

## ПОВЫШЕНИЕ ЗАПАСА РЕАКТИВНОСТИ БЫСТРОГО РЕАКТОРА ПОСЛЕ ОСТАНОВКИ И СОВМЕСТИМОСТЬ С ВНУТРЕННЕЙ БЕЗОПАСНОСТЬЮ

Приводится анализ значений дополнительной реактивности, возникающей в реакторе на быстрых нейтронах после его остановки. Современные проекты перспективных ядерных реакторов опираются на реализацию внутренней безопасности реактора, при этом ключевым требованием является удержание максимального запаса реактивности ниже доли запаздывающих нейтронов и исключение возможности разгона на мгновенных нейтронах. Показана зависимость между плотностью энерговыделения в реакторе и возникающим увеличением реактивности после остановки. Указан предел, при котором данное значение достигает доли запаздывающих нейтронов и, следовательно, реакторная установка становится несовместимой с требованиями внутренней безопасности.

*Ключевые слова:* запас реактивности, непутиевый эффект реактивности, внутренняя безопасность.

### Введение

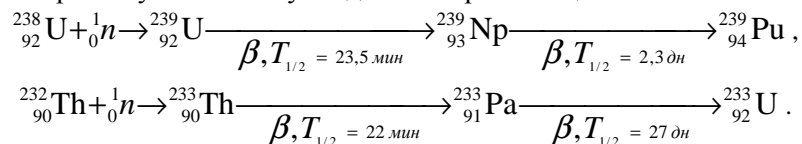
Полномасштабное развитие ядерной энергетики напрямую зависит от повышения уровня безопасности ядерных реакторных установок и всего ядерного топливного цикла. В перспективных ядерных реакторах все чаще предпринимаются попытки достижения внутренней безопасности, т.е. создание реактора, в котором авария гасится не усилиями внешних систем управления и защиты, а автоматически в силу заложенных в него физических причин. Должна быть исключена эвакуация населения при любых внутренних и внешних авариях, включая терроризм. Ключевым свойством таких реакторных систем является требование, чтобы максимальный запас реактивности в реакторе был меньше доли запаздывающих нейтронов  $\beta$ . Реализация данного требования в промышленных реакторных установках возможна только при работе реактора с коэффициентом воспроизводства (КВ) актиноидов, близким к единице. В реакторе с КВ, близким к единице, выгорание топлива компенсируется наработкой вторичного ядерного топлива, реактивность в процессе кампании меняется незначительно. При изначально малом запасе реактивности открывается возможность для удержания запаса реактивности меньше доли запаздывающих нейтронов в течение всей кампании реактора. Компенсация выгорания наработкой вторичного топлива может быть реализована как для однозонных систем, находящихся около равновесного состояния, так и для систем с несколькими зонами, в которых уменьшение реактивности в одних зонах компенсируется увеличением в других зонах. Первый вариант реализуется в реакторе [1, 2], все твэлы в данном реакторе изначально имеют одинаковый состав с содержанием актиноидов, близким к равновесному. Средний коэффициент воспроизводства за кампанию лежит в пределах  $1,05 \div 1,07$  в зависимости от радиального расположения твэла [1, 3], оперативный запас реактивности  $\Delta\rho_{on} = 1,0 \cdot 10^{-3}$ , в пределах микрокампании изменение реактивности имеет вид параболы с максимальным выбегом реактивности  $\Delta\rho_{\text{выб}} = 8,0 \cdot 10^{-4}$ , эффективная доля запаздывающих нейтронов  $\beta_{\text{эф}} = 3,64 \cdot 10^{-3}$  [3].

Вариант с многозонной схемой реактора, в котором обеспечивается интегральное приближенное равенство  $\text{КВ} \approx 1$ , имеет большее число возможных реализаций. В проекте [4] зона выгорания окружена бланкетами  $^{238}\text{U}$  как в радиальном, так и аксиальном направлениях. Согласно результатам расчетов [5], изменение эффективного коэффициента размножения нейтронов  $k_{\text{эф}}$  в процессе кампании находится в пределах  $1,0038 \div 1,0093$ . Данные расчеты выполнены в рамках проведения benchmark тестов МАГАТЭ, результаты других организаций дают иное поведение изменения  $k_{\text{эф}}$  в процессе реакторной кампании. В работе [6] проведено сравнение результатов различных расчетов, из которого можно сделать вывод, что для сложных многозонных систем с  $\text{КВ} \approx 1$  точность расчетных кодов не позволяет делать однозначных выводов об эволюции  $k_{\text{эф}}$  с точностью превышающей  $\beta$ .

Другим примером быстрого реактора с интегральным значением  $KB \approx 1$  и полностью скомпенсированными изменениями реактивности является реактор на бегущей волне ядерного горения [7 - 10]. В волновом реакторе происходит постепенное «перетекание» реактивности из зоны с повышенным обогащением в зону с сырьевым материалом. Важным условием для распространения самоподдерживающейся волны горения является возможность достижения в сырьевом материале критической концентрации делящихся актиноидов. В формулировке, предложенной Феокистовым, критическая концентрация должна быть меньше равновесной. В последнее время ведется активное исследование различных аспектов волнового реактора [11]. Рассмотрим некоторые особенности упрощенного плутониевого топливного цикла с одним делящимся актиноидом  $^{239}\text{Pu}$ . В каждом элементе объема концентрация  $^{239}\text{Pu}$  стремится к своей равновесной концентрации, однако как и в любой реакторной системе, интегральная концентрация делящегося вещества не может существенно и длительное время превышать его интегральную критическую концентрацию. По мере того как элемент объема реактора достигает и переходит через локальное критическое состояние, увеличивается его отдача нейтронов в подкритические области. Зона горения расширяется и автоматически занимает такое пространственное распределение, в котором интегральный коэффициент размножения равен в точности единице. В дальнейшем происходит распространение зоны ядерного горения в направлении сырьевого материала с постоянным автоматическим поддержанием критичности всей системы.

Нелинейные процессы формирования и распространения волны ядерного горения очень сложны для исследования. Более того, даже для относительно простой по сравнению с волновым реактором системы РБЕЦ-М результаты численного моделирования не дают удовлетворительной точности в исследовании эволюции коэффициента размножения реактора. Подобные сложности приводят к тому, что не были исследованы дополнительные эффекты реактивности, такие как мощностной, температурный, пустотный и т.д., как для волнового реактора, так и для многих других предлагаемых систем, в которых малые изменения реактивности важны на фоне малого оперативного запаса реактивности или вообще без такового.

В данной работе рассматривается увеличение реактивности после остановки быстрого реактора. В плутониевом топливном цикле после захвата нейтрона ядром  $^{238}\text{U}$  образуются нуклиды  $^{239}\text{U}$  и  $^{239}\text{Np}$ , последовательно испытывающие бета-распад с конечным переходом в ядро  $^{239}\text{Pu}$ . Аналогично  $^{233}\text{Th}$  и  $^{233}\text{Pa}$  являются промежуточными нуклидами в ториевом цикле:



При работе реактора на определенной мощности промежуточные нуклиды достигают своего равновесного состояния и их наработка из  $^{238}\text{U}$ , компенсируется распадом в  $^{239}\text{Pu}$ . В случае остановки реактора процессы захвата нейтронов ядром  $^{238}\text{U}$  и деления  $^{239}\text{Pu}$  прекращаются, но продолжается бета-распад промежуточных нуклидов с постепенным увеличением концентрации  $^{239}\text{Pu}$ . За длительное время после остановки реактора, определяемое временем жизни  $^{239}\text{Np}$ , практически все ядра  $^{239}\text{Np}$  испытают распад и соответственно столько же накопится дополнительного  $^{239}\text{Pu}$ . Чем больше время жизни промежуточного нуклида, тем больше его концентрация в равновесном режиме и соответственно тем большим будет накопление дополнительной реактивности. Таким образом, ториевый цикл дает на порядок большее увеличение реактивности.

Изменение реактивности за счет запаздывания распада  $^{239}\text{Np}$ , нептуниевый эффект реактивности, является важным в физике быстрых реакторов и вносит свой вклад при любых изменениях мощности реактора. Однако в быстрых реакторах работающих при большом оперативном запасе реактивности нептуниевый эффект имеет не принципиальное значение. Ситуация существенно меняется для систем работающих с условием  $\Delta\rho_{on} \ll \beta$ , являющимся ключевым для реакторов с внутренней безопасностью. В этом случае нептуниевый эффект реактивности  $\Delta\rho_{Np}$  сравним с оперативным запасом реактивности и является принципиальным для всей конструкции реактора и в ряде случаев может иметь ключевое значение для обеспечения безопасности. Данное утверждение можно проиллюстрировать на примере саморегулирующегося волнового реактора с аварийным управлением стержнями. В случае быстрой остановки волнового реактора путем введения отрицательной реактивности системами управления и защиты, т.е. опускания стержней, через некоторое время в реакторе накопится дополнительное количество плутония. Если после этого стержни по каким-либо причинам будут извлечены в свое первоначальное положение, то в реакторе реализуется значительная надкритичность.

В случае  $\Delta\rho_{Nr} \approx \beta$ , ни о какой внутренней безопасности такой системы не может быть и речи, как бы хорошо она ни саморегулировалась на рабочем режиме. С точки зрения безопасности такая система не лучше обычного реактора с изначально проектируемым  $\Delta\rho_{on} \geq \beta$ .

### Приближенная аналитическая оценка

Проведем приближительную оценку величины добавочной реактивности, возникающей после остановки реактора.

В общем виде систему кинетических уравнений для нуклидов можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = & \sum_j \gamma_{ji} \sigma_f^j n_j(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) + \sigma_c^{i-1} n_{i-1}(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) + \sum_l \lambda_l n_l(\vec{r}, t) - \\ & - \sigma_f^i n_i(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) - \sigma_c^i n_i(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) - \lambda_i n_i(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\varphi(\vec{r}, t)$  – плотность потока нейтронов;  $n_i(\vec{r}, t)$  – относительные концентрации нуклидов по отношению к начальной концентрации  ${}^{238}_{92}\text{U}$ ;  $\sum_j \gamma_{ji} \sigma_f^j n_j(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t)$  – вклад, соответствующий делению всех актиноидов  $n_j(\vec{r}, t)$ ;  $\gamma_{ji}$  – выход нуклида  $n_i(\vec{r}, t)$  в результате деления актиноида  $n_j(\vec{r}, t)$ ;  $\sigma_c^{i-1} n_{i-1}(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t)$  – образование нуклида  $n_i(\vec{r}, t)$  в результате радиационного захвата нейтрона нуклидом  $n_{i-1}(\vec{r}, t)$ ;  $\sum_l \lambda_l n_l(\vec{r}, t)$  – образование нуклида  $n_i(\vec{r}, t)$  в результате всех возможных типов распадов;  $\sigma_f^i n_i(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t)$  – вклад, соответствующий делению нуклида  $n_i(\vec{r}, t)$ ;  $\sigma_c^i n_i(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t)$  – вклад, соответствующий выгоранию нуклида  $n_i(\vec{r}, t)$  в результате всех типов реакций с захватом нейтрона ( $(n, \gamma)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ );  $\lambda_i n_i(\vec{r}, t)$  – радиоактивный распад нуклида  $n_i(\vec{r}, t)$ .

Определяющим для величины добавочной реактивности является относительная концентрация промежуточного нуклида на момент остановки. Согласно формуле (1) и с использованием константного обеспечения модуля Origen [12], кинетическое уравнение для  ${}^{239}\text{Nr}$  имеет вид

$$\frac{\partial {}^{239}_{93}n(\vec{r}, t)}{\partial t} = -3,40 \cdot 10^{-6} \cdot {}^{239}_{93}n - 1,188 \cdot {}^{239}_{93}n \varphi + 0,00049 \cdot {}^{239}_{92}n + 2,99 \cdot 10^{-12} \cdot {}^{243}_{95}n + 0,36 \cdot {}^{238}_{93}n \varphi \quad (2)$$

Вкладами образования  ${}^{239}\text{Nr}$  в реакции захвата нейтрона  ${}^{238}\text{Nr}$  и в результате распада  ${}^{243}\text{Am}$  можно пренебречь. Нуклид  ${}^{239}\text{U}$  является промежуточным в цепочке превращений  ${}^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow {}^{239}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{239}_{93}\text{Nr}$ , существующий единственный альтернативный канал с захватом нейтрона ядром  ${}^{239}\text{U}$  не вносит значительного вклада вследствие малого времени распада  ${}^{239}\text{U}$  и превалирования распадного канала. Таким образом, все реакции с захватом нейтрона  ${}^{238}\text{U}$  приводят к образованию  ${}^{239}\text{Nr}$ , однако сечение реакции захвата  $\sigma_{(n, \gamma)}^8$  составляет  $\approx 0,87 \sigma_a^8$ , при этом приходим к уравнению

$$\frac{\partial n_9(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sigma_c^8 n_8 \varphi - \sigma_a^9 n_9 \varphi - \frac{n_9}{\tau}, \quad (3)$$

где введены обозначения "8" и "9" для  ${}^{238}\text{U}$  и  ${}^{239}\text{Nr}$  соответственно;  $\tau$  – время жизни  ${}^{239}\text{Nr}$ .

Вкладом  $-\sigma_a^9 n_9 \varphi$  для определения равновесной концентрации  ${}^{239}\text{Nr}$  можно пренебречь, так как для потоков нейтронов в промышленных реакторах он на несколько порядков меньше распадного канала  $-\frac{n_9}{\tau}$ . Равновесную концентрацию  $\tilde{n}_9$  находим из условия  $\frac{\partial \tilde{n}_9(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0$  и уравнения (3)

$$\tilde{n}_9(\vec{r}, t) = \tau \sigma_c^8 n_8 \varphi, \quad (4)$$

где  $\sigma_c^8 n_8 \varphi$  представляет собой количество захватов нейтронов ядрами  ${}^{238}\text{U}$  в единице объема в секунду. Данную величину можно рассчитать, используя значения и оценки для каждого множителя в отдельности. Однако может быть удобней провести оценку данного множителя целиком. Введем величину  $\gamma$ , равную выгоранию  ${}^{238}\text{U}$  в год. В кинетическом уравнении (1) для  ${}^{238}\text{U}$  существенным являет-

ся только вклад соответствующий поглощению нейтронов  $\sigma_a^8 n_8 \varphi$ . При этом, как уже отмечалось выше, сечение захвата  $\sigma_c^8$  составляет приблизительно  $\sigma_c^8 \approx 0,87 \sigma_a^8$ , согласно константному обеспечению Origen для типового спектра нейтронов в быстром реакторе. Оставшуюся часть составляют реакции деления  $^{238}\text{U}$ .

Дальнейшее рассмотрение проведем для определенного элемента объема, в пределах которого пространственной зависимостью величин можно пренебречь.

Величину  $\gamma$  определим как

$$\gamma = -\frac{\partial n_8(t_{st})}{\partial t} \cdot 1 \text{ год} = \sigma_a^8 n_8(t_{st}) \varphi \cdot 1 \text{ год}. \quad (5)$$

Таким образом, величина  $\gamma$  представляет собой не интегральное по времени выгорание  $^{238}\text{U}$ , а выгорание в момент времени, предшествовавший остановке реактора  $t_{st}$ , умноженный на масштабный множитель времени в один год для удобства использования величины.

Для реакторов с  $\text{KB} \approx 1$  количество захватов нейтронов в сырьевом материале приближенно равно количеству делений, таким образом, величина  $\gamma$  может характеризовать также и энерговыделение в реакторе. С учетом  $\text{KB} \approx 1$  можно считать, что количество делящихся нуклидов не меняется в течение времени, в то же время их образование в долгосрочной перспективе идет исключительно за счет реакции захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ . Приближенно можно считать, что каждый акт поглощения нейтрона ядром  $^{238}\text{U}$  ведет к делению или непосредственно  $^{238}\text{U}$  или дочерних актиноидов. Данное утверждение выполняется с точностью выполнения условия  $\text{KB} \approx 1$ .

Совмещая уравнения (4) и (5) и представляя время жизни  $^{239}\text{Pu}$  в сутках, для равновесной концентрации  $^{239}\text{Pu}$  получим

$$\tilde{n}_9 = \frac{\sigma_c^8}{\sigma_a^8} \frac{\tau}{365} \gamma \approx 8,1 \cdot 10^{-3} \cdot \gamma. \quad (6)$$

Согласно формуле (1), уравнение для  $^{239}\text{Pu}$  имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^{239}n_{94}(\vec{r}, t)}{\partial t} = & -9,11 \cdot 10^{-13} \cdot ^{239}n_{94} + 3,40 \cdot 10^{-6} \cdot ^{239}n_{93} + 1,62 \cdot 10^{-5} \cdot ^{239}n_{95} + 7,69 \cdot 10^{-10} \cdot ^{243}n_{96} + \\ & + (-2,35 \cdot ^{239}n_{94} + 0,22 \cdot ^{238}n_{94} + 0,00051 \cdot ^{240}n_{94} + 5,9 \cdot 10^{-6} \cdot ^{241}n_{94}) \varphi \end{aligned} \quad (7)$$

Полное сечение поглощения  $\sigma_a^{Pu} = 2,35$  б. состоит из части с захватом нейтрона  $\sigma_{(n,\gamma)}^{Pu} = 0,50$  и деления  $\sigma_f^{Pu} = 1,85$ . После остановки реактора и соответственно  $\varphi = 0$  в уравнении (7) остаются распадающиеся вклады нуклидов  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Am}$ ,  $^{234}\text{Cm}$  и собственно  $^{239}\text{Pu}$ . Нуклиды  $^{243}\text{Cm}$  и  $^{239}\text{Pu}$  имеют очень большое время жизни и не вносят существенного вклада в уравнении (7), а нуклид  $^{239}\text{Am}$  практически не нарабатывается в реакторе. Соответственно, эволюция  $^{239}\text{Pu}$  при условии  $\varphi = 0$  полностью определяется распадом  $^{239}\text{Pu}$  и имеет вид

$$n_{Pu}(t) = n_{Pu}(0) + \tilde{n}_9 (1 - e^{-t/\tau}), \quad (8)$$

где введено обозначение " $Pu$ " для  $^{239}\text{Pu}$ , нулевой момент времени соответствует остановке реактора. Обозначим через  $T$  время, прошедшее после остановки реактора, в момент которого необходимо определить возникшую добавочную реактивность. В случае если время  $T$  достаточно большое по сравнению с  $\tau$ , например  $T = 5\tau$ , при котором распадается более 99 % ядер  $^{239}\text{Pu}$ , концентрация  $^{239}\text{Pu}$  будет приблизительно равна

$$n_{Pu}(T) \approx n_{Pu}(0) + \tilde{n}_9 \approx n_{Pu}(0) + 8,1 \cdot 10^{-3} \cdot \gamma. \quad (9)$$

В простейшем случае, когда критичность системы определяется только концентрацией  $^{239}\text{Pu}$ , из уравнения (9) можно сразу получить

$$\frac{n_{Pu}(T)}{n_{Pu}(0)} = \frac{n_{Pu}(0) + \tilde{n}_9}{n_{Pu}(0)} \approx 1 + 8,1 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\gamma}{n_{Pu}(0)}. \quad (10)$$

Коэффициент размножения нейтронов равен

$$k = \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a}, \quad \Sigma_f = \sum_i \sigma_f^i n_i, \quad \Sigma_a = \sum_i \sigma_a^i n_i. \quad (11)$$

Отношение коэффициента размножения через длительное время после остановки к коэффициенту размножения в момент остановки равно

$$\frac{k(T)}{k(0)} = \frac{\Sigma_f(T)}{\Sigma_f(0)} \left( \frac{\Sigma_a(T)}{\Sigma_a(0)} \right)^{-1} = \left( 1 + \frac{\Delta \Sigma_f}{\Sigma_f(0)} \right) \left( 1 + \frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a(0)} \right)^{-1}, \quad (12)$$

где введены величины  $\Delta \Sigma_{a,f} = \Sigma_{a,f}(T) - \Sigma_{a,f}(0)$  для сечений поглощения и деления. Естественно ожидать, что после остановки реактора изменения  $\Sigma_f$  и  $\Sigma_a$  будут незначительные, такие, что будут

выполняться условия  $\frac{\Delta \Sigma_{a,f}}{\Sigma_{a,f}(0)} \ll 1$ . В этом случае для отношения  $\frac{k(T)}{k(0)}$  справедливо приближенное

равенство

$$\frac{k(T)}{k(0)} \approx 1 + \frac{\Delta \Sigma_f}{\Sigma_f(0)} - \frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a(0)} = 1 + \frac{1}{\Sigma_f(0)} (\Delta \Sigma_f - \Delta \Sigma_a \frac{\Sigma_f(0)}{\Sigma_a(0)}). \quad (13)$$

Величина  $\frac{\Sigma_f(0)}{\Sigma_a(0)} = \frac{k(0)}{\nu}$ , с учетом того что  $k(0)$  близко к единице в выражении (13), допу-

стимо использовать приближенное равенство  $\frac{\Sigma_f(0)}{\Sigma_a(0)} \approx \frac{1}{\nu}$ . Величины  $\Delta \Sigma_{a,f}$  можно представить в ви-

де сумм  $\Delta \Sigma_{a,f} = \sigma_{a,f}^{Pu} \Delta n_{Pu} + \sigma_{a,f}^9 \Delta n_9 + \Delta \Sigma'_{a,f}$ , где  $\Delta \Sigma'_{a,f}$  представляет собой суммирование по всем остальным нуклидам, кроме  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Np}$ . Данное разбиение суммы основывается на предположении, что после остановки быстрого реактора основной вклад в изменение критичности будут вносить изменения концентраций  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Np}$ , а суммарный вклад остальных нуклидов будет значительно меньше. Значение  $n_9(0)$  определяется уравнением (6), а значение  $n_9(T)$  близко к нулю, таким образом получаем  $\Delta n_9 = -\tilde{n}_9$ . Для  $\Delta n_{Pu}$  согласно (9) получаем  $\Delta n_{Pu} = \tilde{n}_9$ . Таким образом формулу (13) можно переписать в виде

$$\frac{k(T)}{k(0)} \approx 1 + \frac{\tilde{n}_9}{\Sigma_f(0)} (\sigma_f^{Pu} - \sigma_f^9 - \frac{1}{\nu} (\sigma_a^{Pu} - \sigma_a^9)) + \Delta \Sigma'_f - \frac{1}{\nu} \Delta \Sigma'_a \quad (14)$$

или, пренебрегая вкладами  $\Delta \Sigma'_f$  и  $\frac{1}{\nu} \Delta \Sigma'_a$ ,

$$\frac{k(T)}{k(0)} \approx 1 + \frac{\tilde{n}_9}{\Sigma_f(0)} (\sigma_f^{Pu} - \sigma_f^9 - \frac{1}{\nu} (\sigma_a^{Pu} - \sigma_a^9)). \quad (15)$$

Приближенное равенство (14) является довольно точным, основными приближениями здесь является  $\frac{\Sigma_f(0)}{\Sigma_a(0)} \approx \frac{1}{\nu}$ , что с учетом рассмотрения систем с  $k < 1 + \beta$ , выполняется с точностью до

трех порядков, а также условие  $n_9(T) = 0$ , что незначительным увеличением времени  $T$  может быть

удовлетворено с любой точностью. Точность приближенного равенства (15) определяется вкладом

$\Delta \Sigma'_f - \frac{1}{\nu} \Delta \Sigma'_a$ . Точная оценка данного вклада может быть произведена только на основе решения кинетических уравнений (1) для всех нуклидов включая продукты деления и учитывая распределение концентраций на момент остановки реактора. Расчет состава нуклидов в работающем реакторе возможен лишь приближенный, вследствие недостаточной полноты и точности необходимых баз данных. Также в проведенном рассмотрении не учитывается спектральная зависимость сечений, температурные и мощностные эффекты реактивности. Как будет показано при численном решении системы уравнений (1), отклонение результатов (15) от значения, даваемого равенством (14), не превышает 5 %, что представляется более чем достаточным на фоне указанных выше неучтенных эффектов.

Для практического использования выражения (15) может быть удобным ввести обозначение суммарного обогащения в единицах обогащения по  $^{239}\text{Pu}$ . Введем относительную концентрацию  $n_e$ , равную

$$n_e = \frac{\Sigma_f(0)}{\sigma_f^{Pu}}. \quad (16)$$

Концентрация  $n_e$  представляет собой эффективную концентрацию  $^{239}\text{Pu}$  дающую такой же вклад в суммарное сечение деления, как и смесь нуклидов в исследуемой системе. Основные вклады в деление дают изотопы  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  относительные концентрации которых, как правило, хорошо известны. С учетом обозначения (16) выражение (15) перепишем в виде

$$\frac{k(T)}{k(0)} \approx 1 + \frac{\tilde{n}_9}{n_e} \left( 1 - \frac{\sigma_f^9}{\sigma_f^{Pu}} - \frac{1}{\nu} \left( \frac{\sigma_a^{Pu}}{\sigma_f^{Pu}} - \frac{\sigma_a^9}{\sigma_f^{Pu}} \right) \right), \quad (17)$$

с учетом используемого константного обеспечения и уравнения (6) получаем

$$\frac{k(T)}{k(0)} \approx 1 + 4,8 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\gamma}{n_e}. \quad (18)$$

Добавочная реактивность, возникающая после остановки быстрого реактора приблизительно равна отношению выгорания в год к обогащению с коэффициентом  $4,8 \cdot 10^{-3}$ . Например, для реактора, в котором выгорание  $^{238}\text{U}$  составляет 2 % в год, а обогащение составляет 10 %, величина добавочной реактивности составляет  $10^{-3}$ . Из равенства (18) следует, что предельное выгорание, при котором выполняется условие меньше  $\Delta\rho_{on} < \beta$ , приблизительно равно

$$\gamma_{max} \approx \frac{3}{5} n_e. \quad (19)$$

Для реактора с  $n_e = 10\%$ , максимальное выгорание  $\gamma_{max} \approx 6\%$ , что значительно выше подобной величины в проектируемых реакторах с внутренней безопасностью. Тем не менее даже при возникающей добавочной реактивности  $0,3\beta$ , что соответствует, например, реактору БРЕСТ, данное значение суммируется с запасом реактивности, имеющемся в реакторе без учета непутийевого эффекта, что может принципиально менять концепцию безопасности.

Основной вывод проведенных рассуждений состоит в том, что даже для реактора, работающего без оперативного запаса реактивности, например волнового реактора, после остановки накапливается добавочная реактивность, равная десяткам процентов от  $\beta$  и приблизительно равная формуле (18). Контроль состояния и повторный запуск возможны только при наличии соответствующих систем управления и защиты. При этом сохраняется возможность создания реактора с внутренней безопасностью, поскольку  $\gamma_{max}$  значительно выше используемых значений.

Для ториевого топливного цикла время жизни  $^{233}\text{Pa}$  более чем на порядок больше и соответственно на порядок меньше оценка в равенстве, подобном выражению (19). Уже для реакторов с выгоранием более 0,5 % в год есть угроза достижения  $\beta$ . Соответственно реализация внутренней безопасности для реакторов на ториевом топливном цикле затруднена и требует поиска дополнительных решений для обеспечения безопасности остановки и перезапуска реактора.

### Результаты численного моделирования

Для численного моделирования кинетики нуклидов в активной зоне использовалась система уравнений (1), соответствующая системе, используемой в модуле Origen, входящем в пакет SCALE, совместно с константным обеспечением модуля Origen [12]. Система (1) решалась для 114 актиноидов и 886 продуктов деления. Проводился расчет эволюции нуклидного состава при работе реактора с заданным значением плотности потока нейтронов  $\varphi(t)$ . После этого проводился расчет кинетики в остановленном реакторе при нулевой плотности потока нейтронов. Исходный состав топливной смеси был выбран следующим образом:  $^{238}_{92}\text{n} = 1$ . Содержание всего плутония 14 %, изотопный состав  $^{238}_{94}\text{Pu}/^{239}_{94}\text{Pu}/^{240}_{94}\text{Pu}/^{241}_{94}\text{Pu}/^{242}_{94}\text{Pu}/^{241}_{95}\text{Am}/^{242}_{95}\text{Am}/^{243}_{95}\text{Am} = 0,5/64/28/3,1/1,7/2,1/0,1/0,5$ . Такой изотопный

состав согласно [1] является равновесным и был получен для реактора БРЕСТ в предположении, что при переработке выгружаемого топлива от него отделяются продукты деления и замещаются на эквивалентное по массе количество  ${}^{238}_{92}\text{U}$ . Все актиноиды возвращаются в реактор в составе основного топлива для дожигания и трансмутации.

Расчеты проводились для трех случаев, в таблице представлены параметры и результаты расчетов для конечного времени выдержки  $T = 14$  сут.

Параметры и результаты расчетов добавочной реактивности

Параметры	Вариант 1	Вариант 2	Вариант 3
$\varphi(t)$ в работающем реакторе, 1/(б·с)	$2 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-9}$
Время работы реактора, годы	1	1	5
Плотность энерговыделения*, МВт/м <sup>3</sup>	122,5	245	256
Время выдержки в остановленном состоянии $T$ , сут	14	14	14
Выгорание на момент остановки $\gamma$ , %	2,10	4,11	3,46
Эффективное обогащение на момент остановки $n_e$ , %	13,49	13,83	14,45
${}^{239}_{93}\text{n}$ на момент остановки, %	0,0170	0,0333	0,0280
$\tilde{n}_0$ , согласно формуле (6), %	0,0171	0,0334	0,0282
$\frac{k(T)}{k(0)} - 1$ , согласно формуле (12), $10^{-3}$	0,71	1,40	1,15
$\frac{k(T)}{k(0)} - 1$ , согласно формуле (17), $10^{-3}$	0,74	1,42	1,15

\* Плотность энерговыделения для концентрации  ${}^{238}\text{U}$ , равной  $7,5 \cdot 10^{-3}$  1/(б·см).

Расчеты по формулам (12) и (13) совпадают с точностью до  $10^{-7}$ . Например, в варианте 1 точное значение  $\frac{k(T)}{k(0)} - 1$  по формуле (12) равно  $0,66866 \cdot 10^{-3}$ , а по формуле (13) равно  $0,66884 \cdot 10^{-3}$ . Ре-

зультаты формулы (14) от (13) отличаются использованием  $\tilde{n}_0$ , вместо истинных концентраций  ${}^{239}\text{Np}$  и  ${}^{239}\text{Pu}$ . Как видно из таблицы, ошибка в начальной концентрации  ${}^{239}\text{Np}$  из-за использования значения  $\tilde{n}_0$  составляет  $10^{-6}$ . Такой же порядок имеет и остаточная концентрация для времени выдержки  $T = 14$  сут. Совпадение концентраций  ${}^{239}_{93}\text{n}$  и  $\tilde{n}_0$  обусловлено точным вычислением  $\gamma$  на момент остановки реактора, однако эта величина довольно слабо меняется при эволюции реактора от начального к конечному состоянию кампании. Вследствие этого возможно использовать среднее за кампанию значение выгорания  $\gamma$  без существенной потери точности. Например, для варианта 1 начальное значение  $\gamma$  составляет 2,14 % и практически линейно меняется к конечному значению 2,1 %. Также слабо и линейно, начиная с нескольких суток после запуска реактора, меняется величина  $n_e$ , от начального значения 13,1 % к конечному 13,49 %. Выражение итоговых формул для увеличения реактивности (17) и (18) через величины  $\gamma$  и  $n_e$  было обусловлено хорошей стабильностью и известностью этих величин для реакторов с  $\text{KB} \approx 1$ .

Формула (17) представляет собой увеличение реактивности непосредственно вследствие нептуниевого эффекта. Как видно из таблицы, нептуниевый эффект является доминирующим в общем изменении реактивности (12). Следующими по величине вкладами являются распад  ${}^{241}\text{Pu}$  и совокупный вклад продуктов деления. Распад  ${}^{241}\text{Pu}$  может быть учтен путем добавления к правой части выражения (17) вклада

$$\frac{1}{\sigma_f^{Pu} n_e} \left( \sigma_f^{241} - \frac{\sigma_a^{241}}{\nu} \right) \Delta n_{241}. \quad (20)$$

Изменение концентрации  $\Delta n_{241}$  в общем случае не может быть выражено через  $\tilde{n}_0$ , так как зависит от времени работы реактора. В варианте 3 вклад распада  ${}^{241}\text{Pu}$  максимальный и согласно (20)

составляет  $-0,06 \cdot 10^{-3}$ , приблизительно 5 % от общего значения. Следует отметить, что вклад распада  $^{241}\text{Pu}$  в изменение реактивности при остановке реактора всегда отрицательный.

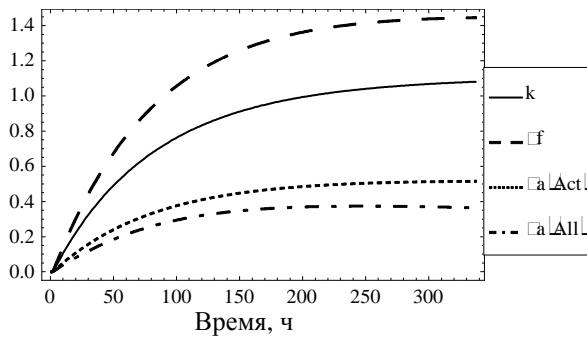


Рис. 1

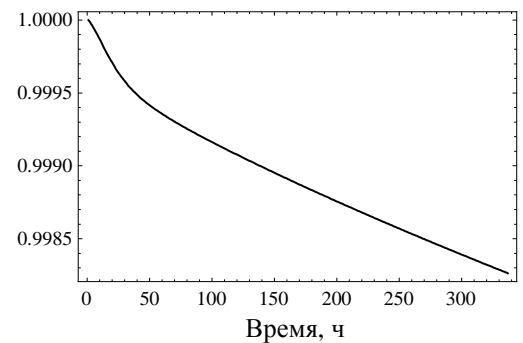


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость вида  $(X(t)/X(0) - 1) \cdot 10^{-3}$ , где  $X(t)$  – функции  $k$ ,  $\Sigma_f$ ,  $\Sigma_a$  с учетом только актиноидов,  $\Sigma_a$  для всех нуклидов, включая продукты деления;  $t$  – время после остановки реактора. Параметры расчета соответствуют варианту 3 в таблице.

Рис. 2. Зависимость сечения поглощения нейтронов для продуктов деления от времени после остановки реактора по отношению к начальному значению  $\Sigma_a(t)/\Sigma_a(0)$ . Параметры расчета соответствуют варианту 3 в таблице.

Из рис. 1 видно, что общее сечение поглощения с учетом продуктов деления с увеличением времени выдержки увеличивается меньше, чем сечение поглощения только для актиноидов. На рис. 2 отдельно представлено сечение поглощения нейтронов для продуктов деления в варианте 3. Видно, что  $\Sigma_a$  продуктов деления уменьшается по отношению к своему значению в момент остановки реактора. Данная зависимость естественным образом следует из процессов распада нестабильных нуклидов с большим сечением поглощения нейтронов. Таким образом, вклад продуктов деления в изменение реактивности после остановки реактора является положительным. Вследствие этого вклады распада  $^{241}\text{Pu}$  и продуктов деления частично компенсируют друг друга, что хорошо проявляется в варианте 3 в виде равенства значений  $\frac{k(T)}{k(0)}$ , рассчитанных согласно формулам (12) и (17). Указанная компенсация повышает точность приближенного выражения (17) по отношению к формуле (12). Для расчетов, представленных в таблице, отличие по формулам (17) и (12) не превышает 5 %, что позволяет использовать простые выражения (17) и (18) для приближенных расчетов увеличения реактивности после остановки реактора только на основе величин  $\gamma$  и  $n_e$ .

### Выводы

Приведенные рассуждения показывают, что с точки зрения безопасности ядерной установки не имеет принципиального значения уменьшение оперативного запаса реактивности намного меньше непуниевоего эффекта реактивности реализующегося при полной остановке реактора  $\Delta\rho_{on} \ll \Delta\rho_{Np}$ . Добавочная реактивность, возникающая после остановки быстрого реактора приближенно равна отношению выгорания в год к обогащению с коэффициентом  $4,8 \cdot 10^{-3}$ . Точность данного приближения составляет примерно 5 % по сравнению с детальным расчетом всей системы кинетических уравнений.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойко В.И., Демянюк Г.Д., Кошелев Ф.П. и др. Перспективные ядерные топливные циклы и реакторы нового поколения. - Томск: Изд-во ТПУ, 2005. - 490 с.
2. Lopatkin A.V., Orlov V.V. Fuel cycle for BREST reactors // Atomic Energy. - 2000. - Vol. 89, № 4. - P. 827 - 833.



3. Орлов В.В., Смирнов В.С., Филин А.И. и др. Детерминистическая безопасность реакторов БРЕСТ // 11th International Conference on Nuclear Engineering, Tokio, Japan, April 20-23, 2003, "Icône11". ([http://www.nikiyet.ru/images/stories/NIKIET/Publications/icone11-smirnov\\_rus.pdf](http://www.nikiyet.ru/images/stories/NIKIET/Publications/icone11-smirnov_rus.pdf))
4. Alekseev P., Vasiliev A., Mikityuk K., et al. Lead-bismuth reactor RBEC: optimization of conceptual decisions // Preprint IAE-6229/4. - 2001.
5. Dudnikov A.A., Sedov A.A. RBEC-M Lead-Bismuth Cooled Fast Reactor Benchmarking Calculations, Russian Research Center "Kurchatov Institute", (<http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloads/SMR/CRPI25001/2006/RBEC-M%20Kurchatov%20Final.pdf>)
6. Dudnikov A.A., Sedov A.A. Intercomparisons of calculations made for RBEC-M fuel cycle benchmark, Russian Research Center "Kurchatov Institute", ([http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloads/SMR/CRPI25001/2008/RBEC\\_FINAL.pdf](http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloads/SMR/CRPI25001/2008/RBEC_FINAL.pdf))
7. Feinberg S.M. Discussion Content // Record of Proceedings Session B-10 Int. Conf. on the Peaceful Uses for Atomic Energy. - 1958. - Vol.9. - No.2. - P. 447. United Nations, Geneva, Switzerland.
8. Феоктистов Л.П. Нейтронно-делительная волна // Докл. Акад. наук СССР. - 1989. - Т. 309. - С. 864 - 867.
9. Феоктистов Л.П. Безопасность – ключевой момент возрождения ядерной энергетики // Успехи физ. наук. - 1993. - № 8. - С. 89 - 102.
10. Teller E. Nuclear energy for the third millennium // Preprint / UCRL-JC-129547, LLNL. - 1997.
11. Ellis T., Petroski R., Hejzlar P., et al. Traveling-Wave Reactors: A Truly Sustainable and Full-Scale Resource for Global Energy Needs. - American Nuclear Society, Summer Meeting. Retrieved June 2010.
12. Ryman J.C., Hermann O.W. ORIGEN-S Data Libraries / NUREG/CR-0200 Rev. 6 Vol. 3, Sec. M6, ORNL/NUREG/CSD-2/V3/R6, USA -2000.

**Д. О. Літвінов**

*Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, вул. Лисогірська, 12, корп. 106, Київ, 03028, Україна*

#### **ПІДВИЩЕННЯ ЗАПАСУ РЕАКТИВНОСТІ ШВИДКОГО РЕАКТОРА ПІСЛЯ ЗУПИНКИ ТА СУМІСНІСТЬ ІЗ ВНУТРІШНЬОЮ БЕЗПЕКОЮ**

Наведено аналіз значень додаткової реактивності, що виникає в реакторі на швидких нейтронах після його зупинки. Сучасні проекти перспективних ядерних реакторів спираються на реалізацію внутрішньої безпеки реактора, при цьому ключовою вимогою є утримання максимального запасу реактивності нижче частки запізнілих нейтронів і виключення можливості розгону на миттєвих нейтронах. Показано залежність між щільністю енерговиділення в реакторі та виникаючим збільшенням реактивності після зупинки. Указано межу, при якій дане значення досягає частки запізнілих нейтронів і, відповідно, реакторна установка стає несумісною з вимогами внутрішньої безпеки.

*Ключові слова:* запас реактивності, непуній ефект реактивності, внутрішня безпека.

**D. A. Litvinov**

*Institute for Safety Problems of Nuclear Power Plants NAS of Ukraine, Lysohirska str., 12, buildig 106, 03028, Kyiv, Ukraine*

#### **INCREASE OF THE REACTIVITY MARGIN OF THE FAST REACTOR AFTER STOPPING AND COMPATIBILITY WITH INTERNAL SAFETY**

This paper provides an analysis of the values of additional reactivity occurs in fast reactor after shutdown. Modern designs of advanced nuclear reactors are based on the realization of the internal safety of the reactor, with the key requirement is to keep the maximum reactivity margin below the delayed-neutron fraction and the exclusion of the possibility of increasing power on prompt neutrons. The additional reactivity arising after a shutdown of the fast reactor approximately is proportional to the relation of burnout in a year to enrichment of the fuel. The accuracy of this approximation is about 5 % compared with the detailed calculation of the entire system of kinetic equations. The limit in case of which the increase in reactivity reaches a delayed-neutron fraction is specified and, therefore, reactor system becomes incompatible with the requirements of internal safety.

*Keywords:* reactivity margin, neptunium effect of reactivity, internal safety.

#### **REFERENCES**

1. Boyko V.I., Demyanyuk G.D., Koshelev F.P. et al. Perspective nuclear fuel cycles and new generation reactors. - Tomsk: TPU, 2005. - 490 p. (Rus)
2. Lopatkin A.V., Orlov V.V. Fuel cycle for BREST reactors // Atomic Energy. - 2000. - Vol. 89, № 4. - P. 827 - 833.
3. Orlov V.V., Smirnov V.S., Filin A.I. et al. Deterministic safety of the BREST reactors // 11th International Conference on Nuclear Engineering, Tokio, Japan, April 20-23, 2003, "Icône11". ([http://www.nikiyet.ru/images/stories/NIKIET/Publications/icone11-smirnov\\_rus.pdf](http://www.nikiyet.ru/images/stories/NIKIET/Publications/icone11-smirnov_rus.pdf)) (Rus)

4. *Alekseev P., Vasiliev A., Mikityuk K., et al.* Lead-bismuth reactor RBEC: optimization of conceptual decisions // Preprint IAE-6229/4. - 2001.
5. *Dudnikov A.A., Sedov A.A.* RBEC-M Lead-Bismuth Cooled Fast Reactor Benchmarking Calculations, Russian Research Center “Kurchatov Institute”,  
(<http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloads/SMR/CRPI25001/2006/RBEC-M%20Kurchatov%20Final.pdf>)
6. *Dudnikov A.A., Sedov A.A.* Intercomparisons of calculations made for RBEC-M fuel cycle benchmark, Russian Research Center “Kurchatov Institute”,  
([http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloads/SMR/CRPI25001/2008/RBEC\\_FINAL.pdf](http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloads/SMR/CRPI25001/2008/RBEC_FINAL.pdf))
7. *Feinberg S.M.* Discussion Content // Record of Proceedings Session B-10 Int. Conf. on the Peaceful Uses for Atomic Energy. – 1958. - Vol. 9. - No. 2. - P. 447. United Nations, Geneva, Switzerland.
8. *Feoktistov L.P.* Neutron-fission wave // Dokl. Akad. Nauk SSSR. – 1989. - Т. 309. - С. 864 - 867. (Rus)
9. *Feoktistov L.P.* Safety – the key moment of the nuclear energy revival // Uspehi phis. nauk. – 1993. - № 8. - P. 89 - 102. (Rus)
10. *Teller E.* Nuclear energy for the third millennium // Preprint / UCRL-JC-129547, LLNL. - 1997.
11. *Ellis T., Petroski R., Hejzlar P. et al.* Traveling-Wave Reactors: A Truly Sustainable and Full-Scale Resource for Global Energy Needs. - American Nuclear Society, Summer Meeting. Retrieved June 2010.
12. *Ryman J.C., Hermann O.W.* ORIGEN-S Data Libraries / NUREG/CR-0200 Rev. 6 Vol. 3, Sec. M6, ORNL/NUREG/CSD-2/V3/R6, USA –2000.

Надійшла 16.01.2013  
Received 16.01.2013