

В более общем случае, когда $p(t)$ — неубывающая функция времени, справедливо неравенство

$$n_i \geq \frac{\lambda_i}{p + \lambda_i} n. \quad (3)$$

С помощью выражения (2) приводим уравнения (1) к виду

$$\frac{dn}{dt} = pn; \quad vt - k_0 + \frac{s}{n} = G(p) = lp + \sum_{i=1}^6 \beta_i \frac{p}{p + \lambda_i}.$$

Умножив второе из равенств на dp/dt и проинтегрировав, получим

$$\int_0^p G(p) dp = (vt - k_0 + \frac{s}{n}) p - v \ln \frac{n}{n_0} + \int_0^p \frac{sp^2}{n} dt.$$

Далее, исключив $vt - k_0 + \frac{s}{n}$, выведем неравенство

$$v \ln \frac{n}{n_0} \geq pG(p) - \int_0^p G(p') dp' = l \frac{p^2}{2} + \sum_{i=1}^6 \beta_i \lambda_i \left(\ln \frac{p + \lambda_i}{\lambda_i} - \frac{p}{p + \lambda_i} \right). \quad (4)$$

Выражение (4) получено в пренебрежении $\int_0^t (sp^2/n) dt$.

Если же вместо равенства (2) воспользоваться неравенством (3), то из уравнений (1) следуют дифференциальные неравенства

$$G(p) \geq vt - k_0 + \frac{s}{n}; \quad \frac{dn}{dt} = pn. \quad (5)$$

С другой стороны, при $n_i/n = w_i$ из уравнений (1) получим

$$lp = vt - k_0 + \sum_{i=1}^6 \beta_i (w_i - 1) + s/n. \quad (6)$$

Дифференцируя это соотношение по времени, находим

$$l\dot{p} = v + \sum_{i=1}^6 \beta_i \lambda_i (1 - w_i) - p \sum \beta_i w_i - \frac{s}{n} p.$$

Отсюда с помощью выражений (6) и (3) определяем, что

$$0 \leq l \frac{dp}{dt} \leq v - pG(p) + p[vt - k_0]. \quad (7)$$

Затем аналогично выводу неравенства (4) получаем

$$v \left(1 + \ln \frac{n}{n_0} \right) \geq \frac{lp^2}{2} + \sum_{i=1}^6 \beta_i \lambda_i \left(\ln \frac{p + \lambda_i}{\lambda_i} - \frac{p}{p + \lambda_i} \right) + \frac{sp}{n}. \quad (8)$$

Последнее неравенство в отличие от (4) справедливо независимо от предположения о медленном изменении p во времени. При малых v и $n \gg n_0$ оба неравенства практически совпадают. Неравенства (4) или (8) дают верхнюю оценку обратного периода разгона в момент достижения плотности нейтронов n . Для малых v и p неравенство (4) принимает вид

$$\frac{\beta T_{\text{эКВ}} p^2}{2v} \leq \ln \frac{n}{n_0}, \quad \beta T_{\text{эКВ}} = l + \sum_{i=1}^6 \beta_i / \lambda_i.$$

Решение уравнений кинетики при известном законе роста реактивности рассмотрено в работе [3]. В отличие от этой работы нами получены явные зависимости обратного периода разгона реактора от интенсивности источника нейтронов, начального и контролируемого уровней мощности, скорости введения реактивности и начальной подкритичности. Полученные формулы позволяют легко оценить допустимую скорость введения реактивности с учетом неопределенности начальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шульц М. А. Регулирование энергетических ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
2. Клипп Д. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1967.
3. Шепеленко А. А. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 192.

Поступило в Редакцию 15.07.80

УДК 539.125.516.4

Средние сечения взаимодействия нуклидов с мгновенными нейтронами деления

СТАРОСТОВ Б. И., КУДРЯШОВ Л. Н.

Для расчетов физических характеристик реакторов и решения некоторых других задач ядерной технологии важны данные о сечениях деления и пороговых реакций, усредненных по спектрам мгновенных нейтронов деления. В настоящей работе использованы энергетические зависимости сечений [1—3], новые оцененные данные о спектрах мгновенных нейтронов деления ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf [4] для расчета средних сечений взаимодействия ряда нуклидов с нейтронами деления, а также проведено их сравнение с экспериментальными результатами работ [5—13] и указаны рекомендуемые средние сечения.

Средние сечения рассчитывали по формуле

$$\bar{\sigma} = \int_0^{\infty} \sigma(E) n(E) dE / \int_0^{\infty} n(E) dE,$$

где $\sigma(E)$ — сечение взаимодействия нуклида с нейтронами энергией E ; $n(E)$ — спектр мгновенных нейтронов деления. Численное интегрирование выполняли методом трапеций в области 0,0001—20 МэВ. Предполагали, что спектры в области 0,0001—0,01 МэВ описываются максвелловскими распределениями, а в области 10—20 МэВ экстра-

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 ** 1226 **	1799 1798	1320 1314	302 295	0,676 0,672	4,42 4,29	183,9 179	1,07 1,07	12,4 12,5
$^{238}\text{Pu} + n_T$	1204 1222	1805 1806	1350 1350	317 317	0,791 0,791	5,03 5,03	190 190	1,26 1,26	15 15,8
^{252}Cf	1204 1224	1805 1806	1342 1342	317 316,4	1,01 1,02	5,47 5,47	—	1,5 1,52	15 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. Абаган 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 P. 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 [4]. 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 вариация парового эффекта реактивности ρ_f подчиняется зависимости

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

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

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

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-