

ошибки эксперимента, определяемой погрешностью измерения тепловой мощности реактора. Зависимость чувствительности системы ДПЗ $i_{\text{ср}}/W$ (где $i_{\text{ср}}$ — средний ток ДПЗ; W — мощность реактора) от числа эффективных суток работы реактора представлена на рис. 2. Чувствительность системы ДПЗ остается постоянной в течение 320 эфф. сут работы реактора, что связано, по-видимому, с тем, что выгорание ДПЗ компенсируется уменьшением содержания бора в теплоносителе и выгоранием топлива. Разброс экспериментальных точек ($\pm 6\%$) находится в пределах погрешности определения мощности реактора оперативным персоналом.

Определение чувствительности КНИ как датчика мощности кассеты, в которой он установлен, осложняется двумя факторами: невозможностью измерить теплотехнически мощность кассеты и, вероятно, разной чувствительностью КНИ в зависимости от обогащения и выгорания урана. Поэтому за тепловую мощность кассеты принималась величина, полученная по среднему подогреву теплоносителя в ближайших кассетах.

Интерполяция значений подогрева теплоносителя на кассеты, окружающие их с КНИ и имеющие температурный контроль, показала, что расхождение между измеренными и интерполированными значениями не превышает $\pm 10\%$ при усреднении по трем-четырем кассетам. На рис. 3 дана зависимость отношения среднего тока ДПЗ в КНИ к подогреву теплоносителя в кассете, который пропорционален ее мощности, от эффективного времени работы реактора.

Из рис. 3 следует, что чувствительность КНИ как датчика мощности кассеты остается постоянной в течение кампании реактора. Разброс экспериментальных точек составляет $\pm 12\%$ (для разных КНИ для одного времени измерения не превышает $\pm 5\%$) и находится в пределах погрешности измерения. Можно считать, что общий разброс в показаниях связан со случайными погрешностями измерения и с возможным изменением расхода теплоносителя через кассету во времени.

Средние значения $i_{\text{ср}}/\Delta t$, где Δt — средний подогрев теплоносителя в кассете для всех ячеек совпадает с погрешностью $\pm 0,6\%$, что позволяет предположить, что чувствительность КНИ как датчика мощности касс

сеты не зависит от обогащения урана (в интервале 2,4—3,6%) и его выгорания (количество шлаков 8,2—13,3 кг). Это связано, по-видимому, с тем, что КНИ находится практически вне воздействия внешнего блок-эффекта твэла.

Таким образом, внутриреакторная система контроля мощности позволяет измерять общую мощность реактора и распределение ее по активной зоне.

Точность измерения абсолютной мощности реактора определяется погрешностью градуировки системы, которая, в основном, определяется измерением тепловой мощности реактора и составляет $\pm 4\%$. Погрешность относительного измерения мощности определяется погрешностью измерения токов ДПЗ, а также неточностями, связанными с фоновым током детекторов, и может быть доведена до $\pm 1-1,5\%$. Во всех случаях рассматривается максимально допустимая погрешность измерения.

Возможные небольшие изменения абсолютной чувствительности системы в процессе кампании могут быть легко учтены при периодическом проведении тепловых балансов реакторов.

Погрешность относительного измерения мощности кассеты складывается из погрешности измерения тока ДПЗ (с учетом фонового тока), неидентичности детекторов, расположения их в КНИ, неидентичности кассет и составляет 2—3%.

Поступило в Редакцию 17/XII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубовский Б. Г., Евсеев А. Я., Ежов В. В. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 3, с. 171.
2. Фурсов В. В., Березовец А. М. В сб.: Десятилетний опыт эксплуатации Нововоронежской АЭС. Нововоронеж, 1974, с. 144.
3. Овчинников Ф. Я., Воронин Л. М., Самойлов С. Н. Эксплуатация реакторных установок Нововоронежской АЭС. М., Атомиздат, 1972.
4. Детекторы прямого заряда. Технические условия. ТУ16-538, 243-74.

УДК 621.039.517

Тепловыделение и сечение захвата осколков в тепловых реакторах

НЕМИРОВСКИЙ П. Э., ЧЕПУРНОВ В. А.

Настоящая работа посвящена определению концентрации осколков, образующихся в тепловом реакторе при делении ^{235}U и Pu . Для этого составлена программа ОСА, которая помимо концентрации осколков рассчитывает обусловленное ими тепловыделение и их сечение поглощения.

Концентрации урана и плутония описываются уравнениями

$$\frac{dN_5}{dt} = -\Phi_0 \langle \sigma_a^5 \rangle N_5(t);$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_9}{dt} = & -\Phi_0 \langle \sigma_a^9 \rangle N_9(t) + \Phi_0 \langle \sigma_f^8 \rangle N_8(t) + \\ & + (1-\Phi) \Phi_0 \sum_{\tau} v^{\tau} \sigma_a^{\tau} N_{\tau}(t), \end{aligned}$$

где индексы 5, 8 и 9 относятся к ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu соответственно. Для других нуклидов

$$\frac{dN_i}{dt} = -\Phi_0 \langle \sigma_a^i \rangle N_i(t) + \Phi_0 \langle \sigma_f^{i-1} \rangle N_{i-1}(t) - \lambda_i N_i(t),$$

где Φ_0 — поток тепловых нейтронов; λ — постоянная радиоактивного распада; $\langle \sigma_{\mu}^i \rangle = \bar{\sigma}_{\mu}^i + R_{\mu}^i$ — эффективное сечение с учетом процессов в надтепловой области энергий; μ — индекс процесса; φ — вероятность избежать резонансного захвата в ^{238}U ; ν^{τ} — число вторичных нейтронов на одно поглощение делящимся нуклидом τ .

Уравнения для концентрации осколков имеют вид

$$\frac{dN_j(t)}{dt} = \sum_{\tau} \gamma_{\tau}^j \langle \sigma_{\tau}^j \rangle \Phi_0 N_{\tau}(t) + \lambda_{j''} N_j(t) + \langle \sigma_{\tau}^{j'} \rangle \Phi_0 N_j(t) - [\langle \sigma_{\alpha}^j \rangle \Phi_0 + \lambda_j] N_j(t),$$

где γ_{τ}^j — выход j -го нуклида при делении нуклида τ ; $\langle \sigma_{\mu}^j \rangle = \bar{\sigma}_{\mu}^j + \alpha J_{\mu}^j$; α — коэффициент жесткости; J_{μ}^j — полный резонансный интеграл; $\lambda_{j''}$ — постоянная радиоактивного распада j'' -го нуклида, при котором образуется нуклид j . Резонансное поглощение осколков учитывалось при условии $I_j \geq \bar{\sigma}_j$ (см. таблицу). Тепловые сечения взяты из работы [1].

Полные резонансные интегралы осколков

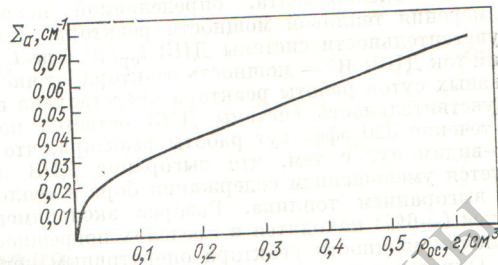
Нук- лид	$I, \text{б}$	Нук- лид	$I, \text{б}$	Нук- лид	$I, \text{б}$	Нук- лид	$I, \text{б}$
^{95}Mo	106	^{129}I	55	^{145}Nd	140	^{152}Sm	3100
^{103}Rh	656	^{133}Cs	370	^{147}Pm	3270	^{153}Sm	1420
^{109}Ag	1910	^{143}Nd	140	^{147}Sm	570		

В программе ОСА учитываются осколки от ^{235}U до ^{158}Gd , кроме ^{135}Xe , который всегда рассматривается отдельно. Нуклиды с выходом менее 0,01% при делении ^{235}U и Pu не включены в расчет. Радиоактивные осколки с $T_{1/2} \leq 8$ сут учитываются только продуктами их распада. Программой рассчитывается суммарное макроскопическое сечение поглощения нейтронов:

$$\Sigma_a = \sum_j \rho_j(t) \langle \sigma_a^j \rangle,$$

необходимое для определения коэффициента использования тепловых нейтронов. На рисунке показана зависимость Σ_a от суммарной концентрации осколков для реактора на природном уране при температуре нейтронов 0,053 эВ. Для пары осколков $\sigma_a \approx 46 \text{ б}$, что соответствует закону $1/v$.

Программой рассчитывается также энергия, выделяющаяся при β -распаде осколков в зависимости от времени выдержки после прекращения облучения. Это время превышает 2—3 недели, так как короткоживущие изотопы не учитываются. Характеристики радиоактивных осколков взяты из работы [2]. В трех цепочках учтены изомерные состояния ^{95}Nb , ^{125}Te и ^{127}Te . В ^{129}Te распад основного состояния (69 мин) прини-



Зависимость полного сечения осколков от их суммарной концентрации

мался мгновенным. При расчете энергосодержания в изотопах плутония учтена энергия α - и β -распадов.

Обычно считается, что средняя кинетическая энергия $\bar{\epsilon}$ β -электронов равна $1/3$ их максимальной энергии ϵ_0 . Однако такое предположение неверно. Для разрешенных β -распадов энергетический спектр электронов, как известно, имеет следующий вид:

$$W(E) dE \approx E^2 (E_0 - E)^2 dE \text{ при } E_0 \gg 1;$$

$$W(E) dE \approx \sqrt{E-1} (E_0 - E)^2 dE \text{ при } E_0 - 1 < 1,$$

где E_0 — полная максимальная энергия электрона. При $E_0 = 1,2; 2,0; 3,0$ и $5,0 \text{ м.э.}$ $\bar{\epsilon}/\epsilon_0 = 0,343; 0,373; 0,397$ и $0,427$ соответственно. Отсюда следует, что $\bar{\epsilon} = 1/3 \epsilon_0$ — лишь нижний предел для разрешенного β -распада, тогда как среди β -электронов осколков имеется значительная доля с $E_0 \geq 2$.

Среди распадов осколков довольно много β -распадов первого запрета [3]. Рассмотрение спектров электронов для этих переходов показывает, что для них $\bar{\epsilon}/\epsilon_0$ мало зависит от E_0 и близко к 0,435, что на 30% больше обычно принимаемого значения 0,333. Далее учитывалось, что β -распад осуществляется по различным ветвям, среди которых есть разрешенные и запрещенные. Таким образом, энергия электрона усреднялась по конкретному спектру каждого β -активного осколка. По средней энергии и рассчитывалось полное тепловыделение от β - и γ -излучения осколков.

Приведем результаты расчета тепловыделения осколков деления для реактора «Дрезден». По истечении 300 сут работы твэлы были извлечены из реактора. После 60 сут выдержки их β -, γ -активность составила по $\sim 0,4 \text{ кал/(с.г.)}$. Если принять, что все β -распады разрешенные и низкоэнергетические, то их β -активность составила бы $0,3 \text{ кал/(с.г.)}$.

Поступило в Редакцию 19/XII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neutron Cross Sections. V. 1. BNL-325. N.Y., 1973.
2. Leederer C., Holander J., Perlman I. Tables of Isotopes. N.Y., 1967.
3. Зырянова Л. Н. Уникальные бета-переходы. М., Изд-во АН СССР, 1960.