

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Привалов Ю. В. Препринт НИИАР П-16(310). Димитровград, 1977.
2. Привалов Ю. В. Препринт НИИАР П-6(300). Димитровград, 1977.
3. Миткевич Э. М., Шихов Б. А. «Журн. неорган. химии», 1966, т. 14, вып. 3, с. 633.
4. Шихов Б. А. «Журн. неорган. химии», 1967, т. 12, вып. 4, с. 545.
5. Лихарев В. А. Препринт ФЭИ-612. Обнинск, 1975.
6. Мелвин-Хьюз Э. А. Физическая химия. М., Изд-во иностр. лит., 1962, с. 675.
7. Katsuta H., Furukawa K. «Nucl. Techn.», 1976, v. 31, N 2, p. 218.
8. Vissers D. e.a. Ibid., 1974, v. 21, N 3, p. 235.
9. Claxton K. In: Proc. Intern. Conf. on Liquid Metal Technology in Energy Production, Champion Penn., 3—6 May 1976, paper VB6.
10. Myles K., Cafacco F. «J. Nucl. Mater.», 1977, N 67, p. 249.
11. Ульман Х. и др. В кн.: Проблемы технологии и коррозии в натриевом теплоносителе и защитном газе. Дрезден, ГДР, изд. ЦИЯИ, 1977, т. 1, с. 16.
12. Козлов Ф. А. и др. В кн.: Труды физико-энергетического института. М. Атомиздат, 1974, с. 120.
13. Pulham R., Simm P. In: Proc. Conf. Brit. Nucl. Energy Society Nottingham, 4—6 Apr. 1973, p. 5.

Поступило в Редакцию 22.02.79
В окончательной редакции 09.07.79

УДК 621.039.517.5

Расчет нестационарной температуры в канале ядерного реактора

ТРОФИМОВ А. С., СОБОЛЕВ А. В.

Как известно [1], при расчете нестационарной температуры в элементах активной зоны при определенных соотношениях параметров твэлов и теплоносителя возможно квазистационарное представление распределения температуры по сечению твэлов. В то же время необходим учет ее распределения по высоте. При переменных во времени расходе теплоносителя и коэффициенте теплоотдачи получить аналитическое решение такой задачи не удастся. Рассмотрим один из способов приближенного решения применительно к многослойному стержневому твэлу и однофазному теплоносителю [2]. В этом случае тепловые процессы в безразмерном виде могут быть описаны следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + G(\tau) \frac{\partial \theta}{\partial z} = ku + (1-G)\eta(z), & 0 \leq z = \frac{\chi}{H} \leq 1; \\ \frac{\partial u}{\partial \tau} + \xi(\tau) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \delta(\tau)u = \Psi(\tau)\eta(z)q(\tau), & 0 \leq \tau; \\ \tau = 0, u = \theta = 0, z = 0, \theta = \theta_+(\tau), \end{cases} \quad (1)$$

где $u(\tau, z)$; $\theta(\tau, z)$ — относительная температура твэлов и теплоносителя соответственно [2]; $G(\tau) = W(\tau)/W(0)$ — относительный расход теплоносителя; $\eta(z)$ — относительное распределение энерговыделения в канале, нормированное на среднее значение; $q(\tau) = [N(\tau) - N(0)]/N(0)$ — изменение мощности реактора; k, ξ, δ, Ψ — коэффициенты [2], в общем случае зависящие от времени при учете изменения коэффициента теплоотдачи.

При неизменном расходе $G(\tau)$ или его скачкообразном изменении система уравнений (1) решается аналитически [2] для любых возмущений по мощности $q(\tau)$ или входной

температуре $\theta_+(\tau)$. Для произвольного $G(\tau)$ может быть получено лишь приближенное решение.

Проинтегрируем второе уравнение (1) и получим

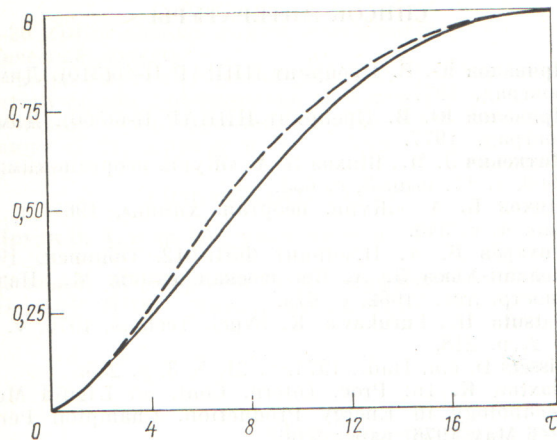
$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + G \frac{\partial \theta}{\partial z} = \eta(z) \int_0^{\tau} \delta(\tau') q(\tau') \exp \left[- \int_{\tau'}^{\tau} \delta(\tau'') d\tau'' \right] \times \\ \times d\tau' + (1-G)\eta(z) - \varepsilon(\tau)\theta(\tau; z) + \int_0^{\tau} \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau'} + \right. \\ \left. + \varepsilon(\tau') \right] \theta(\tau'; z) \exp \left[- \int_{\tau'}^{\tau} \delta(\tau'') d\tau'' \right] d\tau', \quad (2) \end{aligned}$$

где $\varepsilon(\tau) = k\xi(\tau)$.

Для оценки последнего члена представим $\theta(\tau'; z)$ в виде разложения в ряд Тейлора в окрестности точки $\tau' = \tau$:

$$\begin{aligned} \theta(\tau'; z) \approx \theta(\tau; z) + (\tau' - \tau) \frac{\partial \theta(\tau; z)}{\partial \tau} + \\ + (\tau' - \tau)^2 \frac{\partial^2 \theta(\tau; z)}{\partial \tau^2} + \dots \end{aligned}$$

Такая подстановка в интеграл (2) дает возможность решить задачу с любой степенью точности. Для получения аналитического решения ограничимся двумя членами ряда. Это позволяет перевести интегриродифференциальное уравнение (2) в дифференциальное уравнение в частных про-



Р и с. 1. Изменение температуры на выходе из реактора при скачкообразном изменении мощности: — — — точное решение; - - - приближенное решение

изводных 1-го порядка с переменными коэффициентами:

$$\gamma(\tau) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + G(\tau) \frac{\partial \theta}{\partial z} + m(\tau) \theta = [1 - G(\tau) + \varphi(\tau)] \eta(z), \quad (3)$$

$$\text{где } \gamma(\tau) = 1 + \int_0^\tau (\tau - \tau') \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau'} + \varepsilon \delta \right) \times \\ \times \exp \left[- \int_{\tau'}^\tau \delta d\tau'' \right] d\tau';$$

$$m(\tau) = \varepsilon - \int_0^\tau \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau'} + \varepsilon \delta \right) \exp \left[- \int_{\tau'}^\tau \delta d\tau'' \right] d\tau';$$

$$\varphi(\tau) = \int_0^\tau \delta q \exp \left[- \int_{\tau'}^\tau \delta d\tau'' \right] d\tau'.$$

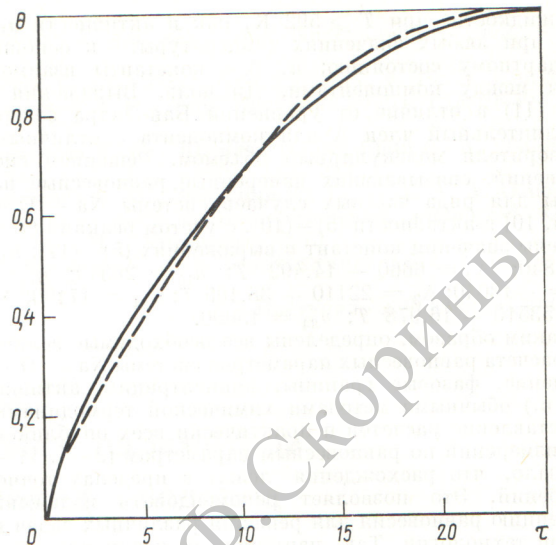
Уравнение (3) решается достаточно просто посредством применения преобразования Лапласа по пространственной координате z , что приводит к следующей расчетной формуле:

$$\theta(\tau; z) = \int_{\tau_*}^\tau \frac{1 - G + \varphi}{\gamma} \eta \left(z - \int_{\tau'}^\tau \frac{G}{\gamma} d\tau'' \right) \times \\ \times \exp \left(- \int_{\tau'}^\tau \frac{m}{\gamma} d\tau'' \right) d\tau' + \theta_+(\tau_*) \exp \left(- \int_{\tau_*}^\tau \frac{m}{\gamma} d\tau' \right), \quad (4)$$

где

$$\tau_* = \begin{cases} \int_0^{\tau_*} \frac{G}{\gamma} d\tau = \int_0^\tau \frac{G}{\gamma} d\tau - z; \\ 0 \text{ при } z \geq \int_0^\tau \frac{G}{\gamma} d\tau. \end{cases}$$

Функция $\tau_*(\tau)$ определяет перенос теплового импульса по активной зоне за счет движения теплоносителя с учетом теплового запаздывания, определяемого $\gamma(\tau)$. Полагая $0 \leq z \leq 1$, можем определить изменение температуры теплоносителя $\theta(\tau; z)$ в любом сечении по высоте актив-



Р и с. 2. Изменение температуры на выходе из реактора при скачкообразном изменении расхода теплоносителя (обозначения, как на рис. 1)

ной зоны. Зная $\theta(\tau; z)$, легко рассчитываем температуру твэла:

$$u(\tau; z) = \eta(z) \int_0^\tau \psi q \exp \left(- \int_{\tau'}^\tau \delta d\tau'' \right) - d\tau' - \\ - \int_0^\tau \xi \frac{\partial \theta}{\partial \tau'} \exp \left(- \int_{\tau'}^\tau \delta d\tau'' \right) d\tau'. \quad (5)$$

Оценку точности приближенного решения выполнить в общем виде не представляется возможным. Анализ статических соотношений для исходного и конечного режимов реактора показал полную тождественность точной и приближенной модели. Проверку качества модели в динамике проводили путем сопоставления точных и приближенных решений при различных скачкообразных возмущениях. На рис. 1 представлены кривые изменения температуры на выходе из реактора с параметрами $\delta = 0,8462$; $\varepsilon = 10,15$; $\eta(z) = 1,2 \cos 2,05(z - 0,5)$ при единичном скачке мощности $q = 1$ и неизменном расходе теплоносителя $G = 1$, $\theta = 0$. На рис. 2 приведены аналогичные кривые для $q = \theta_* = 0$ и изменения расхода теплоносителя от $G = 1$ до $G = 0,5$.

Из уравнения (2) следует, что точность модели определяется главным образом значением параметра δ : чем он больше, тем меньше погрешность за счет обрыва ряда. Анализ показал, что формула (4) для скачкообразных возмущений при $\delta \geq 0,4$ обеспечивает высокую точность расчетов — расхождение не превышает $\sim 6\%$. Этот факт дает основание рекомендовать приближенную модель для практических расчетов, что позволит избежать трудоемкой процедуры численного решения системы (1). Интегралы в формулах (4), (5) достаточно просто рассчитываются с помощью ЭВМ. Можно использовать также графоаналитические методы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. Трофимов А. С., Громов Б. Ф. «Инж.-физ. журн.», 1964, т. VII, № 8, с. 31.

Поступило в Редакцию 12.03.79