

(№ 805/7975. Поступила в Редакцию 13/VIII 1974 г.
Полный текст 0,3 а. л., 1 табл., 9 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Persson R. In: Proc. IAEA Symp. «Exponential and Critical Experiments», Vienna, 1964, v. 3, p. 289.
- Ibid, v. 1, p. 299.
- Абрамов В. М. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 5, с. 299.

- Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы обработки наблюдений. М., Физматгиз, 1962.
- Rowlands J., Macdougall J. In: Proc. BNES Intern. Conf. on the Physics of Fast Reactor Operation and Design. London, 1969, p. 180.
- Минашин М. Е. и др. В сб.: Опыт эксплуатации АЭС и пути дальнейшего развития атомной энергетики. Т. 2. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, с. 247.
- Акимов И. С., Минашин М. Е., Шарапов В. Н. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 6, с. 247.

УДК 621.039.51

О корреляции параметров критичности и воспроизводства

ВАНЬКОВ А. А., ВОРОПАЕВ А. И., ОРЛОВ В. В.

В практике реакторного расчета используются различные способы компенсации реактивности для достижения критичности. Каждый из этих способов отвечает той или иной цели (стратегии) исследования и должен учитываться при постановке статистических задач, таких как предсказание реакторных характеристик и корректировка констант по результатам экспериментов на критических сборках, наконец, планирование экспериментов. В связи с этим вводится понятие q -оценок, обсуждается их физический смысл и приводится численный материал, касающийся погрешности коэффициента воспроизводства (КВ) типичного реактора-размножителя в зависимости от стратегии исследования.

Рассмотрены константные компоненты погрешностей КВ. Из полученных оценок следует, что погрешность КВ в первую очередь связана с сечением $\sigma_c^{(239\text{Pu})}$, а не $\sigma_c^{(238\text{U})}$, как в работах [1, 2], причины различия обсуждаются.

Рассматриваются вопросы планирования экспериментов на критических сборках для уточнения КВ. Показана возможность снизить требования к точности знания $\alpha^{(239\text{Pu})}$ за счет измерения критического параметра моделирующей сборки и отношения средних сечений $\sigma_c^{(238\text{U})}/\sigma_f^{(239\text{Pu})}$.

(№ 806/7989. Статья поступила в Редакцию 23/VIII 1974 г. Аннотация — 25/III 1975 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 табл., 2 рис., 7 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Greebler P., Hutchins B., Cowan C. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Date for Reactors-1970», Helsinki, 15-19 June 1970, v. 1, p. 17.
- Усачев Л. Н., Манохин В. Н., Бобков Ю. Т. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Date in Science and Technology», Paris, 12-16 March 1973, v. 1, p. 129.

УДК 621.039.519

Оценка константной погрешности реакторного расчета

ВАНЬКОВ А. А., ВОРОПАЕВ А. И.

В настоящей статье даны численные оценки константной погрешности расчетов быстрых реакторов с использованием системы констант БНАБ-70. Изложены принципы построения матрицы ошибок группо-

вых констант. В их основу положена матрица ошибок (рабочий вариант и его модификации), полученная из результатов анализа данных микроскопического и интегрального экспериментов. При ее составлении

Константная погрешность расчета некоторых функционалов сборок БФС, %

Сборка	$K_{\text{аф}}$	КВ _{а.з}	$\frac{\langle \sigma_f^9 \rangle}{\langle \sigma_f^5 \rangle}$	$\frac{\langle \sigma_f^8 \rangle}{\langle \sigma_f^5 \rangle}$	$\frac{\langle \sigma_c^8 \rangle}{\langle \sigma_f^5 \rangle}$	ρ^9	ρ^{10}	Спектр нейтронов			
								10—1 МэВ	1—0,1 МэВ	100—5 кэВ	$E_n < 5$ кэВ
БФС-22	1,0	5,5	5	13	6	6	15	10	15	25	60
БФС-23	3,7	9,2	6	15	6	8	15	12	15	27	65

П р и м е ч а н и я:

- БФС = 22, 23 — модели быстрого реактора с урановым и плутониевым горючим.
- $\langle \sigma_f \rangle$, $\langle \sigma_c \rangle$ — средние сечения деления и захвата в центре сборки.
- ρ^9 , ρ^5 , ρ^{10} — реактивности образцов ^{239}Pu , ^{235}U , ^{10}B в центре сборки.
- $K_{\text{а.з}}$ — коэффициент воспроизведения активной зоны.

учтены погрешности как ядерных данных, так и приближений группового подхода, а также корреляционные связи между константами, обусловленные особенностями методик измерения и «подгонкой» констант

для описания критичности быстрых сборок. Некоторые результаты даны в таблице.

(№ 807/7997. Статья поступила в Редакцию 23/VIII 1974 г. Аннотация — 25/III 1975 г. Полный текст 0,6 а. л., 6 табл., 38 библиогр. ссылок.)

УДК 621.039.514

О влиянии эффектов запаздывания на динамическую реактивность

НОВИКОВ В. М., ПОПЫКИН А. И.

В работе [1] доказано, что при произвольных периодических изменениях параметров среды активной зоны асимптотическое представление функции распределения нейтронов $N(\mathbf{r}, v, t)$ имеет вид

$$N(\mathbf{r}, v, t) = [N_0(\mathbf{r}, v) + N_1(\mathbf{r}, v, t)] \times \exp\left(\beta_0 t + \frac{t}{\tau_a} \Delta k_{\text{дин}}\right),$$

причем

$$\int_0^T dt N_1(\mathbf{r}, v, t) = 0,$$

где T — период колебаний; β_0 — постоянная экспоненциального изменения нейтронного потока при отсутствии колебаний; $\Delta k_{\text{дин}}$ — динамическая реактивность, возникающая в результате периодического изменения свойств среды; остальные обозначения те же, что и в работе [1]. Вычисление динамической реактивности проводилось из диффузационного уравнения [2], которое справедливо, если полностью можно преобразовать эффектами запаздывания. В настоящей работе для выяснения влияния эффектов запаздывания на динамическую реактивность соответствующее исследование проведено с использованием «телеграфного» уравнения.

Обозначим колебания плотности горючего в виде

$$\Sigma_a(\mathbf{r}, t) = \Sigma_a(\mathbf{r})[1 + \varepsilon f(\mathbf{r}, t)];$$

$$\int_0^T f(\mathbf{r}, t) dt = 0; \Sigma_{\text{tot}} \approx \Sigma_s^0 = \text{const.}$$

Нестационарное P_1 -приближение запишем в виде

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\text{div } \mathbf{I} + (\eta - 1) \theta \Sigma_a(\mathbf{r}, t) \Phi; \quad (1)$$

$$\left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \Sigma_t \right) \mathbf{I} = -\frac{1}{3} \text{grad } \Phi,$$

где Φ — поток, а \mathbf{I} — ток нейтронов. Система уравнений (1) эквивалентна уравнению

$$\left(\tau_s \frac{\partial}{\partial t} + 1 \right) \left(\tau_a \frac{\partial}{\partial t} - (k_\infty - 1) - \varepsilon \theta (\eta - 1) f(\mathbf{r}, t) \times \Phi(\mathbf{r}, t) = L^2(\mathbf{r}) \Delta \Phi, \quad (2)$$

где $\tau_s = \frac{1}{v \Sigma_s^0}$; $\tau_a = \frac{1}{v \Sigma_a^0}$, а $L(\mathbf{r})$ — длина диффузии нейтронов. Для выяснения роли эффектов запаздывания удобно выбрать такое изменение плотности горючего, при котором динамическая реактивность в диффузационном приближении равнялась бы нулю. Для этого положим, что изменение плотности горючего происходит одновременно во всем объеме т. е. $\Sigma_a^0(\mathbf{r}) = \Sigma_a^0$, $f(\mathbf{r}, t) = -\cos \omega t$. В диффузационном приближении, которое получается из уравнения (2) при $\tau_s = 0$, $\Delta k_{\text{дин}} = 0$. При $\tau_s \neq 0$ переменные в уравнении (2) разделяются и для временной функции Φ_t получаем уравнение

$$\left(\tau_s \frac{d}{dt} + 1 \right) \left(\tau_a \frac{d}{dt} - \varepsilon \theta (\eta - 1) f(t) \right) \Phi_t = (k_\infty - 1) \times \tau_s \frac{d \Phi_t}{dt}. \quad (3)$$

В работе приведен анализ решения уравнения (3), а также выражение для динамической реактивности при больших частотах

$$\Delta k_{\text{дин}} = -\varepsilon^2 \theta^2 (\eta - 1)^2 \left(\frac{\tau_s}{\tau_a} \right)^2 (k_\infty - 1). \quad (4)$$

Численный расчет показывает, что вид (4) для $\Delta k_{\text{дин}}$ справедлив при $L = 2$ см, $v = 2200$ см/с, $\tau_s/\tau_a (k_\infty - 1) = 0,01$ вплоть до частот $\omega \geq 1/6$ Гц, т. е. исчерпывает все практически интересные случаи. По вычисленной величине можно судить о степени отклонения решений диффузационного и «телеграфного» уравнений, т. е. о влиянии кинетических эффектов на динамическую реактивность.

(№ 808/8032. Статья поступила в Редакцию 3/X 1974 г. Аннотация — 23/IV 1975 г. Полный текст 0,25 а. л., 4 библиогр. ссылки.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новиков В. М., Шихов С. Б. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Динамика ЯЭУ», вып. 2 (6). М., изд. ЦНИИатоминформ, 1974, с. 33.
2. Новиков В. М. «Атомная энергия», 1969, т. 27, вып. 2, с. 107.