

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов В.Н., Адамов Е.О. Атомная энергетика России: реалии и перспективы. — Теплоэнергетика, 1993, № 6, с. 23—27.
2. Nuclear Safety and Electric Power in Armenia, Bulgaria, Lithuania, Russia, Slovakia and Ukraine. EBRD, 1993.
3. Russia Electricity Options, Prepared for G-7 by the Government of Russia, the World Bank, the Intern. Energy Agency. June, 1993.
4. Комплексная программа развития атомной энергетики Российской Федерации на период до 2010 года. М., 1992.
5. Электроэнергетическая программа России на период до 2010 года (проект). Кн. 4. М., НЦПИ, 1993.
6. Аношко В.Ф., Ивашук Е.Э., Лагерев А.В. и др. Оптимизация территориально-производственной структуры топливно-энергетического комплекса с использованием информационно-вычислительной системы. — В кн.: Материалы 2-го сов.-кит. сем. по методам для решения проблем развития и управления энергетических систем. Иркутск, СЭИ СО РАН, 1992, с. 19—25.
7. Системный подход при управлении развитием электроэнергетики. Новосибирск: Наука, 1980.
8. Ковалев Г.Ф. Модель оценки надежности АЭС при долгосрочном планировании их работы. — Электронное моделирование, 1987, № 5, с. 65—72.
9. Кононов Ю.Д., Корнеев А.Г., Ткаченко В.З. Моделирование внешних производственных связей отраслевых систем. — Экономика и математические методы, 1979, № 5, с. 969—976.

Поступила в Редакцию 22.04.94.

УДК 621.039.51

РЕАКТИВНОСТЬ И НЕЙТРОННАЯ ДИНАМИКА

Ионов В.С. (ИЯР РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Адиабатическая модель. Диффузионное приближение кинетического уравнения [1—3], описывающее изменение плотности потока нейтронов Φ в активной зоне реактора, можно записать в виде

$$(1/\nu)\Phi = -D\Phi - A\Phi + (1 - \beta)\chi^f F'\Phi + \sum_i \lambda_i \chi_i^c C_i \quad (1)$$

или

$$(1/\nu)\Phi = -D\Phi - A\Phi + F\Phi - (\chi^f - \chi^c)\beta F'\Phi - \sum_i \dot{C}_i \quad (2)$$

где

$$\dot{C}_i = \beta_i F\Phi - \lambda_i C_i \quad (3)$$

и все коэффициенты, обозначенные латинскими буквами: ν — скорость распространения нейтронов; D — диффузия; A — поглощение и замедление; $F = \chi^f F'$ — рождение нейтронов при делении; $(\chi^f - \chi^c)\beta F' = \left[\sum_i \{\chi^f(E) - \chi_i^c(E)\} \beta_i \right] F'$ — отличие спектров нейтронов, рожденных при делении (мгновенных), и запаздывающих, являются функциями координат, времени и энергии нейтронов.

Для решения уравнения (1) применяется адиабатическое приближение, которое предполагает приведение в соответствие правым частям (1) или (2) однородного уравнения

$$-D\Phi - A\Phi + (1 - \rho)F\Phi = 0. \quad (4)$$

Использование уравнения (4) приводит уравнение (2) к виду

$$(1/\nu)\Phi = \rho F\Phi - (\chi^f - \chi^c)\beta F'\Phi - \sum_i \dot{C}_i \quad (5)$$

Таким образом, для определения Φ получены два уравнения: одно псевдостационарное (4), решение и собственное значение которого во времени отражают без запаздывания изменение нейтронно-физических величин, второе — динамическое (5), решение которого описывает как мгновенные, так и запаздывающие компоненты Φ .

Для разрешения этого противоречия в адиабатическом приближении решение уравнения (1) ищется в виде

$$\Phi(r, E, \tau) = AR(r, E, \tau) \varphi(r, E, \tau), \quad (6)$$

каждый сомножитель которого определяется отдельным уравнением: A вычисляется, например, из нормировки решения на стационарную мощность до возмущения $A = N(0)/\int \int F\Phi(0)drdE$; R — амплитудный множитель — динамическими уравнениями, выводимыми из уравнения (5) (диапазон изменения R составляет несколько порядков); φ — формфункция — однородным уравнением (4) (диапазон изменения φ лежит в пределах нескольких единиц).

Для решения уравнения (1) используется приближение

$$DR(r, E, \tau) \varphi(r, E, \tau) \approx R(r, E, \tau) D\varphi(r, E, \tau). \quad (7)$$

Для упрощения записи обычно вводится приближение о близости спектров нейтронов, рожденных при делении, и запаздывающих [1—3]

$$\sum_i \{\chi^f_i(E) - \chi^c_i(E)\} \beta_i \approx 0. \quad (8)$$

Из уравнения (4) с учетом выражений (7), (8) следует

$$-D\varphi - A\varphi + (1 - \rho)F\varphi = 0, \quad (9)$$

из которого находятся φ и собственное значение ρ .

Из уравнения (5) с учетом выражений (7), (8) следует

$$\dot{R} = R(\rho\nu F - \dot{\varphi}/\varphi - \nu \sum_i \dot{C}_i/\Phi). \quad (10)$$

Использование предположения, что C/Φ не зависит от R , позволяет представлять амплитудный множитель в экспоненциальном виде

$$R = R(0)\exp[p(r, E, \tau)\tau/l], \quad (11)$$

где

$$p(r, E, \tau) = (l/\tau) \int_0^\tau (\rho\nu F - \dot{\varphi}/\varphi - \nu \sum_i \dot{C}_i/\Phi) d\theta, \quad (12)$$

l — время жизни нейтронов в активной зоне [см. выражение (16)].

Точечное приближение адиабатической модели. Простым решением системы (3)—(5) является представление Φ в виде произведения двух функций, одна из которых (амплитудный множитель) зависит только от времени, вторая (формфункция) — от координат [1]. Такое представление Φ есть один из вариантов точечного приближения

$$\Phi = AR(\tau) \varphi(r, E). \quad (13)$$

Тогда уравнение (9), используемое для поиска φ и ρ , справедливо без приближения (7), но его коэффициенты не должны зависеть от времени, а решение уравнения (10) — от координат.

В этом случае

$$\rho = \int (\varphi^*(-D - A + F)\varphi)drdE / \int (\varphi^*F\varphi)drdE, \quad (14)$$

где φ^* — решение сопряженного для (9) уравнения. Динамическое уравнение, полученное из уравнения (5) с учетом выражений (8), (9) и (13), имеет вид

$$\dot{\Phi} = (\rho/l)\Phi - \dot{C}, \quad (15)$$

где [3]

$$l = \int (\varphi^* \varphi / v) dr dF / \int (\varphi^* F \varphi) dr dE; \quad (16)$$

$$\dot{C} = \int v \sum_i \dot{C}_i dr dE,$$

откуда

$$\dot{R}(r, \tau) = R[\rho/l - \dot{\varphi}/\varphi - \dot{C}/\Phi]; \quad (17)$$

$$\rho = \rho - l\dot{\varphi}/\varphi - l\dot{C}/\Phi; \quad (18)$$

$$\omega = \dot{\Phi}/\Phi = \dot{R}/R + \dot{\varphi}/\varphi. \quad (19)$$

Чтобы исключить зависимость R от координаты, нужно принять либо

$$\dot{\varphi} = \dot{C} = 0, \quad (20)$$

либо

$$\dot{R}(\tau) = R[\rho/l - \int \varphi^* \{\dot{\varphi}/\varphi + \dot{C}/\Phi\} \Phi dr dE / \int (\varphi^* \Phi) dr dE]. \quad (21)$$

Для вычисления реактивности по известным Φ из уравнений (3) и (4) выводятся: уравнение обратных часов [1—3]

$$\rho = l\omega + \sum_i [\beta_i \omega / (\omega + \lambda_i)] = l\omega + \beta - \sum_i [\beta \lambda_i / (\omega + \lambda_i)],$$

где ω определена либо как параметр преобразования Лапласа, либо как локальный мгновенный обратный период (19);

формула обратного решения уравнения кинетики

$$\rho = l[\dot{\Phi}/\Phi + \beta/l - (\sum_i \lambda_i C_i)/\Phi], \quad (22)$$

которая с учетом решения для C_i имеет вид [1]

$$\rho = l\dot{\Phi}/\Phi + \beta(\Phi - \Phi_0)/\Phi - (1/\Phi) \int_{\tau_0}^{\tau} [\Phi(\theta) - \Phi_0] \sum_i \beta_i \lambda_i \exp[-\lambda_i(\tau - \theta)] d\theta, \quad (23)$$

где τ_0 — начало возмущения, которому предшествует равновесное состояние при $\dot{C} = 0$.

В соответствии с рекомендациями [1] для точечного приближения должны выполняться условие

$$R = \int (\varphi^* \Phi / v) dr dE \quad (24)$$

и нормировка

$$\int (\varphi^* \varphi / v) dr dE = 1. \quad (25)$$

Если нейтронно-физические величины в уравнении (15) не зависят от времени и верно выражение (20), то $\Phi = A \exp(\rho \tau / l) \varphi(r, E)$; $\omega = \rho/l = \dot{\Phi}/\Phi = \dot{R}/R$; $\rho = \rho$.

Для переходных процессов, описываемых этими уравнениями и называемых далее установившимися переходными процессами, ω не зависит от координаты и времени. Они наблюдаются в активной зоне спустя некоторое время после возмущения и стабилизации распределения концентрации источников запаздывающих нейтронов. Продолжительность запаздывания зависит от состояния активной зоны и характера возмущения.

Изменение реактивности, рассчитанной по локальным экспериментальным данным Φ по формулам (22), (23), если переходный процесс не стабилизировался, имеет характер логистических кривых с параметрами, зависящими от координат, сходящихся к константе, равной ρ . Это соответствует так называемому пространственному эффекту реактивности и дополнительной погрешности ρ , оценить которую по Φ нельзя и для компенсации которой необходимо привлекать расчетные данные, получаемые в соответствии с математическими моделями (4), (5). В отдельных случаях из-за ограниченного времени регистрации плотности потока нейтронов в сильно неоднородной активной зоне не удастся получить единой оценки ρ реактиметрами, имеющими датчики Φ в разных местах.

Точечная модель активной зоны. Эта модель предполагает представление средней по объему активной зоны плотности потока нейтронов в виде $\Phi(\tau) = AR(\tau) = A \exp(\omega \tau)$. Математическая модель содержит динамическое уравнение

$$\dot{\Phi} = \rho/l\Phi - \nu\dot{C} = (\rho - \beta)\Phi/l + \nu \sum_i \lambda_i C_i$$

и уравнение (3), откуда

$$\dot{R} = \rho/lR - \nu\dot{C}/A = (\rho - \beta)R/l + \nu \sum_i \lambda_i C_i/A; \quad (26)$$

$$\rho = \rho - l\nu\dot{C}/\Phi = \omega l.$$

В этой модели реактивность является внешним параметром, а формфункция ищется с помощью квазистационарного приближения.

Квазистационарное приближение. Это приближение [1—3] используется для определения формфункции и ее производной по времени в предположении, что точечная модель активной зоны разрешима и известны:

ρ , вычисляемое по формуле

$$\rho = \int \varphi^* (-D - A + F) \Phi \, dV / \int \varphi^* F \Phi \, dV; \quad (27)$$

R — как решение уравнения (26), не зависящее от координат;

C — как решение уравнения (3).

Тогда формфункция ищется как решение уравнения [1—2]

$$1/\nu\dot{\varphi} = [-D - A + F]\varphi - (\varphi/\nu)(\dot{R}/R) - \dot{C}/AR \quad (28)$$

и отличается от формфункции, определяемой уравнением (10) адиабатического приближения. Динамическое уравнение

$$\dot{\varphi} = (\rho/l - \dot{R}/R)\varphi - \nu\dot{C}/AR \quad (29)$$

используется для оценок поведения формфункции.

Отличия квазистационарного приближения от адиабатического особенно велики на стадиях возмущения и стабилизации, так как:

на этапе возмущения ρ не зависит от времени;

если ρ , найденное по формуле (27), не соответствует состоянию после стабилизации, то установившийся переходный процесс описывается неверно;

если на стадиях возмущения и стабилизации R не зависит от координаты, то запаздывающий процесс описывается формфункцией;

не выполняются условия (24), (25) точечного приближения;

из уравнения (29) следует, что φ меняется медленнее R ;

в предположении $\dot{\varphi} = 0$ из уравнений (10), (12) и (29) следует $\varphi = \nu\dot{C}/[(\rho - p)AR]$, т.е. $\varphi \neq 0$, когда продолжительность процессов ограничена временем перераспределения концентрации источников запаздывающих нейтронов ($C \neq 0$).

Совпадение решений квазистатического и адиабатического приближений возможно только для установившихся переходных процессов, если при определении амплитудного множителя в квазистатическом решении использовано соответствующее ρ .

Учет запаздывающих нейтронов в формфункции. Особенностью описываемой адиабатической модели является отсутствие в φ влияния запаздывающих нейтронов. Чтобы устранить эту особенность, запишем аналог однородного уравнения (2) в виде $-D\Phi - A\Phi + (1 - \rho)[F - \dot{C}/\Phi]\Phi = 0$, где φ и ρ зависят от C и принято, что оператор в прямых скобках не зависит от Φ .

Аналогом уравнений (9), (12) являются

$$-D\varphi - A\varphi + (1 - \rho)(F - \dot{C}/\Phi)\varphi = 0; \quad (30)$$

$$1/\nu\Phi = \rho(F\Phi - \dot{C});$$

$$\Phi(r, \tau) = \rho(1/l - \beta/l + \nu \sum_i \lambda_i C_i); \quad (31)$$

$$\dot{R} = R[\rho(1/l - \nu\dot{C}/\Phi) - \dot{\varphi}/\varphi];$$

$$\rho = \rho(1 - l\nu\dot{C}/\Phi) - l\dot{\varphi}/\varphi,$$

а реактивность определяется функционалом

$$\begin{aligned} \rho &= - \int \Phi(-D - A + F - \dot{C}/\Phi)\Phi \, dr dE / \int \Phi(F - \dot{C}/\Phi)\Phi \, dr dE = \\ &= - \int (\Phi\Phi/\nu) dr dE / \int \Phi(F - \dot{C}/\Phi)\Phi \, dr dE, \end{aligned}$$

который описывает разбаланс всех производимых и теряемых нейтронов, нормированный на количество всех производимых нейтронов, с учетом изменения концентрации источников запаздывающих нейтронов.

Применяя преобразование Лапласа в каждой точке области решения уравнения (30) для уравнений (3) и (31), можно найти функции плотности потока нейтронов

$$\Phi(s) = \Phi_0 \left[l + \sum_i \beta_i / (s + \lambda_i) \right] / \left\{ ls - \rho \sum_i [\beta_i s / (s + \lambda_i)] \right\},$$

из уравнения для полюсов которого следует уравнение обратных часов

$$\rho = \omega l / \left[1 - \beta + \sum_i (\beta_i \lambda_i / (\omega + \lambda_i)) \right].$$

Обратное решение уравнения кинетики следует из уравнения $\Phi(r, \tau) = \rho(\Phi/l - \dot{C})$ и имеет вид $\rho = l\Phi / [\Phi(1 - \beta + (l/\Phi) \sum_i \lambda_i C_i)]$.

Собственное значение при операторе поглощения. Введем в адиабатической модели однородное уравнение в виде

$$-D\Phi - (1 - \rho_a)A\Phi + F\Phi = 0 \quad (32)$$

и соответствующее ему динамическое уравнение

$$1/\nu\dot{\Phi} = -\rho_a A\Phi - \dot{C}. \quad (33)$$

Если Φ имеет вид (13), то из (32) следует $-D\varphi - (1 - \rho_a)A\varphi + F\varphi = 0$, а так как (33) соответствует уравнение

$$\dot{\Phi} = -(\rho_a/l_A + \beta/l)\Phi + \sum_i \lambda_i C_i, \quad (34)$$

в котором $1/l_A = \int (\varphi^* \nu A \varphi) dr / \int \varphi^* \varphi dr$, где φ^* — решение сопряженного для уравнения (32), то $\dot{R} = R(\rho_a/l_A - \dot{\Phi}/\Phi - \dot{C}/\Phi)$; $R = \exp(p\tau/l_A)$; $p\tau/l_A = \int_0^\tau [\rho_a - l_A \dot{\Phi}/\Phi - l_A \dot{C}/\Phi] d\theta$.

Реактивность в силу уравнений (31), (32) определяется функционалами $\rho_a = - \int \Phi(-D - A + F)\Phi dr / \int \Phi A \Phi dr = - \int \Phi[\dot{\Phi}/(\Phi\nu) + \dot{C}/\Phi] \Phi dr / \int \Phi A \Phi dr$ и дает оценку разбаланса всех произведенных и потерянных нейтронов, нормированного на количество всех поглощенных нейтронов.

Из уравнения (34) для изображения функции плотности потока нейтронов в преобразовании Лапласа (см. работу [1] или [2]) следуют

$$\Phi(s) = \Phi_0 \left[l + \sum_i \beta_i / (s + \lambda_i) \right] / \{ l s + \rho l / l_A + \sum_i [\beta_i s / (s + \lambda_i)] \},$$

уравнение обратных часов

$$\rho_a = \omega l_A + l_A / l \sum_i [\beta_i \omega / (\omega + \lambda_i)].$$

Обратное решение уравнения кинетики имеет вид $\rho_a = -l_A (\dot{\Phi}/\Phi + \beta/l - (\sum_i \lambda_i C_i)/\Phi)$.

Переходные процессы при $\rho = 0$. Есть два вида переходных процессов при скомпенсированной реактивности ($\rho = 0$): автономные [$\dot{\Phi} = f(\Phi)$], когда правая часть уравнения (1) и (2) не зависит от τ и критичность активной зоны поддерживается за счет обратных связей, и параметрические (перекомпенсации), обеспечиваемые за счет работы средств воздействия на реактивность и описываемые зависимостями нейтронно-физических величин от времени. Такие переходные процессы описываются адиабатическим приближением $\Phi = A \exp(p\tau/l) \varphi(r, E, \tau)$ и для них из уравнения (10) находится φ , а из уравнений (5) и (12) можно получить $\dot{\Phi} = -\nu \dot{C}$;

$$\dot{R} = -R[\dot{\Phi}/\Phi + \nu \dot{C}/\Phi]; p = - (l/\tau) \int_0^\tau (\dot{\Phi}/\Phi + \nu \dot{C}/\Phi) d\theta dE.$$

Реактивность. Для адиабатической модели, основываясь на уравнениях (4) и (5) с учетом (8), можно получить

$$\rho \int \Phi F \Phi dr dE = \int \Phi(-D - A + F)\Phi dr dE = \int \Phi(\dot{\Phi}/\nu + \dot{C}) dr dE. \quad (35)$$

Для уравнения (4) функционал [4]

$$\rho = \int \Phi(-D - A + F)\Phi dr dE / \int \Phi F \Phi dr dE \quad (36)$$

определяет собственное значение оператора для собственной функции Φ и не связан с его физической интерпретацией. Такой вид выражения для реактивности шире того, который следует из теории возмущения для уравнения (4) [1—3], но формально он с ним совпадает, так как получен добавлением в числитель скалярного произведения, равного нулю при критическом состоянии активной зоны.

Из уравнений (35) и (5) можно получить

$$\begin{aligned} \rho &= \int \Phi[\dot{\Phi}/(\nu\Phi) + \dot{C}/\Phi] \Phi dr dE / \int \Phi F \Phi dr dE = l \int [\dot{\Phi}/\Phi + \nu \dot{C}/\Phi] \Phi dr dE / \int \Phi F \Phi dr dE \approx \\ &\approx \int \rho_\lambda \Phi^2 dr dE / \int \Phi^2 dr dE. \end{aligned} \quad (37)$$

где ρ_λ — значения, вычисляемые по формуле (22), а $l = \int \Phi F \Phi dr dE / \int \nu \Phi F \Phi dr dE$.

Выражения (36), (37) тождественны для адиабатической модели в силу уравнений (2), (4) и (5).

Различные виды несоответствия ρ и ρ_d в уравнении (37) являются источником методических ошибок при вычислении реактивности по измеренной динамической локальной плотности потока нейтронов.

Из уравнения (36) следует, что реактивность активной зоны — разбаланс генерации и потерь нейтронов во всей области решения оператора (4), взвешенный с плотностью потока нейтронов и выраженный в единицах количества генерируемых в этой области нейтронов, которое взвешено с плотностью потока нейтронов, для заданного состояния активной зоны или проще: разбаланс нейтронов в единицах количества рожденных при делении нейтронов.

В выражениях (36), (37) коэффициенты операторов в интегралах так же, как плотность потока нейтронов, могут зависеть от времени и иметь распределение значений по области решения, поэтому можно определить понятия:

динамическая реактивность — реактивность в активной зоне с изменяющимися во времени нейтронно-физическими величинами;

локальная реактивность — функционал (36) или (37) в подобласти решения уравнения критичности, где знаменатель не равен нулю;

локальная критичность — состояние активной зоны реактора, когда в ней можно найти подобласть, в которой локальная реактивность больше или равна нулю.

Исходя из определения коэффициента реактивности как частной производной ρ по параметру X_j ($\alpha_j = \partial\rho/\partial X_j$), где X_j — какой-либо из параметров активной зоны, влияющий на реактивность, получим

$$\partial\rho/\partial X = \left[\int \Phi \{ \partial(-D\Phi - A\Phi + F\Phi)/\partial X \} dr / \int \Phi F \Phi dr \right] - \rho \left[\int \Phi \{ \partial(F\Phi)/\partial X \} dr / \int \Phi F \Phi dr \right]. \quad (38)$$

Пользуясь выражением (38), можно ввести понятие локальные коэффициенты реактивности как коэффициенты, определенные для подобласти решения уравнения критичности для заданного состояния активной зоны. Величины, производные от реактивности, вычисляются на пространстве состояний активной зоны (S). Запас реактивности ($\Delta\rho = \max_S \rho$) — максимальная реактивность, достигаемая в пространстве

состояний (для активной зоны со свежим топливом без средств воздействия на реактивность в нормальных условиях, так как в пространстве состояний S супремум ρ может достигаться также при максимальном выгорании, когда знаменатели выражений (36), (37) близки к нулю). Текущий запас реактивности ($\Delta\rho = \max_{S'} \rho$, где S' — подобласть

области состояний для данной энерговыработки активной зоны) — максимальная реактивность для заданной подобласти пространства состояний (определенного выгорания топлива без средств воздействия на реактивность при нормальных условиях). Баланс реактивности — область пространства состояний около точки $s_k(X_j^*)$, в которой сохраняется заданная реактивность. Таким образом, поддержание баланса реактивности соответствует удержанию активной зоны при заданной реактивности и параметрах X_j , лежащих в окрестности точки $s_k(X_j^*)$, в частности, в критическом состоянии при $\rho = 0$. Точки множества области баланса реактивности удовлетворяют условию

$$|\rho^* - \rho| = \left| \sum_j \alpha_{X_j} \Delta X_j \right| \approx 0. \text{ Эффект реактивности от параметра } X_j (\partial\rho/\partial X_j = \alpha_{X_j} \Delta X_j)$$

— изменение реактивности, вызванное изменением параметра X_j вблизи точки $s_k(X_j^*)$ на ΔX_j . Общий (суммарный) эффект реактивности — изменение реактивности при перемещении в пространстве состояний из точки $s_k^1(X_j)$ в точку $s_k^2(X_j)$

$$\delta\rho = \rho[s_k^2(X_j)] - \rho[s_k^1(X_j)].$$

Пространство состояний активной зоны и реактивность. Работа энергетического реактора в пространстве состояний активной зоны S описывается эксплуатационной траекторией, для которой изменение реактивности соответствует траектории на поверхности уровня $\rho = 0$. Для обоснования безопасности АЭС и при эксплуатации возникает задача прогнозирования ρ для различных областей пространства состояний, в частности, для оценок общего и текущего запасов реактивности, эффективности средств воздействия на реактивность, допустимой реактивности, вводимой при маневрировании мощностью, и т.п.

Предполагают, что по отклонениям параметров от состояния с известной реактивностью можно рассчитать реактивность в точках, которые соответствуют изменившимся параметрам X_r , используя соответствующие приращения и коэффициенты реактивности.

Это связано с предположениями, что поверхность $\rho(s_k)$ — гиперплоскость и справедливо

соотношение $\delta\rho = \sum_j \alpha_{X_j} \Delta X_j$, в котором коэффициенты реактивности, найденные для

одной точки пространства состояний, справедливы в подобластях пространства S .

При эксплуатации реакторов трудность определения коэффициентов реактивности связана с тем, что удалиться от поверхности уровня $\rho = 0$ невозможно, так как при этом активная зона либо заглушается, либо разгоняется, и требуется компенсирующее воздействие, которое искажает эффект реактивности. На эксплуатационной траектории одновременно меняются несколько параметров, что требует введения интерференционных поправок [3] при вычислении реактивности с помощью коэффициентов, найденных в однопараметрических экспериментах или расчетах.

В работе [3] рассмотрены методы прогнозирования ρ по данным измерений реактивности в окрестности эксплуатационной траектории. Однако было бы полезно рекомендовать метод, основанный на использовании свойств поверхности $\rho(S)$, для чего необходимо исследовать свойства и получить оценки параметров кривой на этой поверхности, ведущей в точку прогнозирования из исходной точки пространства состояний, и соответствующим образом скорректировать расчетные и экспериментальные методики.

Задача оценки реактивности для произвольной точки пространства состояний представляется следующим образом: от исходной точки в пространстве состояний (которая либо лежит на эксплуатационной траектории, либо является точкой максимума ρ и т.п.) строится ведущая в соответствующую точку траектория, для которой по всей длине или только в конечной точке оценивается реактивность.

Заключение. В статье приводятся результаты анализа уравнений нейтронной динамики и понятия реактивности в рамках адиабатической модели для продолжительных переходных процессов в активной зоне. Получено, в частности, что:

введение реактивности в уравнение (4) приводит к представлению плотности потока в виде (6);

на основании экспериментальных данных [5] переходный процесс в активной зоне, не имеющей обратных связей, после начала возмущения можно разделить на следующие этапы: возмущение, стабилизация при перераспределении источников запаздывающих нейтронов, установившийся переходный процесс при установившихся формфункции, распределении источников запаздывающих нейтронов и постоянной реактивности;

показания реактиметров, основанные на формулах обратного решения уравнения кинетики или уравнениях обратных часов и вычисляемые по локальной плотности потока нейтронов, справедливы только на этапах установившегося переходного процесса, для других этапов в качестве параметра экспоненты амплитудного множителя можно ввести величину, зависимую от координат и времени, которая при приближении переходного процесса к этапу, описываемому точечным приближением, вырождается в реактивность;

использование для определения реактивности уравнений (36), (37) позволяет корректно ее определять для всех этапов переходных процессов и вводить оценку локальных значений;

реактивность, вычисляемая по регистрируемой плотности потока нейтронов, определяется условиями регистрации и используемой математической моделью процесса, а погрешности значений связаны с интерпретацией локального изменения плотности потока нейтронов, привлечением времени жизни нейтронов в активной зоне и методами компенсации пространственных эффектов реактивности, которые не устраняются по результатам экспериментов.

Следует напомнить об отсутствии общепринятого положения о том, как определять реактивность для распределенных переходных процессов с обратными связями на всех этапах их протекания, а также в случае наличия посторонних источников нейтронов в активной зоне. Оценки эффектов реактивности в точках пространства состояний, далеких от эксплуатационной траектории, по результатам экспериментов имеют погрешности вследствие неопределенности коэффициентов реактивности и параметров поверхности $\rho(s_k)$.

Следует также отметить, что знание реактивности хотя и необходимо для представления об изменении плотности потока нейтронов, но не дает исчерпывающей информации на всем протяжении переходного процесса, так как:

на этапах возмущения и стабилизации ее значение не определяет локального изменения амплитудного множителя;

в каждой точке активной зоны необходимо учитывать вклад формфункции в описание динамики плотности потока нейтронов;

нельзя представлять пространственное перераспределение плотности потока нейтронов только через эффекты реактивности;

при скомпенсированных процессах в активной зоне значения реактивности не информативны.

Автор благодарен Ю.А. Крайнову и П.А. Болобову за содействие и критику при обсуждении работы, способствовавших ее углублению и появлению в печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1975.
2. Бэлл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
3. Динамика ядерных реакторов. Под ред. Я.В. Шевелева. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Кори Г., Кори Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970.
5. Ionov V.S., Krainov Yu.A. Experimental investigation of the space — time kinetics effects at full scale critical facility V-1000. — In: Proc. Intern. Conf. on Reactor Physics and Reactor Computation. Tel-Aviv, January 23—26, 1994.

Поступила в Редакцию 21.04.94

УДК 621.039.51

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОПРОЦЕССОРНЫХ КОМПЬЮТЕРОВ В НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЕТАХ РЕАКТОРА

Городков С.С. (ИЯР РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Основной физической причиной аварии на Чернобыльской АЭС явились, как известно, ошибочные представления о свойствах активной зоны РБМК, основанные на упрощенных расчетах [1]. Отдавая должное профессиональным качествам людей, выполнявших расчеты, необходимо тем не менее признать значительную сложность задачи расчета физики этого реактора. Так, трехмерный двухгрупповой поядеечный