

СТАТЬИ

УДК 621.039.5

МЕТОДЫ РАСЧЕТА СВЯЗАННЫХ РЕАКТОРНЫХ СИСТЕМ

Гулевич А.В., Кухарчук О.Ф.

(ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского)

Реакторные системы связанного типа — одна из интенсивно развивающихся областей современной реакторной физики. Интерес к таким установкам значительно возрос в последнее время в связи с разработкой ядерных устройств различного целевого назначения, где предполагается применение связанных реакторных систем.

Термин «связанные реакторные системы» (связанные в нейтронно-физическом смысле), который впервые ввел в теорию ядерных реакторов Р. Эйвери [1], означает, что в каждом реакторе часть нейтронов испускается в результате актов делений, вызванных нейтронами, порожденными в других реакторах. Следует заметить, что в общем случае отдельный компонент такой системы может быть как глубокоподкритическим, так и самокритическим ядерным реактором, что позволяет применить новые подходы к управлению связанными системами и повышению их ядерной безопасности.

Существует множество типов связанных реакторных систем, к которым прежде всего можно отнести энергетические установки с расширенным воспроизводством топлива [2], системы связанных малогабаритных импульсных реакторов [3—5], секционные реакторные системы и размножающие нейтроны бустеры [3, 5, 6], бланкеты для термоядерного реактора [5, 7], подкритические мишенно-бланкетные комплексы для ускорительно-управляемых систем [8—10], реакторно-лазерные системы [5] и др. На подобных установках проведен комплекс расчетно-теоретических и экспериментальных работ по изучению физических процессов. Было показано, что таким системам присущи особенности, которыми не обладают традиционные реакторы. Все это потребовало от специалистов разработки не только специфической теории связанных систем, но и новых подходов к численному моделированию нейтронно-физических, кинетических и тепловых процессов, протекающих в них. В настоящей работе последовательно излагаются методы решения рассматриваемых задач.

Как уже отмечалось, теоретические подходы, впервые наиболее последовательно изложенные Р. Эйвери, являются методической основой для изучения нейтронной кинетики в связанных реакторных системах. Разработанный им формализм рассматривает систему с помощью интегральных параметров, которые характеризуют отдельные реакторы (отдельные размножающие зоны или области) и связи между ними. Величина k_{ij} определяется как вероятность того, что нейтрон деления в j -м

реакторе создаст нейтрон деления следующего поколения в i -м реакторе и называется коэффициентом связи при $i \neq j$, при этом k_{ij} является собственно коэффициентом размножения нейтронов в i -м реакторе. Величина ℓ_{ij} определяется как среднее время жизни мгновенных нейтронов для процесса их переноса из реактора j в i при $i \neq j$ и является собственно средним временем жизни мгновенных нейтронов при $i = j$. Отметим, что в общем случае $k_{ij} \neq k_{ji}$ и $\ell_{ij} \neq \ell_{ji}$.

Для расчета параметров k_{ij} и ℓ_{ij} из уравнения Больцмана (или для различных его приближений) можно получить явные выражения [1, 3—5]. Кроме того, используя параметры k_{ij} и ℓ_{ij} , модель нейтронной кинетики в системе m связанных реакторов в формулировке Р. Эйвери может быть представлена в виде [1]

$$\begin{cases} dN_{ij} / dt = k_{ij} (1 - \beta) \sum_{p=1}^m \frac{N_{jp}}{\ell_{jp}} - N_{ij} / \ell_{ij} + k_{ij} \sum_{r=1}^D \lambda_r C_{jr}; \\ dC_{jr} / dt = \beta_r \sum_{p=1}^m \frac{N_{jp}}{\ell_{jp}} - \lambda_r C_{jr}; \quad i, j, p = \overline{1, m}; \quad r = \overline{1, D}, \end{cases} \quad (1)$$

где N_{ij} — полное число мгновенных нейтронов в процессе переноса из зоны j в зону i в единицу времени (плотность нейтронов делений, интенсивность делений и др.); β — полный выход запаздывающих нейтронов (доля запаздывающих нейтронов в общем числе нейтронов в системе); β_r , λ_r — выход запаздывающих нейтронов и постоянная распада предшественников запаздывающих нейтронов r -й группы соответственно; C_{jr} — средняя концентрация предшественников запаздывающих нейтронов в единицу времени; D — число групп предшественников запаздывающих нейтронов.

Имеется много работ, посвященных анализу нейтронно-физических и кинетических характеристик реакторных систем связанного типа. Теории и методам анализа процессов, протекающих в таких установках, была посвящена специальная конференция [11]. Кроме того, в рамках международных конференций по лазерам с ядерной накачкой [12] рассматривались и задачи реакторной физики. Однако в большинстве работ описываются, как правило, различные разновидности развитого Р. Эйвери «точечного» подхода (см. уравнение (1)) к рассмотрению кинетики связанных реакторов. В нашей стране наиболее известны работы в этой области В.Ф. Колесова с соавторами и А.В. Лукина. При этом следует выделить монографии [3—5], где эти вопросы изложены наиболее последовательно. Отметим также, что в работе [4] в рамках данного подхода дается строгое определение сильно- и слабосвязанных в нейтронно-физическом смысле реакторных систем. Это является важным прежде всего для расчетно-теоретического анализа их характеристик.

Уравнения, на которых основывался анализ кинетики в отмеченных работах, близки по виду к привычным уравнениям точечной кинетики обычного реактора или реактора с замедляющим отражателем. Параметры моделей имеют ясный физический смысл, следовательно, существует возможность наглядно проанализировать влияние различных упрощений в моделях и неопределенности в параметрах на

точность расчетов и др. Так, для систем связанных реакторов, геометрические размеры которых относительно невелики, спектры — близки, например, связанные системы, содержащие малогабаритные быстрые импульсные реакторы, применение точечного приближения при рассмотрении кинетики нейтронов обосновано [3—5]. В более сложных случаях точечное представление накладывает ограничения на область применения уравнений кинетики связанных реакторов. При точечном подходе трудно учесть влияние высших пространственных и временных гармоник, а также различие в спектрах и пространственных распределениях потока нейтронов в каждой зоне. Все это приводит к необходимости проведения дополнительных исследований в каждом конкретном случае.

Важнейшим параметром, характеризующим состояние связанной реакторной системы, является коэффициент размножения нейтронов системы m связанных реакторов k_c , который соответствует асимптотическому периоду нарастания мощности многозонной реакторной установки и определяется как максимальное собственное число ($k_c \equiv \lambda_{\max}$) следующей системы уравнений [1, 3—5]:

$$\begin{vmatrix} k_{11} - \lambda & k_{12} & \cdots & k_{1m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ k_{m1} & k_{m2} & \cdots & k_{mm} - \lambda \end{vmatrix} = 0. \quad (2)$$

Таким образом, имея информацию о коэффициентах k_{ij} , с помощью уравнения (2) можно проанализировать критичность связанной системы.

Отметим, что параметры k_{ij} и ℓ_{ij} могут быть как оценены аналитически, так и рассчитаны численно с помощью метода Монте-Карло. Несмотря на то, что существует множество программных комплексов, реализующих этот метод для решения задач переноса нейтронов, возможность непосредственного расчета параметров связанных систем была реализована в ограниченном их числе.

Для оценки кинетических и энергетических характеристик импульсов в системе связанных реакторов, например, энергии, выделившейся в компонентах системы в ходе переходного процесса, максимальной мощности и характерной длительности нейтронного импульса при нестационарных режимах работы, мощности фона между импульсами при импульсно-периодическом режиме функционирования системы и др. удалось в некоторых случаях из уравнений точечной кинетики, имеющих близкий к уравнению (1) вид, получить аналитические выражения. В частности, это было сделано для импульсного реактора самогасящего действия и подкритической сборки [5], импульсно-периодического реактора и подкритической сборки [5] и подкритических связанных реакторных систем, обеспечивающих каскадное умножение нейтронов внешнего источника [5, 13]. Отметим также, что теории и методам расчета одиночных аperiodических и импульсно-периодических реакторов посвящено много работ (см., например, [3, 4, 14]).

Дополнив уравнения точечной нейтронной кинетики m связанных реакторов уравнениями тепло- и массопереноса, а также уравнениями температурных обратных связей, можно записать математическую модель динамики таких установок [3—5, 15]. Основной проблемой при численном моделировании длительных переходных процессов в реакторной установке с использованием такой модели являет-

ся «жесткость» исходных дифференциальных уравнений. Физически это свойство обусловлено большим различием среднего времени жизни мгновенных нейтронов и распада предшественников запаздывающих нейтронов, математически выражается в появлении малых параметров при старших производных. Системы уравнений, обладающие подобными свойствами, называются сингулярно-возмущенными [5, 16]. Их численное решение, как правило, затруднено наличием особенностей типа пограничного слоя, т.е. участков с относительно резким изменением решений. Для преодоления указанных трудностей были предложены специализированные алгоритмы интегрирования сингулярно-возмущенных систем обыкновенных дифференциальных уравнений [5], описывающих кинетику нейтронов в связанных реакторных системах и тепловую динамику элементов их конструкции. Алгоритмы базируются на применении методов теории возмущений (см., например, [5, 16]) для построения эффективного численного алгоритма интегрирования уравнений кинетики. Этот метод особенно удобен в тех случаях, когда рассматривается реакторная система с небольшим числом зон, так как при этом удастся получить аналитические соотношения на шаге интегрирования, что может существенно ускорить численное решение. Практическая реализация изложенного подхода была осуществлена, например, в программном комплексе POKER [15].

Как уже отмечалось, модели кинетики связанных реакторов основаны на использовании интегральных параметров k_{ij} и ℓ_{ij} , т.е. неких функционалов нейтронного потока, полученных путем интегрирования по всему объему рассматриваемой области, энергии и направлению движения нейтронов. Для детального описания нестационарного переноса нейтронов в связанной системе требуется решение пространственно-временной задачи. В некоторых работах предлагаются подходы по уточнению предложенного Р. Эйвери формализма, точному выводу его уравнений и определению пределов применения. В основу работ положены различные приближения основного уравнения переноса нейтронов, в частности, диффузионного и транспортного. Эффективным оказался подход, базирующийся на интегральной форме уравнения Больцмана с исключенными энергетическими и угловыми переменными [5, 17, 18]). Этот подход наиболее последовательно сформулирован в работах [18].

Предполагая изотропность (равнонаправленность) испускания как мгновенных, так и запаздывающих нейтронов, независимость спектра рождающихся как мгновенных, так и запаздывающих нейтронов от энергии нейтрона, вызвавшего деление, независимость характеристик запаздывающих нейтронов и их предшественников от энергии нейтрона, вызвавшего первоначальное деление, и зависимость от изотопного состава мультиплицирующей среды, из условия баланса нейтронов в среде можно записать

$$P(\mathbf{r}, t) = \int_{0V_G} \int \alpha(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t) P(\mathbf{r}', \tau) d\mathbf{r}' d\tau + \int_{0V_S} \int \alpha^S(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t) q(\mathbf{r}', \tau) d\mathbf{r}' d\tau, \quad (3)$$

где $P(\mathbf{r}, t)$ — интенсивность делений в момент времени t в точке с координатами $\mathbf{r}$ размножающей среды, занимающей объем V_G ; $\alpha(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t)$ — интенсивность вторичных делений в точке с координатами $\mathbf{r}$ в момент времени t при условии, что первичное деление имело место в точке с координатами $\mathbf{r}'$ и в момент времени τ ;

$\alpha^S(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t)$ — аналогичная функция, обусловленная нейтронами внешнего источника; $q(\mathbf{r}, \tau)$ — скорость появления нейтронов любой энергии от внешних источников, распределенных по объему V_S .

Уравнение (3) принято называть интегральной моделью нейтронной кинетики, функции $\alpha(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t)$ и $\alpha^S(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t)$ — ядрами перехода этой модели. Из интегрально-дифференциального уравнения Больцмана для ядер перехода $\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \tau, t)$ и $\alpha^S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \tau, t)$ можно получить явные выражения [5, 18]

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \tau, t) &= \int_0^\infty dE' \int_{|\Omega'|=1} d\Omega' \int_0^\infty dE \int_{|\Omega|=1} d\Omega \frac{1}{4\pi} \chi(E) \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \Psi(y' \rightarrow y); \\ \alpha^S(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \tau, t) &= \int_0^\infty dE' \int_{|\Omega'|=1} d\Omega' \int_0^\infty dE \int_{|\Omega|=1} d\Omega \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \Psi(y' \rightarrow y) \frac{Q(\mathbf{r}', E', \Omega', t)}{q(\mathbf{r}', t)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$ — сечение деления для нейтронов энергией E в точке среды с координатами $\mathbf{r}$; $\Psi(y' \rightarrow y)$ — функция Грина связанной системы в пространстве $y \equiv (\mathbf{r}, E, \tau)$; $Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$ — скорость генерации нейтронов внешними источниками.

На практике удобно использовать многозонное приближение интегрального уравнения (3), которое может быть получено в предположении, что исходная мультиплицирующая область V_G пространственно разбита на конечные объемы V_i ; $i = \overline{1, m}$ (пространственная область внешних источников V_S также допускает разбиение на отдельные зоны, и это разбиение совпадает с V_i). Разделив переменные

$$P_i(\mathbf{r}, t) = N_i(t) \psi_i(\mathbf{r}); \quad q_i(\mathbf{r}, t) = S_i(t) \phi_i(\mathbf{r}),$$

можно получить выражения для межзонных ядер перехода (4):

$$\alpha_{ij}(t, \tau) = \int_{V_i} d\mathbf{r} \int_{V_j} d\mathbf{r}' \alpha(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t) \psi_j(\mathbf{r}'); \quad \alpha_{ij}^S(t, \tau) = \int_{V_i} d\mathbf{r} \int_{V_j} d\mathbf{r}' \alpha^S(\mathbf{r}', \tau \rightarrow \mathbf{r}, t) \phi_j(\mathbf{r}'). \quad (5)$$

С учетом выражения (5) соответствующая интегральная модель нейтронной кинетики (3) в многозонном приближении имеет вид [5, 18]

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^m \left\{ \int_0^t \alpha_{ij}(t, \tau) N_j(\tau) d\tau + \int_0^t \alpha_{ij}^S(t, \tau) S_j(\tau) d\tau \right\}, \quad i = \overline{1, m}.$$

Если геометрические характеристики и состав реакторной системы слабо изменяются во времени, можно положить, что функции $\alpha_{ij}(t, \tau)$ и $\alpha_{ij}^S(t, \tau)$ в уравнении (5) зависят только от разности аргументов $t - \tau$, т.е. энергия и пространственное распределение первичных источников делений в зоне j не зависят от t . В этом случае можно записать

$$N_i(t) = \sum_{j=1}^m \left\{ \int_0^t \alpha_{ij}(t - \tau) N_j(\tau) d\tau + \int_0^t \alpha_{ij}^S(t - \tau) S_j(\tau) d\tau \right\}, \quad i = \overline{1, m}. \quad (6)$$

В ядрах перехода $\alpha_{ij}(\tau)$ и $\alpha_{ij}^S(\tau)$ в общем случае содержится информация о делениях, вызванных как мгновенными, так и запаздывающими нейтронами. Нуле-

вой и первый моменты функции $\alpha_{ij}(\tau)$ имеют ясный физический смысл, определяемый основными положениями теории связанных реакторов в формулировке Эйвери [5, 18]:

$$\int_0^{\infty} \alpha_{ij}(\tau) d\tau = k_{ij}; \quad \int_0^{\infty} \alpha_{ij}(\tau) \tau d\tau / \int_0^{\infty} \alpha_{ij}(\tau) d\tau = \ell_{ij}. \quad (7)$$

Здесь параметр k_{ij} (коэффициенты связи системы связанных реакторов) — нулевой момент функции $\alpha_{ij}(\tau)$; ℓ_{ij} (среднее время переноса нейтронов из зоны j в зону i) — отношение первого к нулевому моменту функции $\alpha_{ij}(\tau)$. Отметим, что при $i = j$ k_{ij} и ℓ_{ij} — эффективный коэффициент размножения нейтронов i -й зоны и среднее время жизни мгновенных нейтронов в i -й зоне соответственно.

Способ решения уравнений системы (6) существенно зависит от вида ядер перехода $\alpha_{ij}(\tau)$ и $\alpha_{ij}^S(\tau)$. Удобно представлять эти функции в виде конечного ряда экспоненциальных функций [5, 18]

$$\alpha_{ij}(\tau) = \sum_{p=1}^{m_{ij}} k_{ij}^p \exp(-\tau/\ell_{ij}^p) / \ell_{ij}^p. \quad (8)$$

При этом для межзонных коэффициентов связи и времени жизни нейтронов справедливы следующие соотношения (см. уравнение (7)):

$$k_{ij} = \sum_{p=1}^{m_{ij}} k_{ij}^p \quad \text{и} \quad \ell_{ij} = \sum_{p=1}^{m_{ij}} k_{ij}^p \ell_{ij}^p / \sum_{p=1}^{m_{ij}} k_{ij}^p,$$

где k_{ij}^p , ℓ_{ij}^p — параметры аппроксимации функции $\alpha_{ij}(\tau)$; m_{ij} — число экспонент.

Если представить каждое ядро перехода $\alpha_{ij}(\tau)$ в виде одной экспоненты с параметрами аппроксимации из уравнения (8) (пренебрегая остальными членами временного ряда), то легко показать [18], что в этом случае уравнения интегральной модели (6) будут идентичны модели кинетики нейтронов связанных реакторов в формулировке Эйвери (1) (см. также уравнение (7)). Иными словами, модель нейтронной кинетики связанных реакторов (1) является частным случаем интегральной модели (3), в которой отдельные размножающие зоны рассматриваются в точечном приближении и не учитывается влияние высших временных гармоник нейтронного потока. Отметим, что в однозонном приближении по пространству, не пренебрегая высшими членами в ряде (8), уравнения кинетики (6) сводятся к единственному уравнению эффективной одноточечной модели [5, 14].

Выполненный на основе интегральной модели нейтронной кинетики анализ процессов, протекающих в различных системах связанных реакторов (см., например, [5]), показал, что учет высших временных гармоник нейтронного потока позволяет в отдельных случаях точнее описать поведение системы. Если спектры нейтронов в отдельных зонах (реакторах) связанной системы существенно различны, учет этих эффектов становится еще более значительным. Отметим, что ядра перехода $\alpha_{ij}(\tau)$ и $\alpha_{ij}^S(\tau)$ модели (6) можно эффективно рассчитать с помощью метода Монте-Карло [5]. Такая возможность была реализована, например, в программных комплексах MMKFK-2 [19], BRAND [20], AMCNP [21].

Модель кинетики нейтронов (6), дополненная уравнениями для тепловых процессов и уравнениями температурных обратных связей, будет описывать динамические характеристики многозонной реакторной системы. Как и в случае с уравнениями точечной нейтронной кинетики связанных реакторов (1), полученная модель является жесткой. Было предложено несколько алгоритмов численного интегрирования такой системы уравнений. Один из них [5] основан на построении жестко-устойчивой неявной схемы с произвольным числом зон. В этом случае также удастся получить аналитические соотношения, которые позволяют значительно уменьшить размерность исходной системы уравнений, решаемой на каждом шаге интегрирования, и существенно повысить эффективность вычислительного алгоритма. Практическая реализация изложенного подхода была осуществлена, например, в программном комплексе STIK [22].

В последнее время большой интерес исследователей вызывают бустерные установки типа реактор—подкритическая сборка [3—5, 17, 22—28], работающие в импульсном или импульсно-периодическом режиме. Такие системы применяют, в частности, для улучшения временных характеристик импульсов делений (генерирование импульсов с относительно короткой, недостижимой в обычном импульсном реакторе длительностью), значительного увеличения флюенса нейтронов и дозы γ -излучения, например, в области облучения испытательных образцов или повышения объема области облучения. Это существенно расширяет применение традиционных импульсных реакторов.

Особенный интерес к установкам такого типа вызван в связи с разработкой и созданием подкритических мишенно-бланкетных комплексов для ускорительно-управляемых систем [5, 7—10, 13] и оптических квантовых усилителей с ядерной накачкой [5, 24, 25]. Так, в настоящее время в ФЭИ действует демонстрационный образец такого оптического квантового усилителя с ядерной накачкой [5, 24, 25] — уникальная трехзонная реакторная установка, не имеющая аналогов в мире. Она введена в эксплуатацию в 1999 г. Полученные на ней новые данные позволили существенно продвинуться в понимании особенностей нестационарных нейтронно-физических процессов в связанных реакторных системах.

Интегральная модель нейтронной кинетики (6) позволяет эффективно описывать быстропротекающие процессы в системах связанных импульсных реакторов, т.е. в системах, компоненты которых в нейтронно-физическом отношении близки к критическим или являются надкритическими при малом числе компонентов связанной системы. Однако если при моделировании требуется получить подробное пространственное распределение нейтронного потока в отдельном компоненте системы, то использование многозонного представления модели приводит к необходимости расчета большого числа ядер перехода исходного интегрального уравнения и значительным вычислительным затратам. Это представляет собой серьезную проблему и при расчете пространственно-временного распределения нейтронного потока в системах, состоящих из быстрого реактора (или сборки) и теплового подкритического блока (бустера).

Для преодоления указанных трудностей была разработана модифицированная модель кинетики нейтронов, построенная также на основе интегрального уравнения переноса (3) с учетом специфики системы типа быстрый реактор—подкритический блок [5, 26]. Эта модель позволяет существенно снизить временные затраты при моделировании. В глубокоподкритическом блоке отсутствуют обратные тем-

пературные и мощностные связи, поэтому уравнение, описывающее перенос нейтронов в подкритическом блоке, является линейным, и для его решения можно использовать подход на основе понятия функции Грина. Модифицированная интегральная модель кинетики (для системы со слабоизменяющимися геометрией и составом) имеет вид

$$\begin{cases} N_r(t) = \int_0^t [\alpha_{rr}(t-\tau) + \alpha_{rb}(t-\tau)] N_r(\tau) d\tau + \int_0^t [\alpha_{rr}^S(t-\tau) + \alpha_{rb}^S(t-\tau)] S_r(\tau) d\tau + \\ + \int_0^t [\tilde{\alpha}_{rb}^S(t-\tau) + \tilde{\alpha}_{rb}^S(t-\tau)] S_b(\tau) d\tau; \\ N_b(\mathbf{r}, t) = \int_0^t G_{br}(\mathbf{r}, t-\tau) N_r(\tau) d\tau + \int_0^t G_{br}^S(\mathbf{r}, t-\tau) S_r(\tau) d\tau + \int_0^t G_{bb}^S(\mathbf{r}, t-\tau) S_b(\tau) d\tau, \end{cases} \quad (9)$$

где N_r — интегральная мощность быстрого реактора (сборки); $\alpha_{rr}(\tau)$ — собственно реакторные вторичные деления (при этом учитываются реакторные деления, которые вызваны нейтронами, отраженными от подкритического блока без деления и вернувшимися в активную зону); $\alpha_{rb}(\tau)$ — временное распределение вторичных делений в реакторе, вызванных делениями в подкритическом блоке, при условии, что первичное деление также имело место в реакторе; $\alpha_{rr}^S(\tau)$, $\alpha_{rb}^S(\tau)$ — вторичные деления в реакторе, связанные с S_r ; S_r — интенсивность внешних источников нейтронов в быстром реакторе; $\tilde{\alpha}_{rb}^S(\tau)$, $\tilde{\alpha}_{rb}^S(\tau)$ — вторичные деления в реакторе, связанные с S_b ; S_b — интенсивность внешних источников нейтронов в подкритическом блоке; $N_b(\mathbf{r}, t)$ — пространственно-временное поле делений в подкритическом блоке; $G_{br}(\mathbf{r}, \tau)$, $G_{br}^S(\mathbf{r}, \tau)$, $G_{bb}^S(\mathbf{r}, \tau)$ — компоненты функции Грина для связанной системы, так как они позволяют найти пространственно-временное распределение интенсивности делений в мультиплицирующем нейтроны блоке от $N_r(\tau)$, а также от произвольных внешних источников нейтронов в реакторе и блоке.

Функция $G_{br}(\mathbf{r}, \tau)$ может быть представлена в виде двух компонентов: 1) функции, которая описывает деления, непосредственно вызванные нейтронами в реакторе; 2) функции, которая описывает деления, обусловленные процессом размножения нейтронов в блоке [5].

Из соответствующих стационарных условий можно показать, что интегральная модель нейтронной кинетики в многозонном приближении (6) становится по точности близкой к модифицированной модели (9) при увеличении числа зон для описания подкритического блока. В случае, когда реактор и подкритический блок рассматриваются в рамках точечного приближения, для более точного описания нейтронной кинетики в системе с использованием модели (1) ее параметры должны определяться следующим образом [5, 26]:

$$k_{br} \frac{1}{1 - k_{bb}} \rightarrow \iint_{V_b 0}^{\infty} G_{br}(\mathbf{r}, \tau) d\tau; \quad k_{br} \frac{1}{1 - k_{bb}} k_{rb} \rightarrow \int_0^{\infty} \alpha_{br}(\tau) d\tau; \quad k_{rb} \rightarrow \frac{\int_0^{\infty} \alpha_{br}(\tau) d\tau}{\iint_{V_b 0}^{\infty} G_{br}(\mathbf{r}, \tau) d\tau}, \quad (10)$$

где k_{br} — коэффициент нейтронной связи реактор — подкритический блок; k_{bb} — эффективный коэффициент размножения нейтронов в подкритическом блоке; V_b — объем подкритического блока; k_{rb} — коэффициент нейтронной связи подкритический блок — реактор.

Параметры модифицированной модели нейтронной кинетики (9), как и ядра перехода $\alpha_{ij}(\tau)$, $\alpha_{ij}^s(\tau)$ модели (6), можно эффективно рассчитать с помощью метода Монте-Карло (см., например, [5]). Такая возможность была реализована, например, в программных комплексах ММКФК-2 [19] и АМСНР [21].

Численное моделирование процессов нейтронной кинетики в связанных системах типа быстрый реактор—подкритический блок показало [5], что во время переходного процесса длительностью ~ 1 мс в центральной (быстрой) сборке связанной системы достаточно быстро устанавливается асимптотическое пространственное распределение поля делений, совпадающее с собственным полем системы в быстром компоненте (это предположение и положено в основу модифицированной модели (9)), а пространственно-временное распределение нейтронного поля в подкритическом блоке существенно отличается от установившегося (стационарного). Это явление можно трактовать как распространение в направлении от быстрого реактора по радиусу подкритического теплового блока расходящейся «волны» делений [5, 27]. Применение в этом случае модели кинетики связанных реакторов (см. уравнение (1)) приводит к значительным погрешностям определения временного поведения системы [5, 26] из-за неучета влияния высших временных гармоник нейтронного потока и использования в качестве параметров модели интегральных характеристик системы. Заметим, что при корректном определении параметров этой модели k_j (см. уравнение (10)) можно значительно точнее определить интегральные характеристики установки, такие, например, как энерговыделение в компонентах связанной системы в течение импульса. Модифицированная модель нейтронной кинетики позволяет с достаточной для практики точностью описывать процессы в реакторных установках рассматриваемого типа.

Наличие в связанной системе подкритического блока оказывает значительное влияние на характеристики импульсов в реакторе, работающем в режиме одиночных или повторяющихся импульсов. В этом случае одноточечное приближение, которое традиционно применяют при моделировании кинетики импульсных реакторов с использованием дополнительных групп запаздывающих нейтронов [3], является неэффективным. Модифицированная модель (9) и в этом случае позволяет корректно описать переходные процессы в таких системах [5].

Следует отметить еще одно важное обстоятельство, связанное с особенностями кинетической модели (9). Анализ условий критичности, т.е. определение, например, эффективного коэффициента размножения нейтронов всей связанной системы k_c (см. также уравнение (2)) в рамках модифицированной модели нейтронной кинетики сопряжен с трудностями, поскольку собственным числом системы уравнений (9) является собственное число первого уравнения, равное

$$\lambda_r = k_{rr} + \alpha^*, \quad (11)$$

где $k_{rr} = \int_0^{\infty} \alpha_{rr}(\tau) d\tau$; $\alpha^* = \int_0^{\infty} \alpha_{rb}(\tau) d\tau$ — реактивность («активная» составляющая реактивности), обусловленная влиянием подкритического блока на реактор [5].

Отметим, что функция $\alpha_{rr}(\tau)$ в уравнениях (9), (11) учитывает нейтроны, отраженные (без деления) от подкритического блока, и определяет «пассивную» составляющую реактивности реактора [5].

Можно предположить, что соотношение (11) справедливо в тех случаях, когда влияние нейтронов подкритического блока на пространственное распределение энерговыделения в реакторе не очень большое. Для анализа статических параметров связанных систем типа быстрый реактор—подкритическая сборка предложены специальные подходы [5], всесторонне верифицированные на модельных системах различной геометрии и изотопного состава. В частности, эффективный коэффициент размножения нейтронов всей системы может быть найден по формуле

$$k_c = \max \left\{ \frac{k_{rr} + k_{bb}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(k_{rr} - k_{bb})^2 + 4\alpha^*(1 - k_{bb})} \right\}.$$

Для моделирования динамики системы типа быстрый реактор—подкритическая сборка соответствующую модель кинетики нейтронов (9) следует дополнить уравнениями для тепловых процессов и уравнениями температурных обратных связей. Для численного интегрирования полученной таким образом системы уравнений можно использовать подход, описанный для интегральной модели [5]. Практическая реализация такой численной схемы была осуществлена, например, в программном комплексе GRIF [22].

В заключение следует также сказать об экспериментальных исследованиях, выполненных на реакторных установках связанного типа. Отметим, что результатов таких работ опубликовано не так уж и много. Это прежде всего работа [2], где описывается критический эксперимент на нейтронно-физическом макете энергетического реактора-размножителя связанного типа. В некоторых работах приведены результаты экспериментального исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор и подкритическую сборку, — это установки TRIGA+LOPRA [6], ACRR+FREC [28], БИР + подкритическая сборка [23], ЭБР+РУС [4]. Более подробную информацию об исследованиях, выполненных на этих системах, можно найти, например, в монографиях [3, 4]. Измерению нейтронно-физических характеристик подкритических каскадных нейтронных умножителей посвящена работа [10]. Значительный объем экспериментальных работ выполнен на связанных системах, состоящих из малогабаритных импульсных реакторов. Это прежде всего реакторы класса БАРС (БАРС-4, -5 [4], -6 [4, 5, 25]). Интересной с точки зрения конструкции и особенностей процессов, протекающих в ней, является связанная система БАРС-5+РУН [4], которая состоит из двухзонного импульсного реактора БАРС-5 и быстрой подкритической сборки — реакторного умножителя нейтронов. Следует отметить, что исследования характеристик описанных реакторных установок связанного типа проводили в рамках теории связанных реакторов, т.е. на основе интегральных характеристик системы — параметров k_{ij} и ℓ_{ij} .

С точки зрения особенностей переноса нейтронов гораздо более сложной системой является демонстрационный образец оптического квантового усилителя с ядерной накачкой [5, 24, 25] — установка, состоящая из двухзонного быстрого импульсного реактора БАРС-6 и подкритического лазерного блока на промежуточных нейтронах. Как показали расчетно-теоретические исследования, выполненные на этом стенде [5], корректное и эффективное описание кинетики нейтронов в этом устройстве возможно только в рамках модифицированной модели (9). Помимо базовых интегральных характеристик системы были также исследованы и пространственно-временные эффекты, наблюдаемые в лазерном блоке. В частности, экспериментально подтверждено наличие в подкритической сборке, работающей на промежуточных нейтронах, необычного для ядерных реакторов явления — сферической волны делений [5, 27]. Получены экспериментально и подтверждены расчетным путем характеристики этой волны. Следует отметить, что первые расчетные и экспериментальные результаты по изучению пространственно-временных нейтронных процессов, протекающих в таких системах, были получены на нейтронно-физическом макете реакторно-лазерной системы стенда «Б» — универсальном критическом стенде УКС-1М [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 04-02-97233).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эйвери Р. Теория связанных реакторов. — В кн.: II Межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избр. докл. иностран. ученых. Т. 3. Физика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1960, с. 321—340.
2. Эйвери Р., Брениан К., Брансон Дж. и др. Критический эксперимент с энергетическим реактором-размножителем связанного типа на тепловых и быстрых нейтронах. — Там же, с. 231—258.
3. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1999.
4. Леваков Б.Г., Лукин А.В., Магда Э.П. и др. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ — ВНИИТФ. Снежинск, 2002.
5. Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В., Кухарчук О.Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. М.: Энергоатомиздат, 2003.
6. Thayer G., Miley G., Jones B. An experimental study of two coupled reactors. — Nucl. Technol., 1975, v. 25, № 1, p. 56—67.
7. Dyachenko P.P., Zrodnikov A.V., Prokhorov A.M. et al. Concept of a combined ICF power plant and a fission reactor—laser driver. — Fus. Technol., 1991, v. 20, № 4, p. 969—976.
8. Алексеев П.Н., Игнатьев В.В., Коляскин О.Е. и др. Каскадный подкритический реактор повышенной безопасности. — Атомная энергия, 1995, т. 79, вып. 5, с. 327—337.
9. Rubbia C. CERN-Group Conceptual Design of a Fast Neutron Operated Power Energy Amplifier. Accelerator Driven Systems: Energy Generation and Transmutation of Nuclear Waste. Status Report. IAEA-TECDOC-985, 1997.
10. Колесов В.Ф., Завьялов Н.В., Иванин И.А. и др. Экспериментальное исследование моделей каскадного blanketа электроядерного устройства. — Атомная энергия, 2002, т. 92, вып. 1, с. 42—50.
11. Coupled Reactor Kinetics. Proc. National Topical Meeting American Nuclear Society. Ed. C. Chezem, W. Kohler. Texas, 1967.
12. Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой ЛЯН'92. Обнинск, 1992, т. 1—3; ЛЯН'94, Арзамас-16, 1994, т. 1, 2; Проблемы лазеров с ядерной накачкой и импульсные реакторы ЛЯН-ИР-2002. Снежинск, 2003. Межд. конф.
13. Колесов В.Ф., Хоружий В.Х. Кинетика аперiodических каскадных бустеров в аспекте их быстрого действия и безопасности. — Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 2, с. 99—109.
14. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.

15. Кухарчук О.Ф., Гулевич А.В., Зродников А.В. Комплекс программ POKER для моделирования нестационарных процессов в системах связанных реакторов: Препринт ФЭИ-2065, 1990.
16. Гулевич А.В., Зродников А.В., Пупко В.Я., Шиманский А.А. Применение теории возмущений в инженерных задачах ядерной энергетики. М.: Энергоатомиздат, 1993.
17. Хоружий В.Х. К расчету пространственно-временной кинетики ИЯР и бустера. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 1, с. 3—7.
18. Пупко С.В. Модель пространственной кинетики реактора. Ч. 1. Теория: Препринт ФЭИ-2054, 1989.
19. Полевой В.Б., Тарасова О.Б. Комплекс программ ММКФК-2 для решения задач переноса нейтронов и гамма-квантов в физике реакторов: состояние и перспективы развития. — Избранные труды ФЭИ 1998. Обнинск, 2000, с. 39—42.
20. Андросенко А.А., Андросенко П.А., Пупко С.В. Расчет параметров кинетики для связанных систем в Монте-Карловском комплексе BRAND. — В сб.: Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой (ЛЯН'92). Обнинск, 1992, т. 2, с. 89—95.
21. Бережной К.В., Кухарчук О.Ф. Применение кода MCNP для расчета нейтронно-физических характеристик связанных реакторных систем: Препринт ФЭИ-2961, 2002.
22. Гулевич А.В., Качанов Б.В., Кухарчук О.Ф. Модели и программы расчета динамических характеристик реакторно-лазерных систем: Препринт ФЭИ-2454, 1995.
23. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Игнатов И.И. и др. Экспериментальное исследование связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 1988, вып. 2, с. 3—15.
24. Дьяченко П.П., Еловский О.А., Прохоров Ю.А. и др. Реакторно-лазерный комплекс «Стенд «Б». — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 337—342.
25. Дьяченко П.П., Еловский О.А., Прохоров Ю.А. и др. Реакторно-лазерный комплекс «Стенд «Б». Результаты нейтронно-физических исследований реакторной системы: Препринт ФЭИ-2909, 2000.
26. Гулевич А.В., Кухарчук О.Ф., Пашин Е.А., Полевой В.Б. Модифицированная модель нейтронной кинетики реакторно-лазерного устройства: Препринт ФЭИ-2264, 1992.
27. Бережной К.В., Дьяченко П.П., Еловский О.А. и др. Пространственно-временные неоднородности поля делений в связанной реакторной системе импульсного действия. — Атомная энергия, 2002, т. 93, вып. 5, с. 390—395.
28. Rubio R., Cooper P., Schize J. e.a. FREC-II: an upgrade to SNL annular core research reactor. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1989, v. 59, № 1, p. 55—57.

Поступила в Редакцию 8.09.04

УДК 621.039.51

РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЛНОВОГО УМНОЖАЮЩЕГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Родигин В.Н., Евдокимов В.В., Запаская А.С., Илькаев Р.И., Колесов В.Ф.,
Певницкий А.В., Пунин В.Т., Хоружий В.Х., Шагалиев Р.М., Шумилин В.А.
(РФЯЦ — ВНИИЭФ)

От классических импульсных волновой умножающий импульсный реактор (ВУИР) отличается тем, что избыточная реактивность возникает в нем в результате прохождения через цилиндрическую активную зону короткой плоской акустической волны сжатия, направленной вдоль оси цилиндра. Волна сжатия генерируется взрывом тонкого слоя взрывчатого вещества, масса которого исчисляется граммами. При столь малом количестве взрывчатых веществ конструкционные материалы сохраняют свою целостность, что обеспечивает экологическую чистоту опытов и возможность многократного использования активной зоны. Особенностью реакто-