

Некоторые характеристики органов СУЗ

Орган СУЗ	$\rho, \beta_{эф}$	$d\rho/dl, \beta_{эф}/мм$	$\alpha_{лин} = \frac{\Delta\rho_{лин}}{\rho}$	$\alpha = \frac{l_1}{l}$	$\alpha_{п} = \frac{\rho_{п}}{\rho}$
ЖМР	$0,56 \pm 0,03$	$0,130 \pm 0,01$	0,71	0	0,68
АР	$0,69 \pm 0,04$	$0,002 \pm 0,0002$	0,50	0,34	0,88
КО1	$3,02 \pm 0,18$	$0,010 \pm 0,001$	0,40	0,38	0,22
КО2	$2,72 \pm 0,16$	$0,008 \pm 0,0008$	0,48	0,35	0,23
ПЦ	$1,20 \pm 0,07$	$(0,013 \pm 0,001) \beta_{эф}/град$	0,39	0,53	2,25
ТО	$0,45 \pm 0,03$	$0,010 \pm 0,001$	0,67	0,75	0

ки ТО изучали при изменении толщины слоя воды от 76 до 88 см от центра активной зоны (средняя высота слоя урана в ТВС 580 мм [3]). Результаты исследования органов СУЗ приведены в таблице. Одним из показателей качества органов СУЗ является отношение линейного участка эффективности $\Delta\rho_{лин}$ к полной эффективности ρ органа, т. е. $\alpha_{лин} = \Delta\rho_{лин}/\rho$. Особое значение $\alpha_{лин}$ имеет при разработке автоматического регулятора, когда наиболее важно, чтобы эта величина была близка к единице.

Как показал эксперимент, линейное изменение реактивности регулятором ЖМР достигается практически сразу после включения привода (рис. 2). Это свойство целесообразно использовать в системах аварийной защиты, где ввод отрицательной реактивности с самого начала должен происходить с максимальной скоростью.

Для количественной оценки этого свойства можно использовать отношение $\alpha = l_1/l$, где l_1 — перемещение органа для достижения максимальной дифференциальной эффективности $d\rho/dl$; l — полное перемещение.

Известно, что потери реактивности ($\rho_{п}$) из-за органов СУЗ обусловлены непроизводительным поглощением нейтронов конструктивными элементами органа СУЗ. Эти потери могут быть охарактеризованы отношением $\rho_{п}$ к полной эффективности органа ρ , т. е. $\alpha_{п} = \rho_{п}/\rho$. Для регулятора ЖМР $\alpha_{п}$ складывается из потерь нейтронов, вызванных некоторым изменением состава отражателя и поглощением их в конструкционных материалах ($0,22 \pm 0,02$) $\beta_{эф}$, а также из поглощения нейтронов в вытеснителе — расплаве GaSn ($0,15 \pm 0,02$) $\beta_{эф}$ и в тонкой пленке расплава InGaSn ($0,01 \pm 0,001$) $\beta_{эф}$, прилипшей к стенкам конструкционных материалов органа

регулирования. Для стержня, расположенного, как правило, в активной зоне, $\alpha_{п}$ определяется суммарными потерями нейтронов, связанными с удалением центрального твэла и замедлителя нейтронов (воды). Относительно большое $\alpha_{п}$ (см. таблицу) характерно для ПЦ, что в основном обусловлено конструктивными материалами, в частности, нержавеющей сталью. При регулировании отражателем потери реактивности практически отсутствуют, т. е. $\alpha_{п} = 0$.

На основании результатов экспериментов можно отметить, что основные характеристики ЖМР соответствуют характеристикам других регуляторов, а некоторые из них, в частности, линейность кривой изменения реактивности и быстрое действие начального ввода реактивности в реактор, значительно лучше.

Представленная методика сравнения различных типов регуляторов достаточно точно отражает качественную связь их параметров на критической сборке и может быть использована также для других реакторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Платацис Э. Я. и др. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 5, с. 358.
2. Емельянов И. Я., Ионайтис Р. Р., Рабичев В. А. — Атомная техника за рубежом, 1976, № 11, с. 3.
3. Томсонс Э. Я. и др. — Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 5, с. 420.
4. Красин А. К. и др. — Атомная энергия, 1969, т. 27, вып. 5, с. 386.

Поступило в Редакцию 10.07.80

УДК 621.039.512

Оценка периода разгона реактора при линейной зависимости реактивности от времени

САБАЕВ Е. Ф.

При выводе реактора на эксплуатационный режим из полностью заглушенного состояния плотность нейтронов меняется на несколько порядков, а начальные подкритичность и мощность обычно не контролируются [1, 2]. В связи с этим представляет интерес оценка зависимости периода разгона реактора при достижении некоторого контролируемого состояния от скорости введения реактивности, начальной подкритичности и мощности источника. Вывод реактора на эксплуатационный режим опишем уравнениями

$$l \frac{dn}{dt} = n [vt - k_0] + \sum_{i=1}^6 \beta_i (n_i - n) + s; \quad (1)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = -\lambda_i [n_i - n]; \quad i = 1, 2, \dots, 6.$$

Здесь n — относительная плотность нейтронов; n_i — относительная плотность излучателей запаздывающих нейтронов; $vt - k_0$ — реактивность; k_0 — начальная подкритичность; v — скорость введения реактивности; l, β_i, λ_i — положительные постоянные. Предположим, что интервал времени между введением источника нейтронов интенсивностью s и началом движения регулирующих стержней достаточен для установления равновесия, так что в момент $t = 0$ будут справедливы следующие начальные условия: $n = n_i = n_0$, причем $n_0 = s/k_0$. Обозначим $p = \frac{dn}{dt}/n$ обратный период разгона реактора. Если p мало изменяется за время $1/\lambda_i$, то

$$n_i = \frac{\lambda_i}{p + \lambda_i} n. \quad (2)$$

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

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

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

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

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. Кливин 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-