

Рекомендуемые и расчетные данные по средним сечениям

Спектр нейтронов деления	Средние сечения реакций, мб *								
	$^{235}\text{U} (n, f)$	$^{239}\text{Pu} (n, f)$	$^{237}\text{Np} (n, f)$	$^{238}\text{U} (n, f)$	$^{27}\text{Al} (n, \alpha)$	$^{27}\text{Al} (n, p)$	$^{115}\text{In} (n, n')$	$^{56}\text{Fe} (n, p)$	$^{46}\text{Ti} (n, p)$
$^{235}\text{U} + n_T$	1200 **	1799	1320	302	0,676	4,42	183,9	1,07	12,4
	1226 **	1798	1314	295	0,672	4,29	179	1,07	12,5
$^{238}\text{Pu} + n_T$	1204	1805	1350	317	0,791	5,03	190	1,26	15
	1222	1806	1350	317	0,791	5,03	190	1,26	15,8
^{252}Cf	1204	1805	1342	317	1,01	5,47	—	1,5	15
	1224	1806	1342	316,4	1,02	5,47	—	1,52	15,8

* 1 мб = 10^{-31} м².

** В верхней строке приведены рекомендуемые, в нижней — расчетные значения.

полированными зависимостями $n(E)$, построенными по данным для области 6—10 МэВ.

Результаты, полученные после анализа и усреднения расчетных и экспериментальных значений средних сечений, приведены в таблице. Используя рекомендуемые сечения, можно достигнуть согласованности всех приведенных в работах [7—13] экспериментальных данных как между собой, так и с расчетными оценками в пределах 2%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абагян Л. П. и др. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 117.
2. Анципов Г. В. и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, ч. 2, вып. 2, с. 3.
3. Schett A. e.a. Compilation of Threshold Reaction Neutron Cross-Section. EANDC 95 «U», 1974.
4. Старостов Б. И., Семенов А. Ф., Нефедов В. Н. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1 (37), с. 3.
5. Fabry A. Evaluation of microscopic integral cross-sections averaged in the ^{235}U thermal fission neutron

spectrum (for 29 nuclear reactions relevant to neutron dosimetry and fast reactor technology). Report BLG 465, 1972.

6. Calamand A. Cross sections for fission neutron spectrum induced reactions. — In: Handbook on Nuclear Activation Cross Sections. Technical reports series. Vienna, IAEA, 1974.
7. Heaton H. H., Grundle J., Spiegel V. — In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology. Washington, 1975, v. 1, p. 266.
8. Gilliam D. e.a. — Ibid., p. 270.
9. Fabry A., Grundle J., Eisenhauer G. — Ibid., p. 254.
10. Alberts W. e.a. — Ibid., p. 273.
11. Dezso Z., Csikai J. — В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3. М., изд. ЦНИИатоминформ, 1977, с. 32.
12. Fabry A. — In: Prompt Fission Neutrons Spectra. Vienna, IAEA, 1972, p. 97.
13. Grundle J. A. — Ibid., p. 107.

Поступило в Редакцию 28.07.80

УДК 621.039.514

Резонансная неустойчивость реактора, обусловленная парообразованием

РОМАНЦОВ Г. Е.

Явление резонансной неустойчивости вследствие колебаний мощности и паросодержания когерентно во всех ТВС активной зоны и выявлено при сооружении первых кипящих реакторов [1—4]. Определение области устойчивости работы кипящего реактора предложено в работе [1]. Однако в подходе к решению этого вопроса можно отметить следующие существенные недостатки: некорректно описано изменение паросодержания во времени; не учтен резонансный захват нейтронов в топливе и наличие экономайзерного участка в активной зоне.

Примем, что распределение паросодержания по объему активной зоны во времени изменяется подобно самому себе. В этом случае вариации парового эффекта реактивности ρ_Φ подчиняется зависимости

$$\frac{\delta\rho_\Phi}{\rho_\Phi} = \frac{\delta V}{V}, \quad (1)$$

где V — среднее паросодержание в активной зоне.

В работе [2] показано, что изменение расхода пара по сравнению со скоростью вариации объемного паросодер-

жания мало. Поэтому

$$\frac{d\delta V}{d\tau} = \frac{\delta Q_0 L_n}{\gamma_n r} + \frac{Q_0 \delta L_n}{\gamma_n r}. \quad (2)$$

Введя интегральное преобразование Лапласа, получим

$$s \delta V = \frac{\delta Q_0 L_n}{\gamma_n r} + \frac{Q_0 \delta L_n}{\gamma_n r}, \quad (3)$$

$$Q_0 = \frac{Q}{L_n + L_0}; \quad f(s) = \int_0^\infty f(\tau) e^{-s\tau} d\tau, \quad (4)$$

где Q — мощность реактора; γ_n — плотность пара; r — теплота парообразования; τ — время.

Изменение длины испарительного участка L_n в предположении постоянства плотности теплоносителя и энерго-

выделения на нем равно

$$\delta L_{II} = -\frac{\bar{q}L_0 G_0}{q(L_0) \gamma_B L_0 s} \left[1 - \exp\left(-\frac{\gamma_0 L_0}{G_0} s\right) \right] \times \left(\frac{\delta q}{q} - \frac{\delta G_0}{G_0} \right); \bar{q} = \frac{1}{L_0} \int_0^{L_0} q dz, \quad (5)$$

где q — энергораспределение по высоте активной зоны; γ_B — плотность воды.

Вариация удельного расхода теплоносителя $\delta G_0/G_0$ вычислена в работе [2] (оттуда же взяты и обозначения):

$$\frac{\delta G_0}{G_0} = \frac{\gamma_B \delta V}{G} \left(\frac{v}{s + \mu} + \frac{s Z_e}{Z_i - Z_e} \right). \quad (6)$$

При переходе от вариации теплового потока в теплоноситель к мощности реактора необходимо учесть запаздывание в топливе τ_T , оболочке твэла $\tau_{об}$ и в теплопередаче от твэла к теплоносителю τ_e , т. е.

$$\frac{\delta Q}{Q} = \frac{\delta q}{q} (1 + s\tau_T) (1 + s\tau_{об}) (1 + s\tau_e). \quad (7)$$

Полное изменение реактивности складывается из вариаций, обусловленных изменением паросодержания $\delta \rho_Q$ и температуры топлива $\delta \rho_Q$:

$$\delta \rho = \rho_\Phi \frac{\delta V}{V} + \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q} Q \frac{\delta Q}{Q} \frac{1}{1 + s\tau_T}. \quad (8)$$

Объединив выражения (3), (5), (6)–(8) и используя уравнение передаточной функции для реактора нулевой мощности

$$\frac{\delta \rho}{\beta} = F(s) \frac{\delta Q}{Q}, \quad (9)$$

получим

$$\frac{1}{\beta} \left\{ \frac{\rho_\Phi}{V} \frac{Q_0 L_{II}}{r \gamma_n} \left[1 - \frac{\bar{q}}{q(L_0)} \frac{G_0}{\gamma_B L_{II} s} \left(1 - e^{-\frac{\gamma_B L_0 s}{G_0}} \right) \right] (1 + s\tau_T) - \frac{Q_0 L_{II}}{Gr} \frac{\gamma_B}{\gamma_n} \frac{\bar{q}}{q(L_0)} \frac{G_0}{\gamma_B L_{II} s} \left(\frac{v}{s + \mu} + \frac{s Z_e}{Z_i - Z_e} \right) \right\} \times \frac{(1 + s\tau_{об}) (1 + s\tau_e)^{-1}}{\left(1 - e^{-\frac{\gamma_B L_0 s}{G_0}} \right)} + Q \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q} \frac{1}{1 + s\tau_T} = F(s). \quad (10)$$

Уравнение (10) совместно с условием

$$\operatorname{Re} S < 0 \quad (11)$$

определяет область устойчивой работы кипящего реактора. Аналитическое рассмотрение выражений (10) и (11) достаточно сложно. Практические результаты могут быть получены с помощью численных методов, например, метода D-разбиений.

В большинстве случаев недогрев теплоносителя на входе в активную зону кипящего реактора мал, а кипение (с учетом поверхностного) происходит по всей длине активной зоны

$$L_0 = 0. \quad (12)$$

Частота колебаний лежит обычно в диапазоне от половины до нескольких герц. Следовательно, без большой погрешности

$$F(s) \approx 1. \quad (13)$$

Принимая во внимание уравнения (12) и (13) и используя условие Гурвица, получим следующее условие устойчивой работы реактора

$$-\frac{\rho_\Phi Q_0 L_{II}}{\beta \gamma_n r V} < \left(-\frac{Q}{\beta} \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q} \right) \times \left\{ \frac{\tau_e + \tau_T + \tau_{об} - (\tau_{об} + \tau_e) \frac{Q}{\beta} \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q}}{\tau_{об} \tau_T + \tau_e \tau_T + \tau_e \tau_{об} - \tau_{об} \tau_e \frac{Q}{\beta} \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q}} - \frac{\tau_T \tau_{об} \tau_e \left(1 - \frac{Q}{\beta} \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q} \right)}{\left(\tau_{об} \tau_T + \tau_e \tau_T + \tau_e \tau_{об} - \tau_{об} \tau_e \frac{Q}{\beta} \frac{\partial \rho_Q}{\partial Q} \right)^2} \right\}. \quad (14)$$

Применение этого условия для реактора EBVR [3] дало $-\rho_\Phi < 0,046$. Из опыта эксплуатации получено $-\rho_\Phi < 0,048$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
2. Зиви С., Райс Р. — В кн.: Кинетика и регулирование ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1967, с. 187.
3. Крамер Э. Ядерные реакторы с кипящей водой. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

Поступило в Редакцию 28.07.80