$$b^2=\frac{\alpha}{1+\omega}-\frac{\omega\beta}{\lambda+\omega}; \tag{3}$$

J_n и N_n — функции Бесселя и Неймана порядка n.

Поскольку малое изменение реактивности Δk связано с γ соотношением $\Delta k = 4\gamma\,(M/R)^2$, то и $\varepsilon = (4/K)\,(M/R)^2$, если его выражать через эффективный коэффициент усиления K, связывающий скорость ввода реактивности с относительным отклонением нейтронного потока в месте его регистрации датчиками.

Когда ε достаточно мало, с хорошей точностью решение уравнения (2) можно представить в виде $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, где

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}=-2\,\frac{\Delta B}{B_0\omega_0}\,(\omega_0+1)\times$$

$$\times\frac{\lambda+\omega_0}{\lambda+(1+2\omega_0)\,(1+\beta/b_0^2)-\alpha/b_0^2}; \tag{4}$$

$$\frac{\Delta B}{B_0\omega_0}=\frac{2\varepsilon}{\pi}\,\frac{J_n(B_0)}{B_0\psi(\chi_g)}; \tag{5}$$

$$\psi(\chi_g)=\psi_0(\chi_g)-\chi_g\psi_1(\chi_g);$$

$$\psi_i(\chi_g)=N_i(B_0)\,J_i(B_0\chi_g)-N_i(B_0\chi_g)\,J_i(B_0);$$

B_0 — наименьший корень левой части выражения (2), а ω_0 определяется из выражения (3) при $b = b_0 = B_0 M/R$. Зависимость B_0 от χ_g анализировалась в работе [1]. Напомним, что $B_0 \to 0$ при $\chi_g \to 0$ и $B_0 \to \frac{\pi}{2}\,\frac{\chi_g}{1-\chi_g}$ при $\chi_g \to 1$ [3].

Для анализа полученных соотношений необходимо выяснить характер зависимости $\psi(\chi_g)$. Легко видеть, что $\psi(\chi_g) \approx \frac{2}{\pi}\ln 1/\chi_g$ при $\chi_g \to 0$. Если же воспользоваться асимптотическим представлением [3] для функций J и N, то можно получить, что $\psi(\chi_g) \approx \frac{2}{\pi}\,\frac{1-\chi_g}{B_0\sqrt{\chi_g}}$ при $\chi_g \to 0$.

Во всем интервале $0 < \chi_g < 1$ функция $\psi(\chi_g)$ монотонна. Отсюда следует, что правая часть выражения (5) мала при $\chi_g \to 0$ и будет осциллировать с возрастающей амплитудой по мере приближения χ_g к 1. К росту $\Delta\omega/\omega_0$ это, однако, не приведет, поскольку входящий в выражение (4) множитель $1 + \omega_0 \approx \alpha/b_0^2$ при $\chi_g \to 1$ убывает быстрее.

Учитывая все это, можно получить верхнюю оценку значения $\Delta\omega/\omega_0$ при $\omega_0 < 0$. При $\lambda \gg 1$ выражение имеет особенно простой вид:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\leqslant 2\,\frac{\alpha}{K}. \tag{6}$$

Если $\alpha = 10^{-2}$, а $K = 0{,}5$ *, то значение ω_0, полученное в приближении быстродействующего регулятора, будет отличаться от точного менее чем на 4%. Эта оценку показывает, что для определения устойчивости систем с постоянной времени положительной обратной связи порядка минуты и более приближение быстродействующего регулятора является вполне удовлетворительным. Оно тем лучше, чем меньше α и чем больше эффективный коэффициент усиления регулятора K, а также чем больше постоянная времени τ, поскольку с ее ростом увеличивается и K.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Торлин Б. З.** «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 6, с. 457.
2. **Емельянов И. Я. и др.** Там же, 1979, т. 46, вып. 2, с. 82.
3. **Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.** Специальные функции. М., Наука, 1964.
4. **Правила** ядерной безопасности атомных электростанций (ПБЯ-04—74). М., Атомиздат, 1976.

Поступило в Редакцию 02.04.80

* При разбалансе $\Delta\Phi/\Phi_0 = 3\cdot10^{-2}$ и $\tau = 60$ с это соответствует скорости ввода реактивности $0{,}035\beta$/с, что в два раза ниже значения, допускаемого правилами ядерной безопасности [4].

УДК 621.039.517.5

Расчет перегрева твэла с учетом вероятности отклонения параметров активной зоны

КУРБАТОВ И. М.

В практике расчетов случайных отклонений температуры твэлов все более утверждается последовательный вероятностный подход. Этот метод отражает природу отклонений определяющих параметров активной зоны и позволяет наиболее полно учесть закономерности их изменений при нахождении результата совокупного воздействия многочисленных факторов перегрева [1—4].

Однако в подобных расчетах в качестве факторов перегрева для технологического канала или ячейки активной зоны нередко принимают максимальные отклонения определяющих параметров одного твэла, в полной мере распространяя воздействие каждого из этих отклонений на всю группу твэлов, образующих канал.

Так как одновременная реализация максимального отклонения какого-либо параметра во всех твэлах канала маловероятна, указанный подход приводит зачастую к неоправданным завышениям результатов расчета. В настоящей работе рассматривается способ учета влияния «группового эффекта» на факторы перегрева, по которым рассчитываются случайные отклонения температуры твэлов в канале активной зоны.

Если канал активной зоны состоит из m однородных элементов (твэлов) со случайно изменяющимися параметрами, вероятность попадания в канал в процессе сборки всех m элементов с неблагоприятными значениями какого-либо определяющего параметра $\mathscr{P}$ (условие возникновения горячего канала по данному параметру) можно найти из соотношения [5]

$$P_M(m)=\frac{(pM)!\,(M-m)!}{M!\,(pM-m)!}, \tag{1}$$

где M — полное число твэлов, из которых по методу случайной выборки комплектуются каналы активной зоны; p — вероятность попадания определяющего параметра твэла в интервал неблагоприятных значений (зависит от закона распределения вероятностей отклонений параметра). Тогда $1 - P$ определит интервал допустимых отклонений параметра, а pM — общее число твэлов с неблагоприятными значениями параметра в составе M.

При $M \gg m$ выражение (1) сводится к виду

$$P_M(m)\cong p^m. \tag{2}$$

Если принять какое-то значение $P_M(m)$ (сообразуясь, например, с требованиями к теплотехнической надежности активной зоны), то

$$p=\sqrt[m]{p_M(m)}. \tag{3}$$

По полученному значению P и известному закону распределения рассматриваемого параметра находим практически предельное отклонение параметра для ячейки $(\Delta\mathscr{F})^*$, обеспечивающее заданное значение $P_M(m)$. Так, для $P_M(3) = 0{,}00135$ (вероятность одностороннего выхода нормально распределенной случайной величины за пределы 3σ, часто принимаемая в качестве допустимой степени риска при расчетах надежности)

$$P = 0{,}111,$$

чему соответствует практически предельное отклонение нормально распределенного параметра (фактор перегрева для ячейки)

$$(\Delta\mathscr{F})^* = 1{,}22\sigma.$$

Обычно для твэла принимают $(\Delta\mathscr{F})_{\text{макс}} = 3\sigma$, откуда следует, что в рассматриваемом случае фактор перегрева уменьшается приблизительно в 2,5 раза. Соответственно уменьшается и вызываемое этим фактором отклонение температуры твэла.

Если канал составляется из элементов двух типов (например, твэлы и вытеснители), то по аналогии с выражением (1)

$$P_{M_1M_2}(m_1, m_2) = \frac{(p_1M_1)!\,(M-m_1)!\cdot(p_2M_2)!\,(M_2-m_2)!}{M_1!\,(p_1M_1-m_1)!\cdot M_2!\,(p_2M_2-m_2)!}. \quad (4)$$

При $P_1 = P_2 = P$ задача сводится к предыдущей. Если $P_1 \neq P_2$, можно рассматривать различные варианты сочетания значений P_1 и P_2, обеспечивающие заданное значение $P_{M_1M_2}(m_1, m_2)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Крамеров А. Я., Шевелев Я. В.** Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. **Клемин А. И.** Инженерные вероятностные расчеты при проектировании ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1973.
3. **Principles** of Not-channel Factor Calculations for Fast Reactors. Vienna, IAEA-166, 1974.
4. **Храновский В. А., Курбатов И. М.** «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 258.
5. **Дунин-Барковский И. В., Смирнов Н. В.** Теория вероятностей и математическая статистика в технике. М., ГИТТЛ, 1955.

Поступило в Редакцию 19.03.80

УДК 621.039.51.12:539.125.52

Погрешности гомогенизации и гетерогенизации при расчете РБМК

ГОРОДКОВ С. С.

Энергораспределение в канальном реакторе примерно с одинаковым успехом может быть рассчитано как по гомогенно-сеточной, так и по гетерогенной (основанной на методе источников-стоков) программам. Поскольку различие результатов этих расчетов не мало (до 1—2% по $k_{\text{эф}}$ и до 10—20% по потокам нейтронов), возникает вопрос, какой из этих алгоритмов точнее. Для ответа воспользуемся тем обстоятельством, что в каждом алгоритме используют разные малогрупповые ячеечные константы без учета того, что они получены из одноячеечного многогруппового кинетического расчета, общего фактически для обоих алгоритмов. Поэтому в качестве эталонного совсем не обязательно использовать многогрупповой кинетический расчет реактора. Рассмотрим модельную задачу о полирешетке, перенос нейтронов в которой описывается двухгрупповым диффузионным уравнением

$$\hat{D}\Delta\Phi - \hat{\Sigma}\Phi = 0, \quad (1)$$

где

$$\Phi = \begin{pmatrix}\Phi_f\\ \Phi_t\end{pmatrix}, \quad \hat{D} = \begin{pmatrix}D_f & 0\\ 0 & D_t\end{pmatrix}, \quad \hat{\Sigma} = \begin{pmatrix}\Sigma_a^f + \Sigma^{1\to 2} - \nu\Sigma_f^f & -\nu\Sigma_f^t\\ -\Sigma^{1\to 2} & \Sigma_a^t\end{pmatrix}.$$

Характеристики $\hat{D}$ и $\hat{\Sigma}$ постоянны по отдельным ячейкам полирешетки и близки к используемым в расчетах РБМК. Эту задачу можно решить точно по гомогенно-сеточной программе с шагом сетки, много меньшим шага решетки. Если затем решим ее с помощью гетерогенной программы, то по разнице результатов получим представление о по-

Некоторые результаты сравнения расчетов полирешеток РБМК

Приближенный расчетный метод	Полирешетка	$\Delta k_{\text{эф}}$, %	$\delta\overline{\Phi}_t/\overline{\Phi}_t$, %			
			Максимальное в ячейках Р	Среднее в ячейках Р	В ячейке П	В ячейке В
Точное решение — гомогенное						
Гетерогенный	I	0,29	−0,50	0,36	−2,84	7,84
	II	0,14	0,37	0,25	−2,20	8,95
Гомогенно-сеточный, вариант А	I	1,47	−2,88	2,06	−14,43	6,17
	II	1,80	7,52	3,85	−7,57	18,27
Гомогенно-сеточный, вариант Б	I	−0,34	1,57	1,10	3,76	−8,85
	II	−0,59	0,74	0,35	5,86	−10,75
Точное решение — гетерогенное						
Гомогенно-сеточный, вариант А	I	1,18	−2,54	1,89	−11,59	−1,67
	II	1,66	7,25	3,55	−5,37	9,32
Гомогенно-сеточный, вариант Б	I	−0,63	1,91	1,33	7,60	−16,69
	II	−0,73	−0,69	0,47	8,06	−19,70