где все функции φ_{Am} можно выразить через скалярный асимптотический поток φ_{A0} при помощи известных отношений A_m/A_0.

Заметим, что φ_{A0} удовлетворяет уравнению

$$D\Delta\varphi_{A0}-(1-c)\,\varphi_{A0}=0, \qquad (1)$$

которое имеет вид уравнения диффузии с коэффициентом диффузии $D=\frac{1-c}{\gamma_{AN}^2}$, где c — число вторичных нейтронов на столкновение. В качестве условий на границе двух сред используем непрерывность односторонних токов:

$$\int\limits_0^1 \varphi_A(z,\,\mu)\,\mu\,d\mu; \quad \int\limits_{-1}^0 \varphi_A(z,\,\mu)\,\mu\,d\mu. \qquad (2)$$

Условие на границе с вакуумом заключается в равенстве нулю одностороннего тока, входящего в среду. Возможность использования условий (2) рассматривалась в работе [2]. Для $N=1$ условия (2) эквивалентны непрерывности функций φ_{A0} и φ_{A1}, т. е. совпадают с обычными диффузионными условиями. При $N\geqslant 2$ непрерывность φ_{A1} сохраняется, тогда как φ_{A0} терпит разрыв.

Значения критической полутолщины *H*

Параметр c/c' *	Точное решение	P_{A3}	P_3	P_{A2}	P_1
1,01/0,09	8,2874	8,3342	8,3215	8,3678	8,4650
1,01/0,39	8,1847	8,2282	8,2010	8,2491	8,3338
1,01/0,69	7,9219	7,9679	7,9298	7,9759	8,0488
1,01/0,99	4,4968	4,5107	4,5054	4,5106	4,5345
1,21/0,09	1,2132	1,2305	1,2532	1,2345	1,4148
1,21/0,39	1,1387	1,1563	1,1653	1,1511	1,3105
1,21/0,69	0,9758	0,9967	0,9952	0,9841	1,1114
1,21/0,99	0,2498	0,2466	0,2553	0,2422	0,2707
1,61/0,09	0,4895	0,4942	0,5382	0,4338	0,6540
1,61/0,39	0,4437	0,4499	0,4810	0,3899	0,5806
1,61/0,69	0,3579	0,3646	0,3851	0,3121	0,4578
1,61/0,99	0,0828	0,0768	0,0878	0,0654	0,0941
1,91/0,09	0,3336	0,3388	0,3821	0,2654	0,4754
1,91/0,39	0,2952	0,3051	0,3367	0,2392	0,4152
1,91/0,69	0,2332	0,2427	0,2641	0,1924	0,3198
1,91/0,99	0,0545	0,0494	0,0588	0,0407	0,0632

* Отношение чисел вторичных нейтронов на столкновение в активной зоне и отражателе.

В таблице приведены результаты расчета в P_{A1}- (в P_1), P_{A2}- и P_{A3}-приближениях [через P_{AN} обозначим асимптотическое приближение — уравнение (1) и граничные условия (2)] критической полутолщины H активной зоны плоского реактора с бесконечным отражателем. Точное значение H взято из работы [3]. Уравнение критичности в P_{A3}-приближении, полученное из условий (2), имеет вид

$$\operatorname{tg}|\gamma_{A3}|\,H=\frac{-\gamma'_{A3}\,(1-c')\,[3\gamma_{A3}^2+15\,(1-c)]}{|\gamma_{A3}|\,(1-c)\,[3\,(\gamma'_{A3})^2+15\,(1-c')]},$$

где штрихами отмечены величины, относящиеся к отражателю. Для сравнения приведены значения H, вычисленные в P_3-приближении. Все результаты расчета даны в длинах свободного пробега в активной зоне.

Сравнение полученных результатов с точным решением показывает, что P_{A3}-приближение дает удовлетворительную точность, причем оно значительно проще P_3-приближения, а по трудоемкости примерно такое же, как и P_1-приближение. Величина скачка функции φ_0 на границе двух сред в P_{A2} и P_{A3}-приближениях меньше соответствующей величины в P_2-приближении.

На основании результатов, полученных для реактора с бесконечным отражателем, можно предположить, что P_{A3}-приближение будет иметь удовлетворительную точность при расчете многослойного реактора (более двух сред), если слои малой толщины соприкасаются со слоями большого размера (в длинах свободного пробега). Однако, согласно имеющимся данным, точность расчета плоской ячейки тесной решетки в P_{A3}-приближении не выше точности P_2-приближения.

Автор искренне благодарен Г. Я. Румянцеву за обсуждение работы и ценные критические замечания.

Поступило в Редакцию 24/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.
2. В. С. Шулепин. «Атомная энергия», 19, 381 (1965).
3. K. Kowalska. Nucl. Sci. and Engng, 24, 260 (1966).

К расчету переходных процессов в ядерном реакторе

Б. А. ЗАХАРОВ, А. Р. МИРЗОЯН

УДК 621.039.514

Если в активной зоне теплоноситель является одновременно и замедлителем, то в некоторых практически важных случаях режим саморегулирования реактора может быть описан известными упрощенными уравнениями:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{dn}{dt}=\frac{\rho-\beta}{l}\,n+\lambda C;\\
&\frac{dC}{dt}=-\lambda C+\frac{\beta}{l}\,n;\\
&\rho=-\frac{\alpha}{2}\,(T_2-T_2^0)-\frac{\alpha}{2}\,(T_1-T_1^0);\\
&C_{\text{т}}M_{\text{т}}\,\frac{d\overline{T}_{\text{т}}}{dt}=Qn-kF\left(\overline{T}_{\text{т}}-\frac{T_2+T_1}{2}\right);\\
&\frac{C_{\text{в}}M_{\text{в}}}{2}\cdot\frac{dT_2}{dt}+\frac{C_{\text{в}}M_{\text{в}}}{2}\cdot\frac{dT_1}{dt}=\\
&=kF\left(\overline{T}_{\text{т}}-\frac{T_2+T_1}{2}\right)-GC_{\text{в}}\,(T_2-T_1),
\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где n — средняя по активной зоне плотность нейтронов; l — время жизни мгновенных нейтронов; ρ — реактивность; β — доля запаздывающих нейтронов; C и λ — концентрация и постоянная распада источников запаздывающих нейтронов соответственно; α — абсолютная величина отрицательного температурного коэффициента реактивности; T_1 и T_2 — температуры теплоносителя на входе и выходе из активной зоны соответственно; $\overline{T}_т$ — средняя температура топлива; Qn — тепловой эквивалент нейтронной мощности; $C_т$, $C_в$ — удельные теплоемкости топлива и теплоносителя соответственно; $M_т$, $M_в$ — вес топлива и теплоносителя соответственно; k — коэффициент теплопередачи от топлива к теплоносителю; F — поверхность теплопередачи; G — расход теплоносителя. Индексом 0 отмечены начальные значения параметров. В дальнейшем для краткости будем использовать обозначения: $\tau_{тр} = M_в/2G$; $\tau_т = C_т M_т/kF$; $\tau_в = C_в M_в/kF$. Физический смысл этих величин определен А. Я. Крамеровым и Я. В. Шевелевым. *

Рассмотрим относительно медленные изменения мощности реактора и температуры теплоносителя, которые обычно имеют место в нормальных эксплуатационных режимах энергетических реакторов, когда

$$l\left|\frac{d^2n}{dt^2}\right| \ll \beta\left|\frac{dn}{dt}\right|; \quad |\rho| \ll |\beta|;$$

$$\tau_{тр}\tau_т\left|\frac{d^2T_2}{dt^2}\right| \ll \left(\tau_{тр}\frac{\tau_т}{\tau_в}+\tau_{тр}+\tau_т\right)\left|\frac{dT_2}{dt}\right|.$$

Из системы (1) получим следующие уравнения:

$$\tau\frac{dT_2}{dt}+T_2-\frac{Q}{GC_в}n = T_1-\tau_-\frac{dT_1}{dt}-\tau_{тр}\tau_т\frac{d^2T_1}{dt^2}; \qquad (2)$$

$$\frac{1}{\lambda}\cdot\frac{dT_2}{dt}+T_2+2\frac{\beta}{\lambda\alpha}\cdot\frac{1}{n}\cdot\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{\lambda}\cdot\frac{dT_1}{dt}-T_1+T_1^0+T_2^0, \qquad (3)$$

где

$$\tau \equiv \tau_{тр}\frac{\tau_т}{\tau_в}+\tau_{тр}+\tau_т; \qquad \tau_- \equiv \tau_{тр}\frac{\tau_т}{\tau_в}+\tau_{тр}-\tau_т.$$

Температура теплоносителя на входе в реактор является функцией времени. Требуется определить, как при изменении T_1 изменяются n и T_2.

В общем случае невозможно получить аналитическое решение системы уравнений (2) и (3). Однако в частном случае, который может быть реализован, например, в некоторых больших реакторах при малом расходе теплоносителя, когда постоянные времени процессов в активной зоне удовлетворяют соотношению $\tau = 1/\lambda$, эта система точно решается в квадратурах. Вычитая из уравнения (2) соотношение (3), найдем, что зависимость мощности реактора от температуры теплоносителя на входе в режиме саморегулирования определяется уравнением Бернулли:

$$\frac{dn}{dt}+\lambda\frac{\alpha}{2\beta}\cdot\frac{Q}{GC_в}n^2-\lambda\frac{\alpha}{2\beta}\left(\frac{Q}{GC_в}n^0-2T_1-2\tau_т\frac{dT_1}{dt}+\tau_{тр}\tau_т\frac{d^2T_1}{dt^2}+2T_1^0\right)n = 0. \qquad (4)$$

Решив уравнение (4), получим закон изменения плотности нейтронов во времени:

$$n(t) = \frac{n^0 e^{\lambda\frac{\alpha}{\beta}\varphi(t)}}{1+\lambda\frac{\alpha}{2\beta}\cdot\frac{Q}{GC_в}n^0\int\limits_0^t e^{\lambda\frac{\alpha}{\beta}\varphi(\xi)}d\xi}, \qquad (5)$$

где $\varphi(t)$ — известная функция:

$$\varphi(t) \equiv \frac{Q}{2GC_в}n^0 t-\tau_т(T_1-T_1^0)-\int\limits_0^t(T_1-T_1^0)\,d\xi+\frac{\tau_{тр}\tau_т}{2}\left(\frac{dT_1}{dt}-\left.\frac{dT_1}{dt}\right|_{t=0}\right).$$

Из соотношений (2) и (5) можно определить искомую зависимость между температурами теплоносителя на входе и выходе реактора в режиме саморегулирования:

$$T_2(t)-T_2^0 e^{-t/\tau} = -\frac{1}{\tau}\left(\tau_{(-)}+\frac{\tau_{тр}\tau_т}{\tau}\right)\left(T_1(t)-T_1^0 e^{-t/\tau}\right)+\frac{\tau_{тр}\tau_т}{\tau}\left(\frac{\partial T_1}{\partial t}-\frac{\partial T_1}{\partial t}\Big/_{t=0}e^{-t/\tau}\right)+\frac{1}{\tau}\left(1+\frac{\tau_{(-)}}{\tau}+\frac{\tau_{тр}\tau_т}{\tau^2}\right)e^{-t/\tau}\int\limits_0^t T_1(\xi)\,e^{\xi/\tau}d\xi+\frac{Q}{\tau GC_в}e^{-t/\tau}\int\limits_0^t n(\xi)\,e^{\xi/\tau}d\xi. \qquad (6)$$

Первые три члена в правой части формулы (6) определяют изменение температуры теплоносителя на выходе в отсутствие саморегулирования (при нулевом температурном коэффициенте реактивности $n \equiv n^0$); четвертый член характеризует составляющую T_2, обусловленную изменением мощности реактора в процессе саморегулирования в результате обратной температурной связи.

Поступило в Редакцию 10/IV 1967 г.

* А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

К вопросу создания промышленных радиационных контуров

УДК 621.039.8:621.039.574

Г. И. КИКНАДЗЕ, В. Г. ГАМБАРЯН, Д. М. ЗАХАРОВ

Опыт эксплуатации радиационных контуров [1—4] позволяет предположить, что их применение для осуществления крупномасштабных радиационно-химических процессов имеет определенные экономические преимущества по сравнению с установками, в которых используются долгоживущие изотопы, например Co^{60}.

На основании данных, опубликованных в работе [5], были рассчитаны энергетические затраты и средние потоки тепловых нейтронов в образцах при изготовлении Co^{60} и активации индий-галлиевого сплава в контуре в одинаковых условиях облучения.

В табл. 1 приводятся вычисленные значения отношений энергий, выделяемых в радиационном контуре и кобальтовой установке, а также отношение средних производственных мощностей рассматриваемых источников в течение всего времени, затрачиваемого на их приготовление и эксплуатацию (t для радиационного контура и $t + T_1$* для кобальтового облучателя, где T_1—

* Предполагается, что время эксплуатации установки с радиоактивным Co^{60} равно одному периоду его полураспада.