэлов; λ_f — теплопроводность теплоносителя; $\overline{q}$ — средний по периметру удельный тепловой поток.

Универсальные коэффициенты — средние по периметру значения функций

$$C_{km} = \cos^{-k}\varphi\cos m\varphi\cos(k-1)\varphi; \quad \alpha_m = \frac{\cos m\varphi}{\cos\varphi};$$

$$D_{km} = \cos^k\varphi\cos m\varphi\cos(k+1)\varphi; \ \overline{\beta}_m = \begin{cases} 0 \text{ при } k \neq m \\ 1/2 \text{ при } k = m \end{cases}$$

табулированы.

Получено аналитическое выражение для чисел Нуссельта (см. рисунок). На рисунке ξ_1 — отношение внутреннего радиуса оболочки к внешнему

$$m = \frac{\lambda_W - \lambda_0}{\lambda_W + \lambda_0}, \qquad \varepsilon = \frac{\lambda_W}{\lambda_f}\cdot\frac{1 - m\xi_1^{2k_0}}{1 + m\xi_1^{2k_0}}, \quad \text{где}$$

λ_W, λ_0 — теплопроводности оболочки и стержня соответственно. Частный случай ($\varepsilon_k \to \infty$, т. е. $t_W = \mathrm{const}$ по периметру) соответствует решению гидродинамической задачи о ламинарном потоке.

Показана возможность обобщения данных по приближенному параметру ε_{k0}, рассчитанному по основной гармонике k_0 ряда Фурье, т. е. подтверждена идея работы [1] (см. рисунок). Полученные результаты сравниваются с данными [2] и другими работами.