

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КИНЕТИКИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДОЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Ю.Н. Волков, В.И. Наумов

*Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
г. Москва*



Приводятся результаты качественного анализа пространственно-временной кинетики реактора при наличии пространственной зависимости доли запаздывающих нейтронов и распределенной системе управления. Анализ базируется на одномерной модели реактора в одnogрупповом диффузионном приближении с одной эффективной группой запаздывающих нейтронов. Обсуждается возможность и условия использования усредненной доли запаздывающих нейтронов для анализа кинетики реактора

ВВЕДЕНИЕ

Технические и физические решения, связанные с формированием топливных загрузок современных и перспективных ядерных энергетических реакторов, неизбежно приводят к необходимости сочетания в активной зоне тепловыделяющих сборок (ТВС), существенно различающихся по глубине выгорания и связанному с ней составу и нейтронно-физическим свойствам топлива. Отличия увеличиваются при планируемом в перспективе увеличении выгорания топлива и, особенно, при использовании в качестве ядерного топлива реакторного и оружейного плутония. Эти отличия могут быть причиной большой неравномерности энерговыделения в активной зоне. Одним из способов борьбы с неравномерностью энерговыделения является группирование ТВС с близкими нейтронно-физическими свойствами и размещение их в областях активной зоны с плотностью потока нейтронов и уровнем энерговыделения, соответствующими теплофизическим ограничениям.

Классическим примером профилирования энерговыделения являются современные легководные реакторы, в которых свежее топливо помещается на периферию активной зоны, а по мере выгорания перемещается в центральную область с более высокой плотностью потока нейтронов. В результате физического профилирования и неравномерного выгорания ядерного топлива в активной зоне реактора образуется структура с пространственно зависимыми нейтронно-физическими свойствами: макросечениями захвата и деления, величинами обратных связей, долей запаздывающих нейтронов. При нестационарных процессах, связан-

ных с управлением или с локальными возмущениями в активной зоне, изменяется не только мощность реактора, но и пространственное распределение энерговыделения. В связи с этим возникает вопрос: в какой мере и при каких условиях к системам с распределенными свойствами применимы представления и модели точечной кинетики, базирующиеся на понятиях реактивности и эффективной доли запаздывающих нейтронов.

Пространственной кинетике реакторов посвящен ряд работ, инициированных, главным образом, проблемой интерпретации результатов экспериментов по определению реактивности [1–4]. Существуют также попытки общего анализа закономерностей переходных процессов в слабосвязанных системах. В частности, в работе [2] на основе фурье-анализа показано, что время переходного процесса, от исходного возмущения до формирования асимптотического пространственного распределения плотности нейтронов, при котором возможно разделение пространственных и временных переменных и переход к точечной модели кинетики, определяется временем формирования асимптотического распределения плотности эмиттеров запаздывающих нейтронов, которое в больших слабосвязанных реакторах может составлять десятки и сотни секунд. Методика анализа в указанных работах основывалась на предположении о пространственно независимой доле запаздывающих нейтронов. Наличие пространственной зависимости доли запаздывающих нейтронов приводит к существенному усложнению переходного процесса. Главная особенность состоит в том, что в этом случае в ходе изменения пространственного распределения плотности нейтронов изменяется и средняя доля запаздывающих нейтронов.

Проблеме реакторов с пространственно зависимой долей запаздывающих нейтронов посвящен один из разделов фундаментальной работы [4]. В частности, автор отмечает, что наличие пространственной зависимости доли запаздывающих нейтронов и, вследствие этого, зависимость средней доли запаздывающих нейтронов от времени лишают смысла использование реактиметра для определения абсолютной реактивности. С другой стороны, в энергетических реакторах сама пространственно зависимая доля запаздывающих нейтронов может оказать влияние на эволюцию пространственного распределения плотности нейтронов и на распределение энерговыделения в активной зоне, что важно с точки зрения безопасности.

Поясним влияние пространственно зависимой доли запаздывающих нейтронов на простом примере. Рассмотрим бесконечную одномерную размножающую среду, состоящую из чередующихся достаточно больших зон, существенно превышающих длину рассеяния, с различной долей запаздывающих нейтронов. Из такой среды можно выделить элементарную двухзонную ячейку с условиями отражения на границе. Предположим, что все нейтронно-физические свойства зон, кроме доли запаздывающих нейтронов, идентичны. Тогда в исходном стационарном состоянии коэффициент размножения K_∞ в обеих зонах равен единице, а плотность потока нейтронов постоянна по ячейке. Баланс нейтронов в единице объема в каждой из зон ($i=1,2$) можно представить в виде

$$-\Sigma_a \cdot \Phi_i + (1 - \beta_i) \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_i + \lambda_i \cdot C_i = 0,$$

где Σ_a – макросечение захвата, одинаковое в обеих зонах; Φ_i – средняя плотность потока нейтронов, также одинаковая в исходном состоянии; λ_i и C_i – постоянная распада и концентрация эмиттеров в каждой из зон. Заметим, что при постоянной плотности нейтронов эмиссия запаздывающих нейтронов $\lambda_i C_i$ пропорциональна β_i и терпит разрыв на границе зон.

Предположим, что в момент времени $t = 0$ величина K_∞ изменилась, например увеличилась на малую одинаковую в обеих зонах величину, так, что ΔK_∞ стала су-

щественно меньше меньшей из двух значений β_i . Учитывая, что эмиссия запаздывающих нейтронов за малое время не изменилась, и используя известное приближение «мгновенного скачка», представим уравнение баланса в следующем виде:

$$-\Sigma_a \cdot \Phi_i^* + K_\infty \cdot (1 - \beta_i) \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_i^* + \lambda_i \cdot C_i = 0,$$

где Φ_i^* – плотность потока нейтронов в ячейке на достаточном удалении от границы между зонами с разной β .

Легко показать, что мгновенное изменение плотности потока нейтронов

$$\frac{\Phi_i^*}{\Phi_i} = \frac{\beta_i}{K_\infty \cdot \left(\beta_i - \frac{K_\infty - 1}{K_\infty} \right)} \approx \frac{\beta_i}{\beta_i - \rho},$$

где в данном случае $\rho = \frac{K_\infty - 1}{K_\infty}$, что в точности совпадает с оценкой мгновенного скачка в «точечной» кинетике. При наличии разрыва в доле запаздывающих нейтронов в соседних зонах в начальный момент будет наблюдаться резкое изменение плотности потока нейтронов. Например, если в одной из зон $\beta_1 = 0,0021$, а в другой $\beta_2 = 0,0065$, то при $\Delta K_\infty = 0,001$ скачок плотности потока нейтронов в первой зоне будет равен 1,9, во второй зоне – 1.18, а отношение плотностей потоков

в зонах $\frac{\Phi_1^*}{\Phi_2^*}$ будет равно 1.61.

Дальнейшая эволюция пространственно-временного распределения плотности потока нейтронов за счет процессов переноса зависит от размеров зон и рано или поздно выйдет на асимптотический режим с единым постоянным периодом. Естественно, чем больше размеры зон, тем больше разница в асимптотических плотностях потоков нейтронов в зонах. Представляется возможным продемонстрировать влияние размеров зон и величины возмущений на асимптотическое распределение плотности нейтронов на простых примерах.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель настоящей работы – продемонстрировать характер и масштаб влияния пространственно зависимой доли запаздывающих нейтронов на переходные процессы в реакторах больших размеров. Предполагается, что сечение деления реактора Σ_f и доля вторичных нейтронов при делении ν_f постоянны по объему активной зоны, а вносимое возмущение связано с пространственным изменением сечения поглощения. Считая, что до ввода возмущения реактор находился в стационарном состоянии, можно записать уравнения, описывающие в односкоростном диффузионном приближении поведение одномерного реактора с размером H после скачкообразного изменения поглощающих свойств: $\Delta(x) = \frac{\delta \Sigma(x)}{\Sigma_a}$. Причем

$\Delta(x)$ может быть знакопеременной функцией. Систему уравнений кинетики для плотности нейтронов $n(x, t)$ и концентрации ядер эмиттеров $C(x, t)$ с соответствующими начальными условиями после несложных преобразований можно привести к следующему виду (воспользуемся сразу моделью мгновенного скачка [5]):

$$\begin{cases} 0 = M^2 \cdot \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} + [K_\infty - 1 + \Delta(x) - K_\infty \cdot \beta(x)] \cdot n(x,t) + l_0 \cdot \lambda \cdot C(x,t) \\ \frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = \frac{K_\infty \cdot \beta(x)}{l_0} \cdot n(x,t) - \lambda \cdot C(x,t). \\ n(x,0) = n_0(x); \quad C(x,0) = c_0(x) = \frac{K_\infty \cdot \beta(x)}{l_0 \cdot \lambda} \cdot n_0(x); \quad l_0 = \frac{1}{\Sigma_a \cdot v} \\ n(0,t) = n(H,t) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

l_0 – время жизни мгновенных нейтронов в бесконечной среде.

В общем случае в системе (1) с зависимостью $\beta=f(x)$ переменные по x и t в функциях плотности нейтронов и концентрации эмиттеров не разделяются. Однако пространственную зависимость доли запаздывающих нейтронов можно представить в виде кусочно-постоянной функции, т.е. предположить, что существуют k областей со своей постоянной β :

$$\beta(x) = \beta_j, \quad x \in (a_{j-1}, a_j] \quad j = 1, \dots, k. \quad (2)$$

Будем предполагать, что после окончания переходного процесса, т.е. после затухания всех высших гармонических составляющих, реактор будет разгоняться или останавливаться по экспоненциальной временной зависимости с единым периодом [5]. Таким образом, в пределах областей с постоянной β_j решение данной системы ищется в виде произведения пространственной и временной функций, т.е. фактически ищется распределение концентрации нейтронов и период реактора в асимптотике:

$$n_j(x,t) = F \cdot X_{ac}^{(j)}(x) \cdot \exp(\alpha_{ac} \cdot t); \quad C_j(x,t) = \beta_j \cdot R \cdot X_{ac}^{(j)}(x) \cdot \exp(\alpha_{ac} \cdot t), \quad (3)$$

R, F – нормировочные коэффициенты, а $\alpha_{ac} = \frac{1}{T_{ac}}$ является величиной, обратной асимптотическому периоду T_{ac} . Таким образом, можно составить уравнение для каждой области со своей долей запаздывающих нейтронов [6]:

$$M^2 \cdot \frac{\partial^2 X_{ac}^{(j)}(x)}{\partial x^2} + Z(x) \cdot X_{ac}^{(j)}(x) + X_{ac}^{(j)}(x) \cdot K_\infty \cdot \beta_j \cdot \left[\frac{\lambda}{\alpha_{ac} + \lambda} \right] = 0, \quad (4)$$

$$Z(x) = K_\infty - 1 + \Delta(x) - K_\infty \cdot \beta_j. \quad (5)$$

Комплекс в квадратных скобках можно приравнять к первому собственному числу задачи Штурма-Лиувилля:

$$\frac{\lambda}{\alpha_{ac} + \lambda} = \xi_{ac}. \quad (6)$$

Значение собственного числа ξ_{ac} определяет знак периода реактора в асимптотике. Если $\xi_{ac} > 1$, то $T_{ac} < 0$, если, наоборот, $\xi_{ac} < 1$, то $T_{ac} > 0$, а при $\xi_{ac} = 1$ реактор будет критическим, т.е. асимптотическая гармоника будет находиться в стационарном состоянии.

Таким образом, задача на поиск первой собственной функции и числа вместе с граничными условиями и условиями сшивки на границе областей с разной β представляется в виде

$$\begin{cases} M^2 \cdot \frac{\partial^2 X_{ac}^{(j)}(x)}{\partial x^2} + Z(x) \cdot X_{ac}^{(j)}(x) + X_{ac}^{(j)}(x) \cdot K_\infty \cdot \beta_j \cdot \xi_{ac} = 0 \\ X_{0A}^{(j)}(a_j) = X_{ac}^{(j+1)}(a_j) = 0 \quad \frac{dX_{ac}^{(j)}(x)}{dx} \Big|_{a_j} = \frac{dX_{ac}^{(j+1)}(x)}{dx} \Big|_{a_j} \\ X_{ac}^{(j=1)}(0) = X_{ac}^{(j=k)}(H) = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Нормировочные множители определяются следующим образом [6]:

$$F = \frac{\int_0^H \beta(x) \cdot X_{ac}(x) \cdot n'_0(x) dx}{\int_0^H \beta(x) \cdot X_{ac}^2(x) dx}, \quad (8)$$

$$R = \frac{K_{\infty}}{\alpha_{ac} + \lambda} \cdot F. \quad (9)$$

В уравнениях (8) и (9) доля запаздывающих нейтронов выражается формулой (2); поток нейтронов находится из уравнения (4) для соответствующих областей с постоянными β ; $n'_0(x)$ – распределение поля нейтронов в первый момент времени после скачка на мгновенных нейтронах.

ОПИСАНИЕ ГЕОМЕТРИИ ЗАДАЧИ И НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

Рассматривается одномерный двухзонный плоский реактор, в котором в стационарном состоянии все нейтронно-физические свойства распределены равномерно по объему активной зоны H , кроме доли запаздывающих нейтронов (предельный случай), левая половина активной зоны содержит топливо с величиной $\beta_1 = 0,65\%$, а другая половина с топливом, имеющим $\beta_2 = 0,21\%$:

$$\beta(x) = \begin{cases} \beta_1 = 0.0065 & \text{при } x \in \left[0, \frac{H}{2}\right] \\ \beta_2 = 0.0021 & \text{при } x \in \left[\frac{H}{2}, H\right] \end{cases}. \quad (10)$$

Нестационарное состояние инициируется путем изменения сечения поглощения в одной из половин активной зоны. Асимптотическое распределение плотности нейтронов в каждой из областей описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} M^2 \cdot \frac{\partial^2 X_{ac}^{(i)}(x)}{\partial x^2} + (L_i)^2 \cdot X_{ac}^{(i)}(x) = 0 \\ X_{ac}^{(i=1)}(0) = X_{ac}^{(i=2)}(H) = 0 \\ X_{ac}^{(i=1)}\left(\frac{H}{2}\right) = X_{ac}^{(i=2)}\left(\frac{H}{2}\right) \\ \left. \frac{\partial X_{ac}^{(i=1)}(x)}{\partial x} \right|_{\frac{H}{2}} = \left. \frac{\partial X_{ac}^{(i=2)}(x)}{\partial x} \right|_{\frac{H}{2}} \end{cases} \quad (11)$$

Ведены следующие обозначения: индекс $i=1$ относится к левой области активной зоны; индекс $i=2$ – к правой области;

$$(L_i(\xi_{ac}))^2 = K_{\infty} - 1 + \Delta_i - K_{\infty} \cdot \beta_i + K_{\infty} \cdot \beta_i \cdot \xi_{ac}, \quad (12)$$

$\Delta_{i=1}$ и $\Delta_{i=2}$ – относительные изменения сечения поглощения в первой и второй зонах (соответственно в левой и правой области активной зоны реактора).

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ценность подобной упрощенной модели заключается в том, что возможно получить аналитическое решение для распределения плотности нейтронов. Решение уравнений при $(L_i(\xi_{ac}))^2 > 0$ находится в виде комбинации тригонометрических

функций $X_{ac}^{(i)}(x) = A \cdot \sin\left(\frac{L_i(\xi_{ac}) \cdot x}{M}\right) + B \cdot \cos\left(\frac{L_i(\xi_{ac}) \cdot x}{M}\right)$; если $(L_i)^2 < 0$, то в виде ком-

бинации гиперболических функций $X_{ac}^{(i)}(x) = C \cdot \operatorname{sh}\left(\frac{L_i(\xi_{ac}) \cdot x}{M}\right) + D \cdot \operatorname{ch}\left(\frac{L_i(\xi_{ac}) \cdot x}{M}\right)$.

Подставляя данный вид решения в граничные условия и условия на границе двух сред, можно получить неизвестные константы, а также характеристическое уравнение на поиск периодов соответствующих гармоник T_{ac} . Приведем конечные результаты. Для случая, когда оба параметра L положительны, т.е. $(L_{i=1,2})^2 > 0$, получается характеристическое уравнение

$$\frac{L_1(\xi_{ac})}{L_2(\xi_{ac})} = - \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{L_1(\xi_{ac}) \cdot H}{2 \cdot M}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{L_2(\xi_{ac}) \cdot H}{2 \cdot M}\right)}. \quad (13)$$

Для случая, когда, например, $(L_{i=1})^2 > 0$, а $(L_{i=2})^2 < 0$, получается схожее характеристическое уравнение

$$\frac{L_1(\xi_{ac})}{L_2(\xi_{ac})} = - \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{L_1(\xi_{ac}) \cdot H}{2 \cdot M}\right)}{\operatorname{th}\left(\frac{L_2(\xi_{ac}) \cdot H}{2 \cdot M}\right)}. \quad (14)$$

Решение этих уравнений может быть найдено либо графически, либо численно, например, с помощью системы матричных вычислений MATLAB, и будет представлять собой бесконечный возрастающий набор значений. Наименьшее из значений характеризует период первой гармоники, т.е. асимптотическое поведение реактора.

Рассмотрим зависимость значения периода первой, основной, гармоники от изменения сечения поглощения сначала в первой области, а потом во второй. В расчете для определенности были использованы однорупповые константы, характерные для водо-водяного реактора: $l_0 = 10^{-5}$ с; $M = 7 \cdot 10^{-2}$ м; $H = 45 \cdot M = 3,15$ м; $\lambda = 0,1$ с; $K_\infty = 1 + \left(\frac{\pi \cdot M}{H}\right)^2 = 1.004874$. Зависимость обратного периода реактора от величины изменения сечения поглощения в первой и второй зонах представлена на рис. 1.

На рисунке отображено изменение обратного периода первой гармоники при вводе возмущения в левую или правую половины (возмущения по абсолютной величине в обоих случаях одинаковы). Видно, что реактор разгоняется быстрее при вводе возмущения в область с низким β , а останавливается быстрее, наоборот, при вводе возмущения в область с высоким β . Отличия начинают сказываться уже при величине периода основной гармоники порядка ± 50 с (обратный период ± 0.02 с⁻¹). Причина возникающих различий заключается в перераспределении плотности потока нейтронов и соответственно перераспределении вклада областей с разной β в нестационарный процесс.

Обозначенный эффект тем сильнее, чем больше размер областей с разными долями запаздывающих нейтронов. На рисунке 2 приведены данные, показывающие различия между значениями обратных периодов при вводе постоянного положительного возмущения в зависимости от физического размера активной зоны в длинах миграции (M).

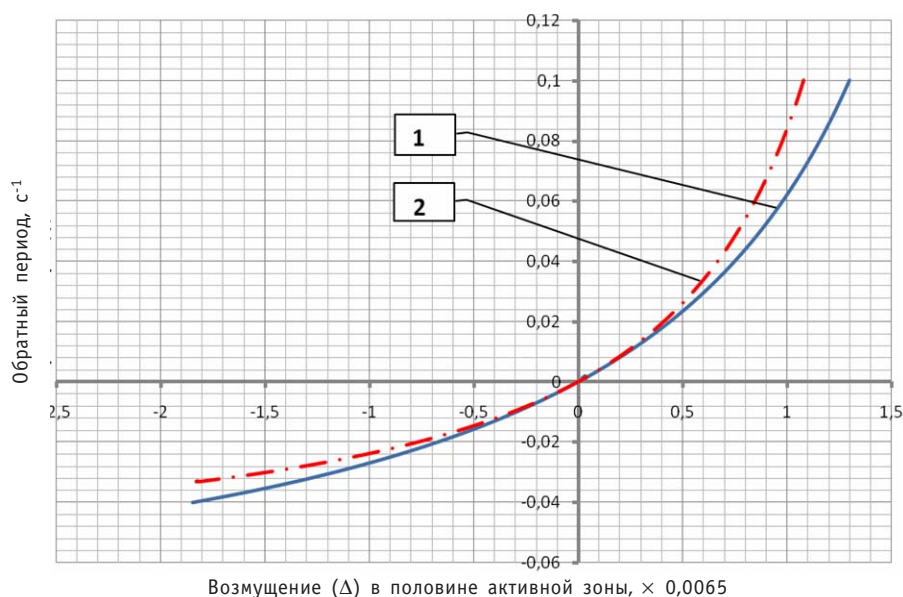


Рис. 1. График зависимости обратного периода реактора от величины возмущения сечения захвата в половине АЗ: 1 – возмущение вводится в область с $\beta = 0,0065$; 2 – возмущение вводится в область с $\beta = 0,0021$

Видна область, где начинает проявляться неравномерность в долях запаздывающих нейтронов для левой и правой половин реактора. При данном возмущении отличия проявляются, начиная с размера активной зоны, равного 10–15 Н/М.

Представленные различия на рис. 1, 2 влияют на величину осредненной (эффективной) доли запаздывающих нейтронов. Сравним значение $\beta_{\text{эфф}}$ со значением эффективной доли запаздывающих нейтронов, рассчитанное на основе исходного состояния поля нейтронов. Для расчета $\beta_{\text{эфф}}$ необходимо воспользоваться двумя уравнениями, аналогичными уравнению (4):

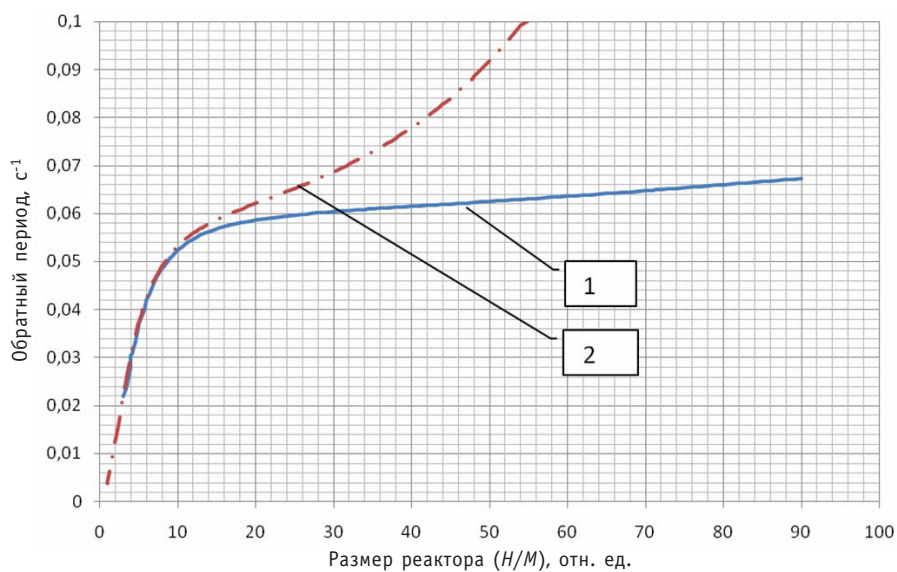


Рис. 2. Зависимость обратного периода реактора от размера АЗ при $\Delta = 35 \times 10^{-4}$: 1 – возмущение вводится в область с $\beta = 0,0065$; 2 – возмущение вводится в область с $\beta = 0,0021$

$$M^2 \cdot \frac{\partial^2 X_{ac}(x)}{\partial x^2} + Z(x) \cdot X_{ac}(x) + X_{ac}(x) \cdot K_{\infty} \cdot \beta(x) \cdot \xi_{ac} = 0, \quad (15)$$

$$M^2 \cdot \frac{\partial^2 X_0(x)}{\partial x^2} + Z(x) \cdot X_0(x) + X_0(x) \cdot K_{\infty} \cdot \beta_{эфф} \cdot \xi_{ac} = 0. \quad (16)$$

Введены обозначения: $X_0(x)$ – распределение поля нейтронов при равномерной β , а $X_{ac}(x)$ – распределение поля нейтронов при реальном распределении β (см. рис.1). Очевидно, что распределение нейтронов при равномерной и пространственно зависимой β будет разным. Помножив (15) на $X_0(x)$, а (16) на $X_{ac}(x)$, проинтегрировав и вычтя первое уравнение из второго, можно получить следующую формулу для расчета эффективной доли запаздывающих нейтронов:

$$\beta_{эфф} = \frac{\langle \beta(x) \cdot X_0(x) \cdot X_{ac}(x) \rangle}{\langle X_0(x) \cdot X_{ac}(x) \rangle}. \quad (17)$$

Необходимо отметить, что для расчета эффективной доли запаздывающих нейтронов необходимо знать реальное распределение поля нейтронов с учетом пространственной зависимости β . Разумеется, $\beta_{эфф}$ зависит от возмущения и будет отличаться от эффективной доли запаздывающих нейтронов, рассчитанной для невозмущенного реактора. Эффективная доля запаздывающих нейтронов из исходного состояния в одностационарной диффузионной модели переноса нейтронов определяется следующей формулой [5]:

$$\beta_{эфф}^{(0)} = \frac{\langle \beta(x) \cdot (n_0(x))^2 \rangle}{\langle (n_0(x))^2 \rangle}. \quad (18)$$

В таблице 1 представлены результаты сравнения величины эффективной доли запаздывающих нейтронов, получаемой по формуле (17) и получаемой из исходного состояния (18). Видно, что при возрастании вносимого возмущения расхождения увеличиваются, что обусловлено возрастанием искажения поля нейтронов в асимптотике и соответственно возрастанием влияния пространственной неравномерности β на поле нейтронов.

Для иллюстрации влияния пространственной зависимости в доле запаздывающих нейтронов представлены данные по перекосу поля нейтронов в асимптотическом режиме. В плоской геометрии перекося поля нейтронов удобно характеризовать офсетом – отношением разности пространственных интегралов потока в

Таблица 1

Сравнение эффективной доли запаздывающих нейтронов нестационарного процесса (17) с эффективной долей запаздывающих нейтронов из статики

$\Delta, \times 10^{-4}$	Возмущение в области с $\beta = 0.65\%$			Возмущение в области с $\beta = 0.21\%$		
	$\beta_{эфф}, \times 10^{-4}$	$\beta_{эфф}^{(0)}, \times 10^{-4}$	$\frac{ \beta_{эфф}^{(0)} - \beta_{эфф} }{\beta_{эфф}}$	$\beta_{эфф}, \times 10^{-4}$	$\beta_{эфф}^{(0)}, \times 10^{-4}$	$\frac{ \beta_{эфф}^{(0)} - \beta_{эфф} }{\beta_{эфф}}$
-35.0	40.279	43	6.76%	47.345	43	9.18%
-17.5	41.635		3.28%	45.245		4.96%
0	43		0	43		0
+17.5	44.355		3.05%	40.666		5.74%
+35.0	45.684		5.88%	38.329		12.19%

Таблица 2

Зависимость степени перекоса поля нейтронов (офсет) от величины возмущения

$\Delta, \times 10^{-4}$	Возмущение в левой части ($\beta=0.65\%$)		Возмущение в правой части ($\beta=0.21\%$)	
	Офсет	Офсет (без учета пространственной зависимости β)	Офсет	Офсет (без учета пространственной зависимости β)
-35.0	+4.74%	+9.42%	-13.35%	-9.42%
-17.5	+2.34%	+4.75%	-6.94%	-4.75%
0	0	0	0	0
+17.5	-2.39%	-4.75%	+7.40%	+4.75%
+35.0	-4.54%	-9.42%	+15.10%	+9.42%

левой и правой половине активной зоны к полному интегралу потока. В таблице 2 представлена зависимость офсета поля нейтронов от величины возмущения для уравнения баланса нейтронов, которое учитывает реальное распределение β и для модели, которая не учитывает пространственную зависимость в β .

Видно, что без учета пространственной зависимости в перекосе определяется только величиной возмущения (при заданных размерах активной зоны) – перекокс совершенно симметричен, тогда как при рассмотрении реального распределения β перекокс зависит не только от величины возмущения, но и от знака и места, куда вводится возмущение. Особенно значительно влияние неравномерной доли запаздывающих нейтронов проявляется при вводе возмущения в область с малым β ; несимметричный характер перекоса поля нейтронов при вводе возмущения в разные половины активной зоны служит наглядной иллюстрацией данного эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для рассмотренного примера значительное влияние распределенных свойств реактора проявилось при размерах реактора более десяти длин миграции и асимптотическом периоде менее 50 с.

Судя по полученным результатам, пространственная зависимость доли запаздывающих нейтронов может быть существенным фактором, влияющим на пространственно-временные процессы в реакторах больших размеров при больших локальных возмущениях. Использование средней величины β в этих условиях может привести к значительным погрешностям в оценке распределения плотности энерговыделения и скорости ее изменения.

Следует отметить, что количественные оценки, полученные в работе, базируются на анализе асимптотического поведения реактора. На самом деле, судя по работам [2, 3], в реакторах больших размеров асимптотический режим, определяющийся временем формирования асимптотического пространственного распределения поля эмиттеров запаздывающих нейтронов, может наступать спустя десятки и сотни секунд после внесения возмущения. С точки зрения анализа и обоснования безопасности при случайных локальных возмущениях асимптотическое поведение реактора может оказаться недостаточно информативным. В связи с этим представляет интерес дальнейшее изучение временного поведения реакторов с распределенными свойствами в неасимптотическом временном интервале, когда основную роль в переходном процессе играют высшие гармонические составляющие, и разработка соответствующих математических моделей.

Литература

1. Казанский Ю.А., Матвеев И.П. и др. К учету пространственных эффектов при измерении реактивности методом обращенного решения уравнения кинетики//Атомная энергия. – 1981. – Т. 51. – Вып. 6. – С. 387-389.
2. Наумов В.И. О некоторых особенностях пространственно-временной кинетики больших реакторов//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2003. – №2.
3. Каминский А.С., Крылов И.Д. Особенности и некоторые методы учета пространственной кинетики при измерении реактивности/Препринт ИАЭ-3884/4. – М. 1984.
4. Шевелев Я.В. Реактивность ядерного реактора/В сб. «Динамика ядерных реакторов». – М.: Энергоатомиздат, 1990.
5. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов/Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1974.
6. Голоскоков Д.П. Уравнения математической физики. Решение задач в системе Maple: Учебник для вузов – СПб.: Питер, 2004. – 539 с.

Поступила в редакцию 8.12.2008

Obninsk, 2009. – 6 pages, 1 table, 4 illustration. – References 5 titles.

The result of calculation the indicators of emergency electrical power safety (EEPS) and emergency feedwater (EFW) of serial Power Unit with VVER-1000, are shown. We suggest using a steam-water injector (SWI) working on steam generators dump steam for water supply of steam generators in a blackout mode of NPP with VVER-1000 (PWR).

Calculated analysis of SWI is conducted at variable parameters of steam at the entrance to injector, corresponding to various moments of time from the beginning of steam-and-water damping with reference to the power unit with VVER-1000. For providing the working of the system it is suggested at the primary period of aftercooling to make water on injector from additional tanks of the sum of chemically saltless water. These additional tanks are based in the reactor hall at the level of 36,9 meters. The fundamental opportunity of operation of steam generators emergency supply system with SWI during ~ 3 hours from the beginning of damping is shown.

УДК 519.7:621.039

A Reliability Model for Safety System-Protected Object Complex with Periodic Testing of Safety System \ A.I. Pereguda, D.A. Timashov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 9 pages, 1 table, 1 illustration. – References, 5 titles.

In this paper an advanced safety system-protected object complex reliability model has been proposed, assuming the safety system has a complex structure. The model can be used to estimate such reliability indices as mean time to failure and probability of failure prior to time t . The proposed model can be easily used for different types of objects like nuclear power plants and others. This model is more computationally efficient than Markov and semi-Markov models especially for large systems.

УДК 621.039.538

Application of the risk analysis for calculating of the integral characteristics of the environmental radioactivity in the areas of Nuclear Power Plants \ I.I. Kryshev, E.K. Khandogina, A.Yu. Pakhomov, A.I. Kryshev, K.D. Sanina; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 7 pages, 5 tables. – References, 12 titles.

Methodology and assessments of the integral characteristics of the radioactivity of the atmosphere, water bodies and soil on basis of risk analysis are presented.

УДК 621.039.512

The Peculiarities of Nuclear Reactor Space Kinetic at the Space-Depended Part of Delayed Neutrons \ Yu.N. Volkov, V.I. Naumov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 10 pages, 2 tables, 2 illustrations. – References, 6 titles.

At this paper the results of qualitative analysis of space reactor kinetics at the space-depended part of delayed neutrons and distributed control system have been represented. The analysis based on one-dimensions, one-group diffusion reactor model with one effective group of delayed neutrons. The possibility and conditions of implementing of averaged part of delayed neutrons for the reactor kinetic analysis are under discussions.

УДК 621.039.51

Neutron Density Probabilistic Characteristics in Nuclear Reactor with Stochastic Disturbance in Medium Properties \ A.M. Zagrebayev, V.A. Nasonova; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 8 pages, 4 illustrations. – References, 23 titles.

A 1-dimensional reactor mathematical model with neutronic and thermal feedbacks and automatic control system is described. This model is used for neutron density statistical properties research in nuclear reactor with stochastic disturbance in medium properties. The results of modeling and statistical analysis of in-core data in RBMK nuclear reactor are given.

УДК 621.039.548

Methodical Peculiarities and Results of Experimental Investigation of the Physical Characteristics of the SM Reactor Converted to New Fuel \ A.Yu. Krasnov, A.P. Malkov, A.L. Petelin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2009. – 7 pages, 6 tables, 3 illustrations. – References, 15 titles.