

ОЦЕНКА УСТОЙЧИВОСТИ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА В РЕАКТОРЕ ТИПА БН БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ НА ОСНОВЕ МОДАЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КИНЕТИКИ

И.В. Тормышев, А.В. Гулевич, В.А. Елисеев, В.Ю. Стогов

АО «ГНЦ РФ-ФЭИ им. А.И. Лейпунского»

249033, Калужская обл., г. Обнинск, пл. Бондаренко, 1



Рассмотрена устойчивость нейтронного потока в активной зоне быстрого реактора типа БН большой мощности без учета обратных связей. Важность данной проблемы для реакторов типа БН большой мощности связана с особенностями компоновки их активных зон – большой диаметр и отношение диаметра к высоте ~ 5. Используемая методика обоснования устойчивости нейтронных полей основана на анализе спектра матрицы системы уравнений пространственной кинетики, описывающей активную зону реактора типа БН большой мощности без учета обратных связей. Разработана расчётная модель пространственной кинетики реактора типа БН большой мощности в модальном приближении, основанном на представлении нестационарного потока в виде суммы ортогональных функций, умноженных на зависящие от времени амплитуды. Используются собственные функции условно-критической задачи в диффузионном приближении, которые в дискретном случае образуют полную систему. Рассчитан спектр матрицы системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих пространственную кинетику реактора. Показано, что нейтронный поток в активной зоне реактора типа БН большой мощности без учета обратных связей устойчив. Тестовыми расчётами проиллюстрировано затухание возмущений поля энерговыделения для реактора, находящегося в критическом состоянии.

Ключевые слова: реактор типа БН, устойчивость нейтронного потока, пространственная кинетика, условно-критическая задача, разложение по собственным функциям.

ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные исследования безопасности быстрых натриевых реакторов показали, что для исключения возможностей разрушения активной зоны (а.з.) в запроектных авариях типа ULOF высота а.з. должна быть не более 85 – 90 см, а над ней должна располагаться натриевая полость [1]. Чтобы в этих ограничениях обеспечить необходимую тепловую мощность а.з., ее диаметр для реактора типа БН большой мощности должен составлять более 4.3 м. Отношение диаметра к высоте для такой а.з. превышает 5. Однако Правила ядерной безопасности [2] требуют доказательства отсутствия колебаний плотности потока нейтронов, что особенно актуально для таких «плоских» активных зон.

Понятие устойчивости применительно к ядерным реакторам формулируется аналогично понятию устойчивости любых динамических систем – состояние реактора назы-

© *И.В. Тормышев, А.В. Гулевич, В.А. Елисеев, В.Ю. Стогов, 2021*

вают устойчивым, если отклонения параметров реактора (в том числе мощности) от стационарных значений, возникшие после внесения в реактор возмущения, со временем не возрастают неограниченно (ограниченный отклик на ограниченное воздействие). В противном случае, если внесенное в реактор возмущение со временем возрастает неограниченно, состояние реактора называют неустойчивым [3, 4].

Математические критерии устойчивости динамических систем сформулированы в теории дифференциальных уравнений.

Говорят, что решение $\varphi(t)$ системы дифференциальных уравнений

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(t, \mathbf{x})$$

с начальными условиями $\mathbf{x}(0) = \varphi(0)$ является устойчивым по Ляпунову, если для любого $\varepsilon > 0$ найдется $\delta(\varepsilon) > 0$ такое, что если $\|\mathbf{x}(0) - \varphi(0)\| < \delta(\varepsilon)$, то $\|\mathbf{x}(t) - \varphi(t)\| < \varepsilon$ для любого $t \geq 0$. Таким образом, устойчивость по Ляпунову означает, что небольшие возмущения начального условия не приводят к неограниченному возрастанию во времени возмущения решения $\mathbf{x}(t)$ [5].

Если решение $\varphi(t)$ системы удовлетворяет не только условию устойчивости по Ляпунову, но и условию

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \|\mathbf{x}(t) - \varphi(t)\| = 0,$$

то говорят, что решение системы обладает свойством асимптотической устойчивости [5].

Одним из методов, применяемых для оценки устойчивости полей энерговыделения в ядерных реакторах, является анализ устойчивости системы дифференциальных уравнений, описывающих кинетику реактора в приближении разложения по какой-либо системе функций (как правило, по собственным функциям условно-критической диффузионной задачи) [6 – 8]. Преимуществом данного метода является то, что при несущественном по сравнению с точечной кинетикой усложнении системы уравнений, описывающих динамику реактора, он позволяет оценить возможность возникновения колебаний поля энерговыделения в реакторе. Как правило, при анализе устойчивости полей энерговыделения ограничиваются использованием нескольких первых гармоник условно-критической задачи. Хотя такого количества недостаточно для корректного описания пространственно-временного поведения реактора в общем случае, для анализа устойчивости такой подход оправдан, поскольку, как правило, возникновение неустойчивости поля энерговыделения приводит к возбуждению, в первую очередь, первых гармоник, отвечающих самым большим значениям собственных значений K_i [9].

В работе устойчивость поля энерговыделения быстрого реактора типа БН большой мощности без учета обратных связей оценивается путем анализа собственных значений системы дифференциальных уравнений, описывающих кинетику реактора при разложении нейтронного потока по собственным функциям условно-критической задачи. Модель динамики ядерного реактора без учёта обратных связей применима для анализа процессов, протекающих в а.з. при работе реактора в пусковом диапазоне мощностей.

ВЫВОД СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА ПРИ РАЗЛОЖЕНИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА ПО СОБСТВЕННЫМ ФУНКЦИЯМ УСЛОВНО-КРИТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Одним из способов решения задач пространственной кинетики является разложение нестационарного потока нейтронов в ряд по системе ортогональных функций:

$$\Phi(\mathbf{r}, \Omega, E, t) = \sum_i T_i(t) \Phi_i(\mathbf{r}, \Omega, E). \quad (1)$$

Как показано в работе [10], собственные функции дискретизированного уравнения диффузии нейтронов образуют полную систему, что дает возможность использовать для полного потока разложение по собственным функциям условно-критического уравне-

ния диффузии, аналогичное (1).

Рассмотрим нестационарное уравнение диффузии (координаты \mathbf{r} , E , t , от которых зависят входящие в уравнение величины, для краткости опущены)

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + (A + \Delta A)\Phi &= \chi_p(1 - \beta)(F + \Delta F)\Phi + \sum_j \lambda_j \chi_{d,j} C_j, \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} &= \beta_j(F + \Delta F)\Phi - \lambda_j C_j, \end{aligned} \quad (2)$$

где A – оператор диффузии, поглощения и рассеяния нейтрона стационарной условно-критической задачи, описывающей критическое состояние реактора, определяемый как

$$A\Phi(\mathbf{r}, E) = -\nabla D(\mathbf{r}, E)\nabla\Phi(\mathbf{r}, E) + \Sigma_{tot}(\mathbf{r}, E)\Phi(\mathbf{r}, E) - \int_{E'} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E)\Phi(\mathbf{r}, E')dE',$$

F – оператор деления нейтрона стационарной условно-критической задачи, описывающей критическое состояние реактора, определяемый в виде

$$F\Phi(\mathbf{r}, E) = \int_{E'} v\Sigma_f(\mathbf{r}, E')\Phi(\mathbf{r}, E')dE',$$

ΔA и ΔF – возмущения операторов, выведшие реактор из критического состояния; Q – внешний источник; C_j – концентрация ядер-предшественников группы j запаздывающих нейтронов; v – скорость нейтрона; χ_p – спектр мгновенных нейтронов; β – суммарная эффективная доля запаздывающих нейтронов; β_j – групповая доля запаздывающих нейтронов; λ_j – постоянная распада группы j запаздывающих нейтронов; $\chi_{d,j}$ – спектр группы j запаздывающих нейтронов.

Подставим в систему (2) разложение в функции Φ_i собственные функции задачи на собственные значения:

$$A\Phi_i = \chi F\Phi_i / K_i, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{\partial T_i}{\partial t} \frac{1}{v} \Phi_i + \sum_i T_i (A + \Delta A)\Phi_i &= \chi_p(1 - \beta) \sum_i T_i (F + \Delta F)\Phi_i + \sum_j \lambda_j \chi_{d,j} C_j + Q, \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} &= \beta_j (F + \Delta F) \sum_i T_i \Phi_i - \lambda_j C_j. \end{aligned} \quad (4)$$

С учетом равенств $A\Phi_i = \chi F\Phi_i / K_i$ и $\chi F\Phi_i = (1 - \beta)\chi_p F\Phi_i + \beta\chi_d F\Phi_i$ (χ – суммарный спектр нейтронов деления, χ_d – спектр запаздывающих нейтронов) система (4) может быть преобразована к виду

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{\partial T_i}{\partial t} \frac{1}{v} \Phi_i + \sum_i T_i \frac{\chi}{K_i} F\Phi_i + \sum_i T_i \Delta A\Phi_i &= \\ = \chi \sum_i T_i (F + \Delta F)\Phi_i - \chi_i \beta \sum_i T_i (F + \Delta F)\Phi_i + \sum_j \lambda_j \chi_{d,j} C_j + Q, \\ \frac{\partial C_j}{\partial t} &= \beta_j (F + \Delta F) \sum_i T_i \Phi_i - \lambda_j C_j. \end{aligned} \quad (5)$$

Умножим первое уравнение полученной системы на собственные функции Φ_k^+ сопряженной задачи на собственные значения

$$A^+\Phi_k^+ = \chi F^+\Phi_k^+ / K_k, \quad (6)$$

а уравнения для запаздывающих нейтронов – на $\chi_{d,j}\Phi_k^+$.

С учетом ортогональности собственных функций прямой и сопряженной задач

$$\langle \Phi_k^+, \chi F\Phi_i \rangle = \begin{cases} \gamma_k & \text{при } k = i, \\ 0 & \text{при } k \neq i; \end{cases} \quad (7)$$

(здесь γ_0 – ценность нейтронов деления, для $k > 0$ γ_k – обобщение понятия ценности нейтронов деления для высших гармоник нейтронного потока) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}
 & \sum_i \frac{\partial T_i}{\partial t} \langle \Phi_{k'}^+ \frac{1}{V} \Phi_i \rangle = \\
 & = (1 - K_k^{-1}) T_k \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle - \sum_i T_i \langle \Phi_{k'}^+ \chi_d \beta F \Phi_i \rangle + \sum_j \lambda_j \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} C_j \rangle + \\
 & + \langle \Phi_{k'}^+ Q \rangle - \sum_i T_i \langle \Phi_{k'}^+ \Delta A \Phi_i \rangle + \sum_i T_i \langle \Phi_{k'}^+ \chi \Delta F \Phi_i \rangle - \sum_i T_i \langle \Phi_{k'}^+ \chi_d \beta \Delta F \Phi_i \rangle, \quad (8) \\
 & \frac{\partial \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} C_j \rangle}{\partial t} = \\
 & = \sum_i T_i \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} \beta_j F \Phi_i \rangle + \sum_i T_i \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} \beta_j \Delta F \Phi_i \rangle - \lambda_j \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} C_j \rangle.
 \end{aligned}$$

Вводя параметры

$$\begin{aligned}
 \rho_k &= 1 - 1/K_k; & \Lambda_{k,i} &= \langle \Phi_{k'}^+ \Phi_i / V \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; \\
 \beta_{eff,k,i,j} &= \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} \beta_j F \Phi_i \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; & \beta_{eff,k,i} &= \langle \Phi_{k'}^+ \chi_d \beta F \Phi_i \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; \\
 c_{k,j} &= \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} C_j \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; & q_k &= \langle \Phi_{k'}^+ Q \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; \\
 \delta A_{k,i} &= \langle \Phi_{k'}^+ \Delta A \Phi_i \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; & \delta F_{k,i} &= \langle \Phi_{k'}^+ \chi \Delta F \Phi_i \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle; \\
 \delta D_{k,i,j} &= \langle \Phi_{k'}^+ \chi_{d,j} \beta_j \Delta F \Phi_i \rangle / \langle \Phi_{k'}^+ \chi F \Phi_k \rangle,
 \end{aligned}$$

являющиеся обобщением параметров точечной кинетики, приводим систему к виду

$$\begin{aligned}
 \Lambda \frac{d\mathbf{T}}{dt} &= (\rho - \beta) \mathbf{T} + \sum_j \lambda_j \mathbf{c}_j + \mathbf{q} - \delta \mathbf{A} \mathbf{T} + \delta \mathbf{F} \mathbf{T} - \sum_j \delta \mathbf{D}_j \mathbf{T}, \\
 \frac{d\mathbf{c}_j}{dt} &= \beta_j \mathbf{T} + \delta \mathbf{D}_j \mathbf{T} - \lambda_j \mathbf{c}_j.
 \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь Λ – матрица, составленная из элементов $\Lambda_{k,i}$; ρ – диагональная матрица, на диагонали которой расположены элементы ρ_k ; β – матрица, составленная из элементов $\beta_{eff,k,i}$; β_j – матрица из элементов $\beta_{eff,k,i,j}$; λ_j – диагональная матрица, с элементами λ_j на диагонали; \mathbf{T} – вектор амплитуд гармоник T_k ; \mathbf{c}_j – вектор элементов $c_{k,j}$; \mathbf{q} – матрица из элементов q_k ; $\delta \mathbf{A}$ – матрица из элементов $\delta A_{k,i}$; $\delta \mathbf{F}$ – матрица из элементов $\delta F_{k,i}$; $\delta \mathbf{D}_j$ – матрица из элементов $\delta D_{k,i,j}$.

Число уравнений в системе (9) определяется числом собственных функций, использованных для представления пространственной зависимости нейтронного потока N , и числом групп запаздывающих нейтронов N_d и равно $(N_d + 1)N$.

ТЕСТОВЫЕ РАСЧЁТЫ В МОДЕЛИ МОДАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА ТИПА БН

С целью проверки корректности полученных уравнений был выполнен расчёт по модели модальной кинетики переходного процесса в реакторе типа БН большой мощности.

Для расчёта коэффициентов, входящих в систему (9), и решения данной системы были разработаны программы для ЭВМ.

Высшие гармоники условно-критической задачи, необходимые для расчёта коэффициентов системы (9), рассчитывались в диффузионном приближении при помощи доработанного модуля нейтронно-физического расчёта пакета прикладных программ РЕАКТОР [11]. Для решения частичной проблемы собственных значений в доработанном модуле использовался метод Арнольди с неявным рестартом, реализованный в пакете программ ARPACK [12].

Параметры системы (9) рассчитывались путем суммирования по объёму расчётной области значений гармоник потока и ценности, умноженных на соответствующие коэффициенты – обратная скорость нейтрона, источник нейтронов деления, источник запаздывающих нейтронов, внешний источник нейтронов, отклонения оператора переноса нейтронов и источника нейтронов деления и запаздывающих нейтронов от стационарного состояния.

Для решения системы уравнений (9) использовался пакет программ для решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений ODEPACK [13], был применен метод формулы дифференцирования назад.

Переходной процесс заключался в разгоне реактора после изменения состояния, приводящего к вводу положительной реактивности. В исходном состоянии реактор был критичен (матрицы δA , δF и δD ; имеют нулевые элементы) и работал на мощности 1 кВт. Вывод реактора из критики происходил за счёт уменьшения на 5% плотности натрия в активной части 18-ти центральных ТВС в течение 10 секунд, в течение 200 секунд параметры реактора оставались неизменными, после чего в течение 10 секунд плотность натрия в центральных ТВС возвращалась к исходному значению. Значения элементов матриц δA , δF и δD были рассчитаны для возмущенного состояния реактора. Предполагалось, что элементы матриц δA , δF и δD при внесении возмущения в реактор изменяются по линейному закону от времени – при внесении возмущения линейно возрастают от нулевых значений до значений, соответствующих возмущённому состоянию, при возвращении реактора в исходное состояние линейно уменьшаются до нулевых значений.

Условно-критический расчёт возмущенного состояния реактора показал, что вносимому возмущению состава соответствует увеличение реактивности $\Delta\rho_0 = 4,25 \cdot 10^{-5} \Delta K/K$.

Переходной процесс был рассчитан в двух моделях: в стандартной модели точечной кинетики с заданием вносимой реактивности по закону

$$\Delta\rho(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 10 \text{ с или } t > 230 \text{ с;} \\ \Delta\rho_0(t-10)/10 & \text{при } 10 \text{ с} < t < 20 \text{ с;} \\ \Delta\rho_0(230-t)/10 & \text{при } 20 \text{ с} < t < 230 \text{ с;} \\ \Delta\rho_0 & \text{при } 230 \text{ с} < t < 230 \text{ с.} \end{cases} \quad (10)$$

и в модели модальной кинетики (9) с использованием 10-ти собственных функций в разложении (1).

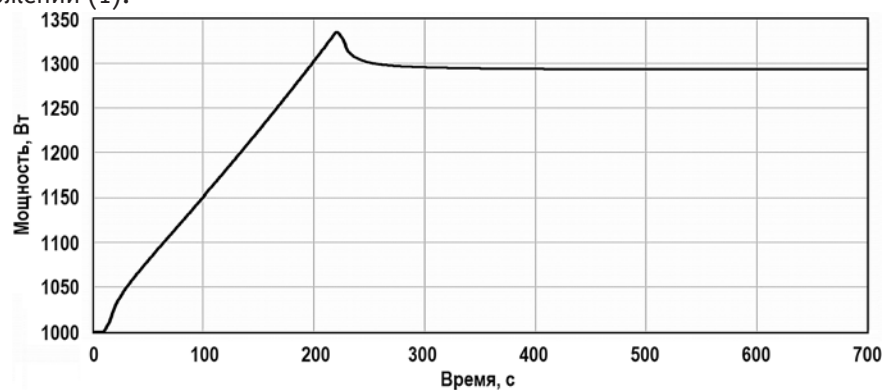


Рис. 1. Изменение мощности реактора в тестовом расчёте

Мощность реактора, рассчитанная в модальном приближении (рис. 1), совпала с мощностью, рассчитанной в модели точечной кинетики, с высокой точностью (отличие не превысило 0,14%), что говорит о корректности разработанной модели и её программной реализации.

Временное поведение всех высших гармоник нейтронного потока в ходе переходного процесса характеризуется следующей закономерностью: на начальном этапе происходит существенное (на несколько порядков) увеличение отношений их амплитуд к амплитуде фундаментальной гармоники $|T_i(t)|/T_0(t)$. Затем данное отношение для всех гармоник стабилизируется, что говорит о том, что разгон реактора идёт при неизменном распределении нейтронного потока. После возвращения реактора в исходное состояние высшие гармоники затухают, и в реакторе вновь устанавливается распределение нейтронного потока, соответствующее фундаментальной гармонике условно-критической задачи (рис. 2).

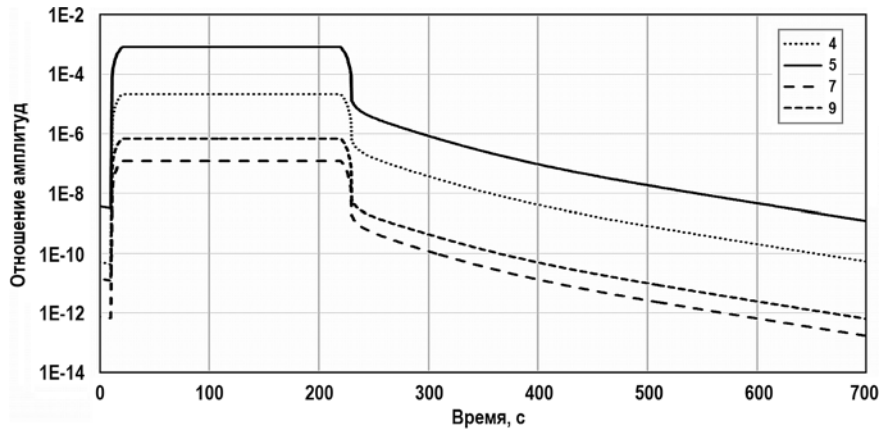


Рис. 2. Относительные амплитуды ($|T_i(t)|/T_0(t)$) четвертой, пятой, седьмой и девятой гармоник нейтронного потока

Поскольку внесённое в реактор возмущение близко к осесимметричному, наибольшего значения ($8 \cdot 10^{-4}$) отношение $|T_i(t)|/T_0(t)$ достигает для пятой гармоники, что связано с тем, что она имеет радиальный характер. Для первой гармоники, имеющей азимутальный характер, максимальное значение отношения $|T_i(t)|/T_0(t)$ равно $2,7 \cdot 10^{-7}$.

АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КИНЕТИКИ РЕАКТОРА БН БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Анализ устойчивости выполнялся для системы уравнений пространственной кинетики невозмущенного реактора без учета обратных связей.

Данная система может быть преобразована к виду

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \Lambda^{-1}(\rho - \beta)T + \Lambda^{-1} \sum_j \lambda_j c_j + \Lambda^{-1}q, \\ \frac{dc_j}{dt} &= \beta_j T - \lambda_j c_j. \end{aligned} \quad (11)$$

Из теории обыкновенных дифференциальных уравнений известно, что устойчивость решения системы линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами определяется спектром матрицы системы.

В рассматриваемом случае матрица системы имеет вид

$$\begin{pmatrix} \Lambda^{-1}(\rho - \beta) & \Lambda^{-1}\lambda_1 & \dots & \Lambda^{-1}\lambda_{N_d} \\ \beta_1 & -\lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \beta_{N_d} & 0 & 0 & \dots & -\lambda_{N_d} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Отсутствие в спектре матрицы собственных значений с положительной вещественной частью является критерием устойчивости системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Если все собственные значения имеют отрицательные вещественные части, система обладает асимптотической устойчивостью, если среди собственных значений есть простое собственное значение с нулевой вещественной частью, система является устойчивой по Ляпунову [5].

Для анализа устойчивости поля энерговыделения в реакторе БН большой мощности были рассчитаны параметры (9) и элементы матрицы (12).

Анализ устойчивости был выполнен для двух вариантов – стационарной работы реактора на уровне мощности, близком к МКУ, когда мощность подкритического реактора поддерживается за счет собственного источника нейтронов, связанного с распадом трансурановых элементов в а.з., и для стационарной работы реактора в

критическом состоянии.

Тепловая мощность реактора с источником была принята равной 1 кВт. По выполненным оценкам, для рассмотренного варианта реактора БН большой мощности такая мощность достигается при реактивности $\rho_0 = -5,51 \cdot 10^{-4} \Delta K/K$.

При использовании пяти членов в разложении (1) и шести групп запаздывающих нейтронов размерность системы (10) равна 35. Таким образом, матрица (12) имеет 35 собственных значений. Для решения полной проблемы собственных значений для данной матрицы использовался пакет программ LAPACK [14], реализующий решение полной проблемы собственных значений при помощи QR-алгоритма. Расчёт показал, что все собственные значения матрицы пространственной кинетики для рассмотренного варианта вещественные и меньше нуля, максимальное собственное значение равно $-9,28 \cdot 10^{-3} \text{с}^{-1}$. Таким образом, система уравнений пространственной кинетики для реактора БН большой мощности с источником асимптотически устойчива [5].

Для проверки влияния на собственные значения системы уравнений кинетики изменения числа гармоник, используемых для описания пространственной зависимости нейтронного потока в разложении (1), был рассчитан спектр матрицы системы уравнений (11) при использовании одного члена в разложении, что соответствует приближению точечной кинетики. В таблице 1 приведены собственные значения матрицы кинетики при использовании одного члена в разложении и 11 максимальных собственных значений матрицы кинетики при использовании пяти членов разложения.

Таблица 1

Спектры матриц системы уравнений кинетики реактора БН большой мощности с источником

Точечная кинетика, с^{-1}	Пространственная кинетика, с^{-1}
-9.28278E-3	-9.28278E-3
-1.68761E-2	-1.33580E-2
-8.05185E-2	-1.33598E-2
-2.01789E-1	-1.33948E-2
-7.43827E-1	-1.33950E-2
-2.78100E+0	-1.68761E-2
-9.83543E+3	-2.99014E-2
	-2.99298E-2
	-3.05003E-2
	-3.05010E-2
	-8.05185E-2

Для случая точечной кинетики число собственных значений на единицу больше числа групп запаздывающих нейтронов. В случае разложения по гармоникам каждому собственному значению системы уравнений точечной кинетики соответствует пять (в рассмотренном случае) собственных значений, поскольку в систему входят концентрации ядер-предшественников и нейтронный поток, разложенные по первым пяти гармоникам нейтронного потока. Минимальное по модулю собственное значение из этих пяти соответствует разложению потока и концентраций ядер-предшественников по фундаментальной гармонике и совпадает с соответствующим собственным значением системы точечной кинетики. Таким образом, первое собственное значение системы, записанной для разложения с пятью членами, совпадает с первым собственным значением системы уравнений точечной кинетики, шестое – совпадает со вторым собственным значением системы точечной кинетики, 11-е – с третьим и т.д.

Как видно из таблицы, уточнение описания кинетики реактора не приводит к увели-

чению максимального собственного значения системы уравнений кинетики реактора.

Для реактора, работающего в критическом состоянии при $r_0 = 0$, спектр матрицы системы уравнений точечной кинетики и семь максимальных собственных значений матрицы системы уравнений пространственной кинетики приведены в табл. 2.

Таблица 2

Спектры матриц системы уравнений кинетики реактора БН большой мощности в критическом состоянии

Точечная кинетика, с ⁻¹	Пространственная кинетика, с ⁻¹
0.0	0.0
-1.5019E-2	-1.3356E-2
-7.0303E-2	-1.3358E-2
-1.8911E-1	-1.3395E-2
-7.2721E-1	-1.3395E-2
-2.7576E+0	-1.5019E-2
-8.5260E+3	-2.9874E-2

Максимальное собственное значение системы уравнений кинетики реактора БН большой мощности в критическом состоянии без обратных связей равно нулю, таким образом, поле энерговыделения реактора БН устойчиво по Ляпунову [5]. Нулевое собственное значение связано с нулевой гармоникой потока, соответствующей нулевой реактивности, и выражает тот факт, что мощность критического реактора без обратных связей не определена. Поэтому при возмущении мощности фундаментальной гармоники по окончании переходного процесса реактор стабилизируется на новом уровне мощности, не совпадающем с уровнем мощности до возмущения. Возмущения же высших гармоник затухают и по окончании переходного процесса возвращаются к нулевым значениям.

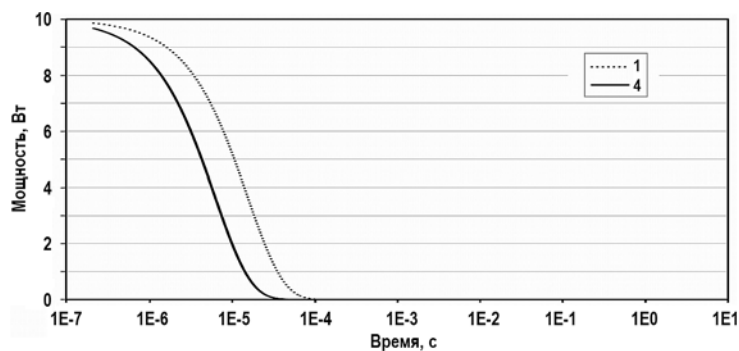


Рис. 3. Спад возмущений первой и четвертой высших гармоник в реакторе БН большой мощности

Были выполнены расчёты затухания возмущений первой и четвертой высших гармоник нейтронного потока. После внесения возмущения, равного 10 Вт, спад амплитуды гармоники до близкого к нулевому значению происходит за время порядка 10^{-4} с (рис. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показал расчёт спектров матриц системы дифференциальных уравнений пространственной кинетики для подкритического и критического состояний реактора БН большой мощности без учета обратных связей, критерий устойчивости для рассмотренных состояний выполняется, нейтронный поток в подкритической а.з. реактора БН асимптотически устойчив, нейтронный поток в критической а.з. реактора БН устойчив по Ляпунову.

Планируется продолжить работу путем учета в рамках модели пространственной кинетики обратных связей и обоснования устойчивости нейтронного потока в активной зоне БН большой мощности с учетом обратных связей.

Благодарность

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Калужской области (проект № 19-48-400007).

Литература

1. *Poplavsky V.M., Matveev V.I., Eliseev V.A., Kuznetsov I.A., Volkov A.V., Shvetsov Yu.E., Khomyakov Yu.S., Tsiboula A.M.* Studies on Influence of Sodium Void Reactivity Effect on the Concept of the Core and Safety of Advanced Fast Reactor. // *Journal of Nuclear Science and Technology*. – 2011. – Vol. 48. – No. 4. – PP. 538-546; DOI: <https://doi.org/10.1080/18811248.2011.9711731>.
2. *Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору.* Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. НП-082-07. // *Ядерная и радиационная безопасность*. – 2008. – № 1. – С. 52-77.
3. *Akcasu Z.* *Mathematical Methods in Nuclear Reactor Dynamics*. – New York: Academic Press, 1971. – 460 p.
4. *Coughanowr D.R.* *Process Systems Analysis and Control*. – New York: McGraw-Hill, 1991. – 566 p.
5. *Бибиков Ю.Н.* *Курс обыкновенных дифференциальных уравнений*. 2-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2011. – 304 с.
6. *Hashimoto K.* Linear Modal Analysis of Out-of-Phase Instability in Boiling Water Reactor Cores. // *Ann. Nucl. Energy*. – 1993. – Vol. 20. – No. 12. – PP. 789-797; DOI: [https://doi.org/10.1016/0306-4549\(93\)90072-W](https://doi.org/10.1016/0306-4549(93)90072-W).
7. *March-Leuba J. & Blakeman E.D.* A Mechanism for Out-of-Phase Power Instabilities in Boiling Water Reactors. // *Nuclear Science and Engineering*. – 1991. – Vol. 107. – No. 2. – PP. 173-179; DOI: <https://doi.org/10.13182/NSE91-A15730>.
8. *Miro R., Ginestarb D., Verdu G., Hennig D.* A Nodal Modal Method for the Neutron Diffusion Equation. Application to BWR Instabilities Analysis. // *Ann. Nuc. Energy*. – 2002. – Vol. 29. – PP. 1171-1194; DOI: [https://doi.org/10.1016/S0306-4549\(01\)00103-7](https://doi.org/10.1016/S0306-4549(01)00103-7).
9. *Takeuchi Y., Takigawa Y., Uematsu H.* A Study on Boiling Water Reactor Regional Stability from the Viewpoint of Higher Harmonics. // *Nuclear Technology*. – 1994. – Vol. 106. – No. 3. – PP. 300-314; DOI: <https://doi.org/10.13182/NT94-A34960>.
10. *Белл Дж., Глестон С.* *Теория ядерных реакторов*. – М.: Атомиздат, 1974. – 494 с.
11. *Гулевич А.В., Долгих В.П., Елисеев В.А., Перегудова О.О., Рожихин Е.В., Семенов М.Ю., Стогов В.Ю., Тормышев И.В.* Расчёт доминантного отношения для активной зоны реактора типа БН. // *ВАНТ. Серия: Ядерно-реакторные константы*. – 2019. – Вып. 4. – С. 50-54.
12. *Lehoucq R.B., Sorensen D.C., Yang C.* *ARPACK Users' Guide: Solution of Large-Scale Eigenvalue Problems with Implicitly Restarted Arnoldi Methods*. – Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998, 137 p.; DOI: <https://doi.org/10.1137/1.9780898719628>.
13. *Hindmarsh A.C.* «ODEPACK, A Systematized Collection of ODE Solvers», in *Scientific Computing*, R.S. Stepleman et al. (eds.). – North-Holland, Amsterdam, 1983 (Vol. 1 of IMACS Transactions on Scientific Computation). – PP. 55-64.
14. *Anderson E., Bai Z., Bischof C., Blackford S., Demmel J., Dongarra J., Du Croz J., Greenbaum A., Hammarling S., McKenney A., Sorensen D.* *LAPACK Users' Guide*. – Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1999. – 407 p.; DOI: <https://doi.org/10.1137/1.9780898719604>.

Поступила в редакцию 07.12.2020 г.

Авторы

Тормышев Иван Владимирович, ведущий инженер

E-mail: itormyshev@ippe.ru

Гулевич Андрей Владиславович, заместитель директора, доктор физико-математических наук

E-mail: gulevich@ippe.ru

Елисеев Владимир Алексеевич, начальник лаборатории, кандидат технических наук

E-mail eliseev@ippe.ru

Стогов Виктор Юрьевич, старший научный сотрудник

E-mail: stogov@ippe.ru

UDC 621.039.51

ASSESSMENT OF NEUTRON FLUX STABILITY IN A HIGH POWER BN-TYPE REACTOR IN TERMS OF MODAL SPATIAL KINETIC

Tormyshev I.V., Gulevich A.V., Eliseev V.A., Stogov V.Yu.

JSC SSC RF-IPPE n.a. A.I. Leypunsky

1 Bondarenko Sq., 249033 Obninsk, Kaluga Reg., Russia

ABSTRACT

The article discusses the neutron flux stability in the core of a high-power sodium-cooled fast reactor (of the BN type). The importance of the stability problem for high-power BN-type reactors is associated with the specific features of the layout of their cores, including a large diameter and a ratio of diameter to height about 5. The technique used to substantiate the stability of neutron fields is based on the analysis of the spectrum of the matrix of the system of equations of spatial kinetics describing the core of a high-power BN-type reactor without considering feedback. A computational model of the spatial kinetics of a high-power BN-type reactor has been developed in the modal approximation based on the representation of the unsteady flow as the sum of the eigenfunctions of the conditionally critical problem multiplied by the time-dependent amplitudes. The spectrum of the matrix of the system of ordinary differential equations describing the spatial kinetics of the reactor has been calculated. It is shown that the neutron flux in the core of a high-power BN-type reactor is stable without considering feedback. Test calculations have illustrated the damping of perturbations of the energy release field for a reactor in a critical state. The spatial dependence of unsteady neutron flux is described by the modal approach. The neutron flux is expressed as a sum of the modes of the static diffusion equation, multiplied by the time-dependent expansion coefficients. The ordinary differential equations system for the modal spatial neutron kinetic is developed. The eigenproblem for the ODE system matrix is solved. The stability of the spatial kinetic ODE system without power feedback for BN-type reactor is established. The decay of the neutron field perturbations is demonstrated by the sample spatial kinetic calculations.

Key words: BN-type reactor, neutron field stability, spatial kinetic, criticality equation, eigenfunctions expansion.

REFERENCES

1. Poplavsky V.M., Matveev V.I., Eliseev V.A., Kuznetsov I.A., Volkov A.V., Shvetsov Yu.E., Khomyakov Yu.S., Tsiboula A.M. Studies on Influence of Sodium Void Reactivity Effect on the Concept of the Core and Safety of Advanced Fast Reactor. *Journal of Nuclear Science*

- and Technology*. 2011, v. 48, no. 4, pp. 538-546; DOI: <https://doi.org/10.1080/18811248.2011.9711731>.
2. Federal'naya Sluzhba po Ekologicheskomu, Tekhnologicheskomu i Atomnomu Nadzoru. Nuclear Safety Rules for Reactor Facilities of Nuclear Power Plants. NP-082-07. *Yadernaya i Radiatsionnaya Bezopasnost'*. 2008, no. 1, pp. 52-77 (in Russian).
 3. Akcasu Z. *Mathematical Methods in Nuclear Reactor Dynamics*. New York. Academic Press, 1971, 460 p.
 4. Coughanowr D.R. *Process Systems Analysis and Control*. New York. McGraw-Hill, 1991, 566 p.
 5. Bibikov Yu.N. *Course in Ordinary Differential Equations*. Sankt-Petersburg. Lan' Publ., 2011, 304 p. (in Russian).
 6. Hashimoto K. Linear Modal Analysis of Out-of-Phase Instability in Boiling Water Reactor Cores. *Ann. Nucl. Energy*. 1993, v. 20, no. 12, pp. 789-797; DOI: [https://doi.org/10.1016/0306-4549\(93\)90072-W](https://doi.org/10.1016/0306-4549(93)90072-W)
 7. March-Leuba J. & Blakeman E.D. A Mechanism for Out-of-Phase Power Instabilities in Boiling Water Reactors. *Nuclear Science and Engineering*. 1991, v. 107, no. 2, pp. 173-179; DOI: <https://doi.org/10.13182/NSE91-A15730>.
 8. Miro R., Ginestarb D., Verdu G., Hennig D. A Nodal Modal Method for the Neutron Diffusion Equation. Application to BWR Instabilities Analysis. *Ann. Nuc. Energy*. 2002, v. 29, pp. 1171-1194; DOI: [https://doi.org/10.1016/S0306-4549\(01\)00103-7](https://doi.org/10.1016/S0306-4549(01)00103-7).
 9. Takeuchi Y., Takigawa Y., Uematsu H. A Study on Boiling Water Reactor Regional Stability from the Viewpoint of Higher Harmonics. *Nuclear Technology*. 1994, v. 106, no. 3, pp. 300-314; DOI: <https://doi.org/10.13182/NT94-A34960>.
 10. Bell J., Glesston S. *Nuclear Reactor Theory*. Moscow. Atomizdat Publ., 1974, 494 p. (in Russian).
 11. Gulevich A.V., Dolgikh V.P., Eliseev V.A., Peregudova O.O., Rozhihin E.V., Semenov M.Yu., Stogov V.Yu., Tormyshev I.V. Calculation of the Dominant Ratio for a BN-type Reactor Core. *VANT. Ser: Yaderno-Reaktornye Konstanty*, 2019, iss. 4, pp. 50-54. (in Russian).
 12. Lehoucq R.B., Sorensen D.C., Yang C. *ARPACK Users' Guide: Solution of Large-Scale Eigenvalue Problems with Implicitly Restarted Arnoldi Methods*. Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998, 137 p.; DOI: <https://doi.org/10.1137/1.9780898719628>.
 13. Hindmarsh A.C. «ODEPACK, A Systematized Collection of ODE Solvers», in *Scientific Computing*, R.S. Stepleman et al. (eds.). North-Holland, Amsterdam, 1983 (Vol. 1 of IMACS Transactions on Scientific Computation), pp. 55-64.
 14. Anderson E., Bai Z., Bischof C., Blackford S., Demmel J., Dongarra J., Du Croz J., Greenbaum A., Hammarling S., McKenney A., Sorensen D. *LAPACK Users' Guide*. Philadelphia, PA. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1999, 407 p.; DOI: <https://doi.org/10.1137/1.9780898719604>.

Authors

Tormyshev Ivan Vladimirovich, Leading Engineer

E-mail: itormyshev@ippe.ru

Gulevich Andrey Vladislavovich, Deputy Director, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail: gulevich@ippe.ru

Eliseev Vladimir Alekseevich, Head of Laboratory, Cand. Sci. (Engineering)

E-mail: eliseev@ippe.ru

Stogov Victor Yuryevich, Senior Researcher

E-mail: stogov@ippe.ru