

Таблица 3. Нейтронный поток в кластерной ячейке, рассчитанный двумя методами

Номер зоны	Материал	Радиус зоны, см	Метод вероятностей, плоский поток				Обобщенный метод, линейный поток и ток, девять зон
			13 зон		17 зон		
			Поток, 10 ³	Отклонение, %	Поток, 10 ³	Отклонение, %	Поток, 10 ³ /см ³
1	C	9	5,827	3,5	5,930	1,8	6,039
2	Zr	4,4	4,761	4,2	4,870	2	4,97
3	H ₂ O	4	4,08	3,4	4,152	1,7	4,224
4	»	3,8	2,789	3,8	2,856	1,5	2,900
5	»	2,3	1,956	3,7	1,993	1,9	2,032
6	»	0,9	1,767	4	1,807	1,8	1,841
7	Zr	0,75	1,758	4,2	1,797	2,1	1,836
8	UO ₂	0,68	2,784	5,2	2,705	2,2	2,647
9	»	0,68	1,878	5,3	1,823	2,2	1,784

тема линейных интегральных уравнений, предложен и развит метод ее решения, разработан алгоритм. В качестве верификационных расчетов приведены сравнительные расчеты цилиндрической ячейки обобщенным методом вероятностей первых столкновений и методом поверхностного псевдоисточника (программа ПРАКТИНЕЦ). Результаты расчетов цилиндрической ячейки согласуются.

Результаты вычислений кластерной ячейки показывают преимущество по точности усовершенствованного метода вероятностей первых столкновений, обусловленное аналитическим представлением потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев И.С., Новиков В.М. Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. М.: Атомиздат, 1966.
2. Benoist P. Streaming effect and collision probabilities in lattices. — Nucl. Sci. Energy, 1968, v. 34, № 1, p. 285—307.
3. Takeda T., Seriya T. Anisotropic collision probabilities in cell problem. — J. Nucl. Sci. Technol., 1971, v. 8, № 12, p. 663—672.
4. Повещенко Т.С., Шевелев Я.В. Полиномиальная аппроксимация потока нейтронов в методе вероятностей первых столкновений. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 80—85.
5. Poveschenko T. Algorithm and code for general first collision probabilities calculations in nuclear reactor cell with complex geometry. — In: Proc. on Joint Intern. Conf. on Mathematical Methods and Supercomputing for Nuclear Applications. USA, 1997, p. 731—740.
6. Poveschenko T. Homogenization-free reactor core analysis with general first collision probabilities method. — Progress in Nucl. Energy, 2004, v. 45, № 2—4, p. 143—152.
7. Bickley W., Naylor J. A short table of the functions $K_0(x)$. — Phil. Magazine, 1935, v. 20, № 132, p. 343—347.
8. Poveschenko T. Advanced method of solution of neutron transport equation in nuclear reactor cell. — In: PHYSOR'2010, CD-ROM 700356.
9. Султанов Н.В. Программа ПРАКТИНЕЦ-3: Препринт ИАЭ-2143, 1971.

Поступила в Редакцию 2.06.15

УДК 621.039.51

АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ В КРИТИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ С УЧЕТОМ СИСТЕМЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ НЕЙТРОННОЙ МОЩНОСТИ

Черезов А.Л. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)

При численном моделировании ядерных реакторов целесообразно анализировать неопределенность полученных результатов. Анализ неопределенности включает в себя оценку вклада разных источников погрешности в итоговую. В результате становится понятным, какие параметры модели требуют уточнения в первую

очередь. Очевидно, что способ управления нейтронным полем влияет на неопределенность численных расчетов, что отмечалось в работе [1]. В настоящей статье исследуется влияние системы управления на плотность потока нейтронов ядерного реактора, находящегося в стационарном критическом состоянии. Полу-

ченные формулы теории возмущений позволяют учесть некоторые характеристики системы управления нейтронным полем. С использованием этих формул и серии численных расчетов исследуется влияние расположения детекторов и органов регулирования на пространственное распределение среднеквадратичного отклонения нейтронного поля.

Рассмотрим модель стационарного критического реактора, в котором нейтронное поле поддерживается на заданном уровне мощности. Введем следующие обозначения: $\phi_0(x)$ — плотность потока нейтронов, $u_0 = u_0(x)$ — микроскопическое сечение, ядерная концентрация или любой другой возмущаемый параметр модели; L — оператор утечки нейтронов; $Q(u)$ — оператор генерации нейтронов, линейный по параметру u . С учетом введенных обозначений запишем уравнение для нейтронного поля в рассматриваемом реакторе:

$$-L\phi_0(x) + Q(u_0)\phi_0(x) = 0. \quad (1)$$

Решение $\phi_0(x)$ удовлетворяет граничным условиям $B\phi_0(x) = 0$. Будем предполагать, что граничные условия не зависят от параметра u и не возмущаются.

Рассмотрим простую модель системы регулирования, которая обеспечивает лишь сохранение заданного линейного функционала W нейтронного поля:

$$W = \langle g, \phi \rangle, \quad (2)$$

где $g = g(x)$ — некоторая положительная функция. Будем предполагать, что изменение баланса в уравнении (1), вызванное возмущением параметров u_0 , компенсируется с помощью оператора $H(u, s)$, в котором параметр s характеризует амплитуду воздействия органов регулирования. Предположим, что $H(u, s) = sH$. Такая модель описывает, например, жидкостные или газовые органы регулирования. Тогда уравнение (1) запишем в виде

$$-L\phi(x) + Q(u)\phi(x) + sH\phi(x) = 0, \quad (3)$$

с граничным условием $B\phi(x) = 0$.

Решение $\phi(x)$ уравнения (1) зависит от спектра оператора $M = -L + Q(u_0)$ или оператора критичности $A = L^{-1}Q(u_0)$. В качестве предположений будем считать, что система собственных

элементов $\psi_i(x)$, $i = 0, 1, \dots$ полна и все собственные значения λ_i оператора A имеют алгебраическую кратность, равную единице.

Рассмотрим сопряженную задачу на собственные значения

$$-L^+\psi_i^+(x) + \lambda_i Q^+(u_0)\psi_i^+(x) = 0$$

вместе с граничным условием $B^+\psi_i^+(x) = 0$. Перечисленные свойства спектра выполняются и для оператора $A_1 = (L^{-1})^+ Q^+$.

Приводимый далее вывод формул теории возмущений опирается на решение неоднородного уравнения

$$-Ly + Q(u_0)y = f. \quad (4)$$

Построим его решение в биортонормированном базисе функций $\{\psi_i, Q^+\psi_i^+, i = 0, 1, \dots\}$. Для этого воспользуемся свойством обратимости оператора L и запишем уравнение (4) в виде $Ay - y = L^{-1}f$. Из альтернативы Фредгольма следует, что данное уравнение разрешимо только тогда, когда выполняется условие $0 \equiv \langle L^{-1}f, Q^+\psi_0^+ \rangle = \langle f, (L^{-1})^+ Q^+\psi_0^+ \rangle = \langle f, \psi_0^+ \rangle$. Если условие $\langle f, \psi_0^+ \rangle = 0$ выполнено, то решение уравнения (4) можно записать в виде ряда

$$y(x) = c_0 \psi_0(x) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{1 - \lambda_i} c_i \psi_i(x).$$

Коэффициент c_0 находится из условия нормировки. Оставшиеся коэффициенты находятся из равенства

$$c_i = \langle -L^{-1}f, Q^+\psi_i^+ \rangle = \langle -f, (L^+)^{-1} Q^+\psi_i^+ \rangle = \lambda_i \langle -f, \psi_i^+ \rangle.$$

Подставив полученные выражения для c_i в предыдущее уравнение и введя обозначение $\rho_i = 1 - 1/\lambda_i$, получим искомое решение уравнения (4)

$$y(x) = c_0 \psi_0(x) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\rho_i} \langle f, \psi_i^+ \rangle \psi_i(x). \quad (5)$$

Отметим, что аналогичное выражение может быть получено, если решение записать в базисе собственных функций оператора M и M^+ .

Но в этом случае под $\rho_i, \psi_i(x), \psi_i^+(x)$ следует понимать собственные значения и собственные функции этих операторов с нормировкой.

Исследуем нейтронное поле при возмущении параметров u_0 на малую величину $\varepsilon \delta u(x)$. Параметр ε будем называть амплитудой возмущения. Решение уравнения (3) и параметр s системы регулирования запишем в виде степенных рядов по параметру ε :

$$\varphi(x) = \varphi_0(x) + \varepsilon \varphi_1(x) + \dots + \varepsilon^n \varphi_n(x) + O(\varepsilon^{n+1});$$

$$s = \varepsilon s_1 + \varepsilon^2 s_2 + \dots + \varepsilon^n s_n + O(\varepsilon^{n+1}),$$

где $\varphi_n(x)$ — n -й компонент возмущения нейтронного поля.

Подставим эти выражения в уравнение (3) и сгруппируем члены с одинаковыми по параметру ε степенями. В результате получим

$$\begin{cases} M\varphi_0 = 0; \\ M\varphi_n = -v_n, \quad n = 1, 2, \dots, \end{cases} \quad (6)$$

где $v_1 = Q(\delta u)\varphi_0 + s_1 H\varphi_0$; $v_2 = Q(\delta u)\varphi_1 + s_1 H\varphi_1 + s_2 H\varphi_0$; $v_n = Q(\delta u)\varphi_{n-1} + \sum_{k=1}^n s_k H\varphi_{n-k}$. Эта система уравнений аналогична системе (17) из статьи [2]. К полученным уравнениям добавим условия, вытекающие из нормировки (2):

$$\langle g, \varphi_i \rangle = 0, \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Для решения системы уравнений (6) воспользуемся альтернативой Фредгольма и формулой (5). Из условий разрешимости $\langle v_k, \psi_0^+ \rangle = 0$, $k = 1, 2, \dots$ находим выражения для расчета компонентов возмущения параметра s :

$$s_n = - \left(\langle Q(\delta u)\varphi_{n-1}, \psi_0^+ \rangle + \sum_{k=1}^{n-1} s_k \langle H\varphi_k, \psi_0^+ \rangle \right) / \langle H\varphi_0, \psi_0^+ \rangle.$$

В соответствии с формулой (5) компоненты возмущений плотности потока нейтронов можно записать в виде

$$\varphi_n(x) = c_{0,n} \psi_0(x) + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\rho_i} \langle -v_n, \psi_i^+ \rangle \psi_i(x).$$

Коэффициенты $c_{0,n}$ находятся из условий нормировки (7). Запишем выражение для возмущения первого порядка в виде

$$\varphi_1(x) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{\rho_i} \left(q_{0,i} \frac{h_{0,i}}{h_{0,0}} - q_{0,i} \right) \left(\psi_i(x) - \frac{g_i}{g_0} \psi_0(x) \right), \quad (8)$$

где $q_{ij} = \langle Q(\delta u)\psi_i, \psi_j^+ \rangle$; $h_{i,j} = \langle H\psi_i, \psi_j^+ \rangle$.

Используя выражение (8) для определения возмущения плотности потока нейтронов первого порядка, получим формулу для ковариационной функции нейтронного поля. Пусть возмущения δu носят случайный характер и подчиняются некоторому закону вероятностного распределения с нулевым математическим ожиданием $E(\delta u) = 0$ и ограниченной ковариационной функцией $E(\delta u', \delta u) < \infty$. Так как оператор Q ограничен и линеен относительно u , то имеют смысл следующие выражения:

$$E(q_{0,i}) = \langle Q(E(\delta u))\psi_0, \psi_i^+ \rangle = 0;$$

$$\gamma_{ij} = E(q_{0,i} q_{0,j}) =$$

$$= E \langle Q(\delta u)\psi_0, \psi_i^+ \rangle \langle Q(\delta u')\psi_0, \psi_j^+ \rangle < \infty.$$

Параметры γ_{ij} , $i, j = 1, 2, \dots$ зависят от корреляций между возмущениями параметров δu . Из этих выражений следует, что среднее возмущение нейтронного поля первого порядка равно нулю, т.е. $E(\varphi_1(x)) = 0$. Введем обозначения $\tilde{\psi}_i(x) = \psi_i(x) - g_i/g_0 \psi_0(x)$, $i = 1, 2, \dots$ Тогда ковариационную функцию нейтронного поля $K_1(x, x') = E[\varphi_1(x)\varphi_1(x')]$ можно записать в виде

$$K_1(x, x') = \varepsilon^2 \sum_{i,j=1}^{\infty} \frac{a_{ij}}{\rho_i \rho_j} \tilde{\psi}_i(x) \tilde{\psi}_j(x'), \quad (9)$$

где коэффициенты

$$a_{ij} = E \left(q_i - q_0 \frac{h_i}{h_0} \right) \left(q_j - q_0 \frac{h_j}{h_0} \right).$$

Раскроем скобки и воспользуемся введенным определением параметров γ_{ij} , тогда

$$a_{ij} = \gamma_{ij} - \gamma_{i0} \frac{h_i}{h_0} - \gamma_{0j} \frac{h_j}{h_0} + \gamma_{00} \frac{h_i h_j}{h_0^2}, \quad \forall i, j = 1, 2, \dots$$

Запишем формулу для расчета среднеквадратичного отклонения плотности потока нейтронов

$$\sigma_1(x) = \varepsilon \sqrt{\sum_{i,j=1}^{\infty} \frac{a_{ij}}{\rho_i \rho_j} \tilde{\psi}_i(x) \tilde{\psi}_j(x)}. \quad (10)$$

Выражения (9), (10) позволяют проанализировать влияние корреляции возмущений параметров модели, расположения органов регулирования и нейтронных детекторов на неопределенность нейтронного поля.

Рассмотрим частный случай. Пусть контролируемый функционал $W = \langle \phi_0, \phi_0 \rangle$, органы регулирования вносят равномерное возмущение в каждую точку реактора, т.е. $H = I$ — единичный оператор. В этом случае из формулы (9) следует выражение для ковариационной матрицы, которое совпадает с тем, которое было получено в статье [3]:

$$\tilde{K}_1(x, x') = \varepsilon^2 \sum_{i,j=1}^{\infty} \frac{\gamma_{ij}}{\rho_i \rho_j} \psi_i(x) \psi_j(x').$$

Исследуем влияние расположения органов регулирования и нейтронных детекторов на среднеквадратичное отклонение нейтронного поля, выполнив серию численных расчетов с использованием соотношения (10). Рассмотрим одномерную диффузионную модель плоского критического реактора с однородной активной зоной толщиной 363,8 см и двумя боковыми отражателями толщиной 42,8 см каждый. Активная зона состоит из 17 однотипных ТВС толщиной 21,4 см. Макроскопические сечения активной зоны и отражателя приведены в таблице. Расчеты выполнены в конечно-разностном приближении с 15 точками на каждую ТВС и зону отражателя.

Случайные возмущения макроскопических сечений поглощения некоррелированы по пространству и энергетическим группам и имеют дисперсию $\sigma^2 \Sigma_a^2(x)$, где $\sigma = 1\%$. В качестве компенсирующего возмущения рассматривается макроскопическое сечение тепловой группы в ТВС. На рисунке показано относительное среднеквадратичное отклонение плотности потока тепловых нейтронов для различных типов сохраняемого функционала и места ввода компенсирующего возмущения. Расчеты выполнены по формуле (10). Рассмотрим три случая:

Макроскопические сечения

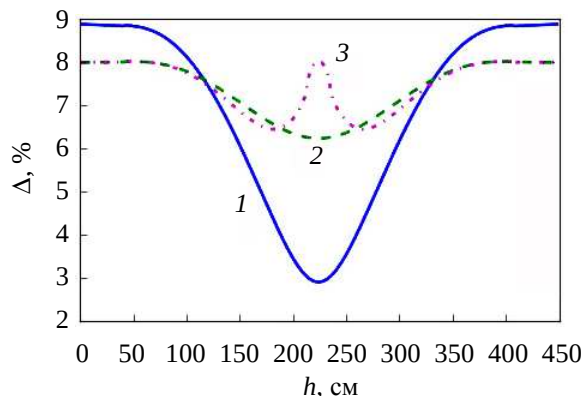
Параметр	ТВС	Отражатель
Коэффициент диффузии, см:		
D_1	1,320	1,556
D_2	0,383	0,362
Макросечение поглощения, см ⁻¹ :		
$\Sigma_{a,1}$	0,009	0,001
$\Sigma_{a,2}$	0,080	0,017
Макросечение генерации, см ⁻¹ :		
$\nu \Sigma_{f,1}$	0,006	0
$\nu \Sigma_{f,2}$	0,104	0
Макросечение увода из быстрой группы, см ⁻¹	0,017	0,023
Коэффициент размножения k_{∞}	1,080769	—
Примечание. Эффективный коэффициент размножения $k_{\infty\phi} = 1,076826$.		

поддерживается постоянной полная нейтронная мощность путем внесения равномерного компенсирующего возмущения;

поддерживается постоянной сумма токов двух детекторов, расположенных в левом и правом отражателях. Компенсирующее возмущение вносится равномерно по активной зоне;

поддерживается постоянной сумма токов двух детекторов, расположенных в левом и правом отражателях. Компенсирующее возмущение вносится в центральную ТВС активной зоны.

Во всех случаях можно наблюдать характерное для физически больших реакторов уменьшение неопределенности плотности потока нейтронов в центральной части активной зоны. Переход от контроля полной нейтронной мощности к сумме показаний двух детекторов приводит к уменьшению неопределенности нейтронного поля на периферии реактора и зна-



Относительное среднеквадратичное отклонение Δ плотности потока нейтронов для трех типов сохраняемого функционала и места ввода компенсирующего возмущения

чительному увеличению неопределенности в центре активной зоны. В местах расположения органа регулирования наблюдается локальное увеличение относительного среднеквадратичного отклонения плотности потока тепловых нейтронов.

Численные расчеты показывают, что характеристики системы регулирования оказывают значительное влияние на неопределенность нейтронного поля. В заключение отметим, что спектр собственных значений не зависит от возмущения параметров реакторной модели или характеристик системы регулирования. Поэтому формулы (9), (10) удобны для проведения многовариантных расчетов ковариации нейтронного поля при различных корреляционных зависи-

мостях параметров модели и расположении детекторов и органов регулирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gandini A.** First and higher order, heuristically based generalized perturbation theory (HGPT) with optional control reset variable. — *Ann. Nucl. Energy*, 1996, v. 23, № 8, p. 681—693.
2. **Gandini A.** Implicit and explicit higher order. Perturbation methods for nuclear reactor analysis. — *Nucl. Sci. Engng*, 1978, v. 67, № 3, p. 347—355.
3. **Горюнов В.К.** Пространственные флуктуации распределения нейтронов и мощности в критическом реакторе. — *Атомная энергия*, 1979, т. 46, вып. 4, с. 227—232.

Поступила в Редакцию 23.06.15

УДК 699/841+621.039

МЕТОДОЛОГИЯ ОЦЕНКИ ЗАПАСА СЕЙСМОСТОЙКОСТИ ЗДАНИЙ, СООРУЖЕНИЙ И ОБОРУДОВАНИЯ АЭС

*Сааков Э.С., Рясный С.И., Казновский П.С., Касьянов К.Г., Зайкин И.И.
(АО «Атомтехэнерго», г. Мытищи, Московская обл.)*

Оценка сейсмической безопасности эксплуатируемого энергоблока АЭС отличается от оценки и аттестации сейсмостойких конструкций, систем и элементов энергоблока, выполняемых на этапе проектирования, тем, что выполняется в его реальном состоянии [1, 2]. В этом состоянии реакция и предельная сейсмическая нагрузка на энергоблок АЭС будут зависеть от условий монтажа и строительства, последствий эксплуатации и ремонтов, а также эффектов старения.

В отечественной практике сейсмическая безопасность энергоблока АЭС обосновывается на расчетно-экспериментальной оценке сейсмической безопасности конструкций, систем и элементов, заключающейся в непосредственном обследовании каждой единицы оборудования важных для безопасности систем. При этом собственные динамические характеристики определяются экспериментально в натурных условиях, расчеты проводятся по уточненным схемам, соответствующим реальным условиям раскрепления и обвязки оборудования [3].

В зарубежной практике сейсмическая безопасность энергоблока АЭС оценивается с помощью процедур оценки запаса сейсмостойкос-

ти по методологии SMA, которые включают в себя следующие основные этапы [4, 5]:

формирование экспертной группы для выполнения оценки;

разработка детальной программы оценки сейсмической безопасности энергоблока;

определение землетрясения уточненного уровня (сейсмических характеристик площадки — акселерограмм, спектров ответа на грунте);

изучение процедуры безопасного останова энергоблока в случае землетрясения и составление перечня ответственных за безопасный останов конструкций, систем и элементов, которые будут подвергнуты оценке;

сейсмическая оценка зданий и сооружений в их фактическом состоянии;

определение исходных данных для оценки (расчет поэтажных акселерограмм и спектров ответа зданий и сооружений на заданное сейсмическое исходное воздействие);

обследование оборудования и исключение из рассмотрения конструкций, систем и элементов, сейсмостойкость которых подтверждена накопленными ранее данными;

вычисление пикового сейсмического ускорения на грунте, при котором высока достовер-