

6. **Фиськов А.А., Макасеев А.Ю.** Получение сорбционных материалов на основе фторидов щелочных и щелочно-земельных металлов для разделения азеотропной смеси $\text{UF}_6\text{—HF}$. — Атомная энергия, 2010, т. 109, вып. 3, с. 158—161.
7. **Красовский А.И., Чужко Р.К., Трегулов В.Р. и др.** Фторидный процесс получения вольфрама. Физико-химические основы. Свойства металла. М.: Наука, 1981.
8. **Рысс И.Г.** Химия фтора и его неорганических фторидов. М.: Химия, 1956.
9. **Westrum E., Burney G.** Thermodynamics of the monohydrogen difluorides. — J. Phys. Chem., 1961, v. 65, № 2, p. 344—348.
10. **Мариненко Е.П., Рудников А.И., Матвеев А.А. и др.** Разделение смеси гексафторида урана с фторидом водорода на компоненты методом сорбции-десорбции. — В сб.: V Научно-техн. конф. СХК. Ч. 3. Северск, 1998, с. 95—102.

Поступила в Редакцию 16.03.2011

УДК 621.039.566

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ ПРИ СЛУЧАЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ СВОЙСТВ СРЕДЫ

Загребаяев А.М., Насонова В.А., Овсянникова Н.В. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

Характерной чертой современного развития ядерной энергетики является повышение безопасности реакторов, которое может осуществляться по нескольким направлениям: проектирование новых ядерных реакторов, обладающих свойствами внутренней самозащищенности, модернизация систем управления и защиты имеющихся энергоблоков и др. Решение этих задач подразумевает математическое моделирование объектов и процессов. Математические модели, как правило, описывают реактор как детерминированный объект. Вместе с тем практика эксплуатации показывает, что особенностью реактора как объекта моделирования является наличие большого числа пространственно распределенных возмущающих факторов, например, таких, как вибрация ТВС, колебания органов управления, случайные колебания расхода теплоносителя и др. По этой причине задачи, связанные со случайными возмущениями параметров, не могут рассматриваться в рамках детерминированных математических моделей. В этой связи актуальными представляются подход к реактору как к объекту со случайными параметрами и в соответствии с таким подходом разработка его математической модели и исследование статистических свойств для последующего решения научно-практических задач, повышающих безопасность эксплуатации.

Математическая модель реактора с пространственно распределенными обратными связями и случайными возмущениями свойств среды. В качестве основы для создания математической модели с флуктуирующими параметрами был принят подход [1, 2], использующий для получения статистических характеристик плотности потока нейтронов стохастические уравнения. В состав математической модели входят следующие компоненты:

уравнение для плотности потока нейтронов — уравнение реактора в одностационарном диффузионном приближении с управлением (локальным и интегральным) и флуктуирующим сечением поглощения

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{d}{dx} \left[D(x) \frac{d}{dx} \varphi(x, t) \right] + \\ + [(1 - \beta) K_{\infty}(x, t) - 1] [\Sigma_a(x) + \xi(x, t)] \varphi(x, t) + \\ + \lambda C(x, t) - \sigma_{\text{Xe}} \text{Xe}(x, t) \varphi(x, t) - \\ - \sigma_{\text{sm}} \text{Sm}(x, t) \varphi(x, t) - \Sigma_p(x, t) \varphi(x, t); \\ \varphi(0) = \varphi(H) = 0, \end{aligned}$$

где φ , v , D , Σ_a — плотность потока, скорость, коэффициент диффузии, макроскопическое сечение поглощения нейтронов соответственно; β — доля запаздывающих нейтронов; K_{∞} — коэффициент размножения; ξ — флуктуирующий параметр, отражающий случайные изменения

размножающих свойств среды; λ , C — постоянная распада и концентрация ядер-предшественников запаздывающих нейтронов соответственно; σ_{Xe} , σ_{Sm} — микроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами ксенона и самария соответственно; Xe , Sm — концентрация ксенона и самария соответственно; Σ_p — макроскопическое сечение поглощения органов регулирования; H — экстраполированный размер реактора;

уравнение связи коэффициента размножения с изменением теплофизических параметров (замыкание системы уравнений через коэффициенты реактивности)

$$K_{\infty}(x, t) = K_{\infty 0}(x) + \alpha_t(x) \delta T_t(x, t) + \alpha_{\text{тн}}(x) \delta T_{\text{тн}}(x, t) + \alpha_{\text{гр}}(x) \delta T_{\text{гр}}(x, t) + \alpha_{\eta}(x) \delta \eta(x, t),$$

где $K_{\infty 0}$ — коэффициент размножения, обусловленный данной конфигурацией загрузки; α_t , $\alpha_{\text{тн}}$, $\alpha_{\text{гр}}$, α_{η} — коэффициент реактивности по температуре топлива, теплоносителя, графита, паросодержанию соответственно; δT_t , $\delta T_{\text{тн}}$, $\delta T_{\text{гр}}$, $\delta \eta$ — отклонение температуры топлива, теплоносителя, графита и объемного паросодержания от стационарного состояния соответственно;

уравнения системы регулирования

$$\Sigma_{a \text{ доп}} = 0 \quad \text{при} \quad \left| \frac{W(t) - W_0}{W_0} \right| < y_0; \quad (1)$$

$$\Sigma_{a \text{ доп}} = k \frac{W(t) - W_0}{W_0} \quad \text{иначе};$$

$$\Sigma_{a \text{ доп}}(x) = 0 \quad \text{при} \quad \left| \frac{\varphi(x, t) - \varphi_0(x)}{\varphi_0(x)} \right| < c_0; \quad (2)$$

$$\Sigma_{a \text{ доп}}(x) = k_1 \frac{\varphi(x, t) - \varphi_0(x)}{\varphi_0(x)} \quad \text{иначе};$$

где $\Sigma_{a \text{ доп}}$ — дополнительное поглощение, вносимое при перемещении стержней регулирования; W_0 , $W(t)$ — планируемая и текущая мощность реактора соответственно; $\varphi_0(x)$ — планируемая плотность потока нейтронов; k , k_1 — коэффициенты усиления; y_0 , c_0 — пороговое значение, при достижении которого включается регулятор. В случае регулирования интегральной мощности сечение поглощения изменяется во всех точках активной зоны на одно и то же значение (1), при локальном регулировании из-

менения происходят только в области отклонения плотности потока нейтронов за пределы допустимых значений (2);

уравнения обратных связей:

уравнение для концентрации ядер-предшественников запаздывающих нейтронов

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = \beta K_{\infty}(x, t) \Sigma_a(x) \varphi(x, t) - \lambda C(x, t);$$

уравнения отравления ксеноном и самарием

$$\frac{\partial J(x, t)}{\partial t} = \gamma_I \Sigma_f(x) \varphi(x, t) - \lambda_I J(x, t);$$

$$\frac{\partial \text{Xe}(x, t)}{\partial t} = \lambda_I J(x, t) - \lambda_{\text{Xe}} \text{Xe}(x, t) - \sigma_{\text{Xe}} \text{Xe}(x, t) \varphi(x, t);$$

$$\frac{\partial \text{Pm}(x, t)}{\partial t} = \gamma_{\text{Pm}} \Sigma_f(x) \varphi(x, t) - \lambda_{\text{Pm}} \text{Pm}(x, t);$$

$$\frac{\partial \text{Sm}(x, t)}{\partial t} = \lambda_{\text{Pm}} \text{Pm}(x, t) - \sigma_{\text{Sm}} \text{Sm}(x, t) \varphi(x, t),$$

где J — концентрация ядер иода; γ_I , γ_{Pm} — выход иода и прометия соответственно; Σ_f — макроскопическое сечение деления; λ_I , λ_{Xe} , λ_{Pm} — постоянные распада ядер иода, ксенона, прометия соответственно; Pm — концентрация ядер прометия;

уравнение для температуры топлива

$$\frac{\partial T_t(x, t)}{\partial t} = \frac{E_f \Sigma_f(x) \varphi(x, t)}{c_t \rho_t} - \frac{T_t(x, t) - T_{\text{тн}}(x, t)}{\tau_t},$$

где T_t , $T_{\text{тн}}$ — температура топлива и теплоносителя соответственно; E_f — энергия на один акт деления; c_t — удельная массовая теплоемкость топлива; ρ_t — плотность топлива; τ_t — постоянная времени топлива;

уравнение для температуры замедлителя

$$\frac{\partial T_{\text{гр}}(x, t)}{\partial t} = \frac{\gamma E_f \Sigma_f(x) \varphi(x, t)}{c_{\text{гр}} \rho_{\text{гр}}} - \frac{T_{\text{гр}}(x, t) - T_{\text{тн}}(x, t)}{\tau_{\text{гр}}},$$

где $T_{\text{гр}}$, $c_{\text{гр}}$, $\rho_{\text{гр}}$, $\tau_{\text{гр}}$ — температура, удельная массовая теплоемкость, плотность, постоянная времени графита соответственно; γ — доля тепла, выделенного в графите;

уравнения для температуры теплоносителя и паросодержания

$$T_{\text{TH}}(z) = T_{\text{BX}} + \frac{1}{G(x)C_p} \int_0^z q_l(\tau, x) d\tau \quad \text{для } z < z_H;$$

$$T_{\text{TH}}(z) = 284 \text{ }^\circ\text{C} \quad \text{для } z \geq z_H;$$

$$q_l = \text{const}; \quad z_H(x) = \frac{H_k(T_{\text{H}} - T_{\text{BX}})G(x)C_p}{W(x)};$$

$$W(x) = \int_0^{H_k} q_l(\tau, x) d\tau;$$

$$T_{\text{TH}}(x, t) = \int_0^{H_k} T(z) dz / H_k,$$

где T_{BX} — температура воды на входе; G — расход воды через сечение с координатой x ; C_p — теплоемкость воды; q_l — удельное линейное энерговыделение; H_k — высота активной зоны; T_{H} — температура насыщения;

$$\tilde{x}(z) = \frac{1}{Gr} \int_{z_H}^z q_l(\tau, x) d\tau;$$

$$\tilde{x}(x, t) = \int_0^{H_k} x(z) dz / H_k;$$

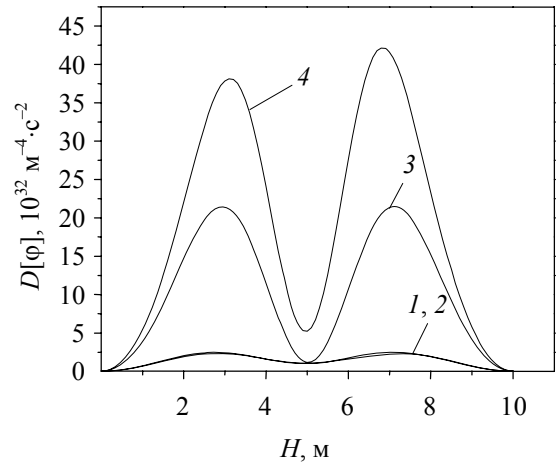
$$\eta = \left[1 + \frac{\rho''}{\rho'} \frac{(1 - \tilde{x})}{\tilde{x}} \right]^{-1},$$

где r — удельная теплота парообразования; $\tilde{x}$, η — массовое и объемное паросодержание соответственно; ρ'' — плотность пара; ρ' — плотность воды на линии насыщения.

На основе описанной модели создан программный комплекс и проведены статистические исследования плотности потока нейтронов.

Результаты статистических исследований. На рис. 1 показаны результаты статистического эксперимента, отражающие распределение дисперсии плотности потока нейтронов по размеру активной зоны при учете действия той или другой обратной связи. Рассматривается реактор со следующими характеристиками: однородная загрузка, $H/M = 50$, возмущения, вносимые в макроскопическое сечение поглощения, разыгрываются по нормальному закону, уровень шума 0,1%, суммарный мощностной коэффициент реактивности по топливу и пару $-1,1 \cdot 10^{-5}$, коэффициент реактивности по замедлителю $5,4 \cdot 10^{-5}$, уставка системы локальных автоматических регуляторов 10%, возмущения вносятся 1 раз в 10 с.

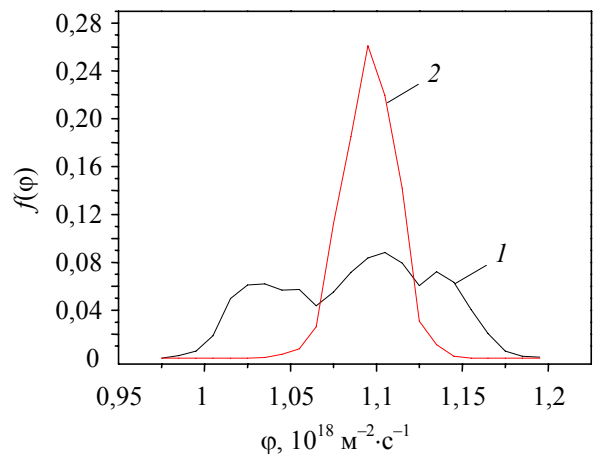
Как видно на рис. 1, дисперсия растет к периферии активной зоны, и она тем больше, чем



Р и с. 1. Распределение дисперсии плотности потока нейтронов по длине активной зоны: 1—4 — обратная связь только по запаздывающим нейтронам, по запаздывающим нейтронам и температуре топлива, по запаздывающим нейтронам, температуре топлива и температуре замедлителя, по запаздывающим нейтронам, температуре топлива, температуре замедлителя и ксенону соответственно

большее число обратных связей действует в реакторе. В то же время математическое ожидание плотности потока нейтронов как функция координаты почти не зависит от наличия обратных связей.

На рис. 2 для точки с координатой $x = H/4$ показаны законы распределения плотности вероятности плотности потока нейтронов. Одна из кривых имеет один максимум, так как в системе есть одна отрицательная обратная связь и система регулирования не задействована, поскольку реактор устойчив. Ход другой кривой отражает ситуацию, когда в системе есть и положитель-



Р и с. 2. Распределение плотности вероятности плотности потока нейтронов для точки с координатой $x = H/4$: 1, 2 — обратные связи по запаздывающим нейтронам, температуре топлива и температуре замедлителя при действии локальной системы регулирования, обратные связи по запаздывающим нейтронам и температуре топлива соответственно

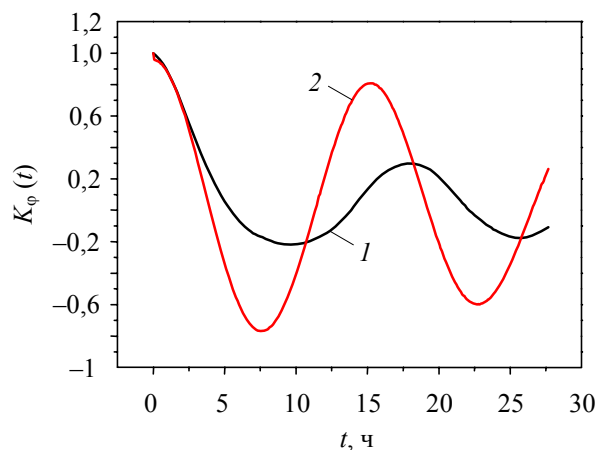
ная, и отрицательная обратная связь и для стабилизации реактора используется система регулирования. По этой причине реализуются три максимума: центральный за счет учета действия обратных связей и два крайних благодаря воздействию локальных регуляторов на плотность потока нейтронов при достижении границ по уставкам.

Результаты моделирования сравнили с экспериментальными данными в части анализа ксеноновых колебаний. На рис. 3 видно качественное совпадение модельной автокорреляционной функции плотности потока нейтронов (кривая 1) и автокорреляционной функции тока (кривая 2) одной из секций датчика контроля энерговыделения по высоте РБМК Курской АЭС за период с 1 по 5 октября 2006 г.

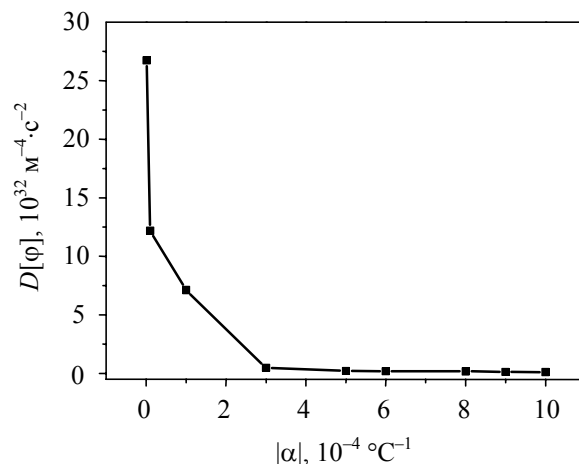
Исследование с помощью модели также показало, что дисперсия плотности потока нейтронов в выбранной пространственной точке при возникновении ксеноновых колебаний зависит от отрицательного мощностного коэффициента реактивности (рис. 4). Это представляет практический интерес, так как свидетельствует о возможности определения в пассивном эксперименте мощностного коэффициента реактивности по дисперсии плотности потока нейтронов.

Таким образом, анализ показал, что модельные данные отражают физические процессы, происходящие в активной зоне реактора, и имеется принципиальная возможность на основе статистических характеристик определять параметры реактора в пассивном эксперименте.

Определение порога ксеноновых колебаний. Исследование на модели показало, что при



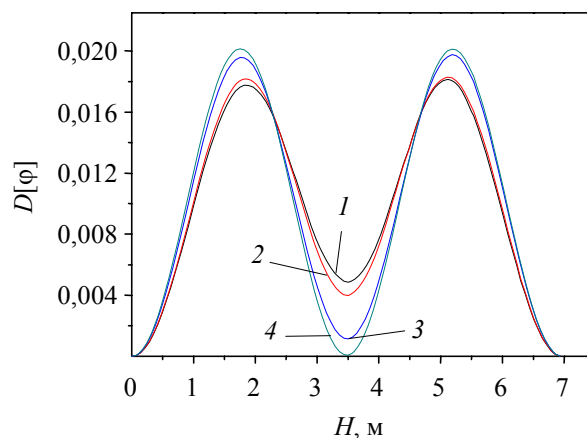
Р и с. 3. Модельные автокорреляционные функции плотности потока нейтронов (1) и тока (2)



Р и с. 4. Зависимость дисперсии от модуля коэффициента реактивности

приближении реактора к порогу ксеноновых колебаний изменяется вид дисперсии плотности потока нейтронов, а именно пики дисперсии увеличиваются и перемещаются ближе к границе реактора (рис. 5). Исходя из этого, было выдвинуто предположение, что если каким-либо образом уменьшить дисперсию плотности потока нейтронов в ее пиках, то порог ксеноновых колебаний изменится. В настоящей работе изменение формы дисперсии достигалось за счет неоднородной загрузки реактора.

Известны теоретические соотношения, определяющие порог возникновения ксеноновых колебаний в зависимости от коэффициента реактивности по температуре топлива, размера реактора и уровня мощности [3]. В настоящее время рассматривается возможность использования ТВС с разными размножающими свойствами по высоте активной зоны, в частности, предлагается вводить области с выгорающим



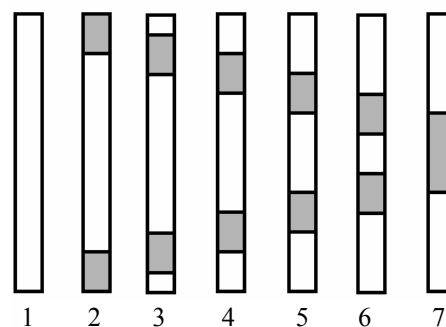
Р и с. 5. Форма дисперсии плотности потока нейтронов при приближении реактора к порогу ксеноновых колебаний 40 (1), 60 (2), 80 (3), 100% (4)

поглотителем, например, эрбием [4]. При изменении загрузки количественные соотношения между мощностью, размером реактора и коэффициентом реактивности при определении порога ксеноновых колебаний будут другие, чем при однородной загрузке. Определение порога возникновения ксеноновых колебаний в этом случае по методике [3] затруднительно. В настоящей работе проводилось «прямое» моделирование процесса ксеноновых колебаний, а именно при заданной мощности, размере и коэффициентах реактивности по температуре топлива и замедлителя вносили возмущения в размножающие свойства. Критичность обеспечивалась равномерным по активной зоне изменением поглощающих свойств. Мощность повышали до тех пор, пока не возникали ее перекосы по половинам реактора. Программный комплекс тестировали путем сравнения с аналитическим решением для однородной загрузки. Расхождение в уровне мощности, при котором возникали ксеноновые колебания, не превысило 1%.

На рис. 6 показаны рассмотренные в работе компоновки, сформированные из двух зон с разными размножающими свойствами. Первая зона имела обогащение 3,2% с содержанием эрбия 0,7% (при этом $K_{\infty} = 1,16$), вторая — 2,5%, содержание эрбия 0,3% ($K_{\infty} = 1,13$). Расчеты проводили для топлива выгоранием 10 ГВт-сут/т при фиксированной ширине активной зоны 7 м.

Результаты расчета порога ксеноновых колебаний в зависимости от места расположения областей с разным коэффициентом размножения приведены в таблице, где номер соответствует номеру на рис. 6. Порог приведен в относительных единицах, за базовый принят порог при равномерной загрузке реактора.

Из таблицы видно, что предпочтительной



Р и с. 6. Компоновка загрузки реактора по высоте активной зоны: □ — зона 1 — обогащение 3,2%, содержание эрбия 0,7%; ■ — зона 2 — обогащение 2,5%, содержание эрбия 0,3%

является симметричная компоновка, состоящая из центральной зоны с повышенным коэффициентом размножения, затем симметрично расположенных зон с пониженным коэффициентом размножения и двух периферийных зон с увеличенным коэффициентом размножения. Представляется, что физически данный эффект можно объяснить стабилизирующим влиянием периферийных зон с большим коэффициентом размножения за счет роста утечки нейтронов и диссипативным расположенных рядом зон с пониженными размножающими свойствами на рост плотности потока нейтронов.

Таким образом, исследования показывают, что профилирование загрузки топлива по высоте реактора позволяет не только оптимизировать физические характеристики реактора, но и по-новому подойти к обеспечению устойчивости поля энерговыделения.

Авторы выражают признательность А.М. Федосову за интерес к работе и предоставленные физические константы для расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sheff J., Albrecht R. The space dependence of reactor noise. — Nucl. Sci. Engng, 1966, v. 24, № 3, p. 246—254.
2. Sheff J., Albrecht R. The space dependence of reactor noise. — Ibid., 1966, v. 26, № 2, p. 207—214.
3. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Госатомиздат, 1963. 65 с.
4. Петров И.В., Шульман Ю.С., Рябов В.В. и др. Тепло-выделяющая сборка канального ядерного реактора с профилированным топливом. Патент РФ от 10.11.2009 № 2372676. — Бюл. «Изобретения. Полезные модели», 2009, № 31, с. 8—91.

Поступила в Редакцию 2.11.10

Порог начала ксеноновых колебаний

Номер	Средний поток
1	1
2	2,17
3	2,72
4	1,97
5	1,03
6	0,28
7	0,12